

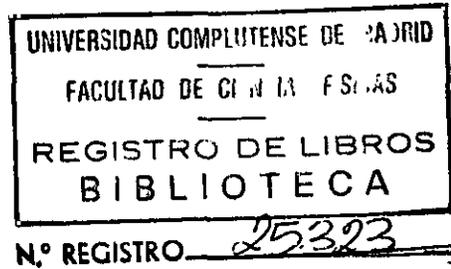


71-1931/22

DEPARTAMENTO DE OPTICA  
FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS  
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

ESTUDIO Y DESARROLLO DE LASERES PULSADOS DE GAS  
DE EXCITACION TRANSVERSAL

*Resúmen*



MEMORIA PARA ASPIRAR AL GRADO DE DOCTOR  
EN CIENCIAS FISICAS PRESENTADA POR:  
D. FERNANDO ENCINAS SANZ

DIRECTOR:  
DR. D. JOSE MANUEL GUERRA PEREZ

Diciembre de 1990

A todos los que  
en mayor o menor medida  
se sacrifican por mi.

## AGRADECIMIENTOS

Quisiera agradecer a mi Director de Tesis Dr. D. José Manuel Guerra Pérez su apoyo durante la ejecución del trabajo y su permanente disponibilidad para la discusión de las ideas que han sido el germen del mismo.

El presente trabajo ha sido realizado en el Departamento de Optica, por lo que quiero agradecer al Dr. D. Eusebio Bernabeu Martínez, como Catedrático y Director del mismo, la oportunidad que me ha sido brindada.

Han sido muchos los compañeros de los que he recibido estímulo, apoyo y formación; gracias a todos ellos. Con Ignacio Pastor Díaz he trabajado codo a codo en el tema de la dinámica del láser de  $CO_2$ . Nuestra colaboración me ha demostrado que el trabajo en equipo puede ser más que bueno y deseable. Así mismo, Margarita Sánchez Balmaseda y Rosa Weigand Talavera han seguido de cerca las buenas y malas vicisitudes ocurridas durante estos años; gracias por su ayuda y consejo. El resto de mis compañeros, en general más jovencitos, también me han ayudado en los pequeños, pero importantes, detalles y han contribuido igualmente al disfrute de un agradable ambiente dentro y fuera del trabajo.

Quisiera, por último, dar mi gratitud al Taller de Precisión del Ejército y a ENOSA por la cesión de material de instrumentación que ha posibilitado la ejecución del experimento de correlación cruzada descrito en el capítulo 5 de esta memoria.

# INDICE

Páginas

---

INTRODUCCION. ....	1
 <b>CAPITULO 1. FUNDAMENTOS.</b>	
1.1 Desarrollo de descargas difusas a alta presión. ....	4
1.1.1 Introducción. ....	4
1.1.2 Iniciación de descargas homogéneas y difusas a alta presión. Preionización. ....	8
1.1.3 Estabilidad temporal de descargas homogéneas. Transición descarga difusa-arco. ....	16
 1.2 Esquemas y física de la preionización con radiación ul- travioleta en láseres TEA de CO <sub>2</sub> . ....	20
 1.3 El láser de CO <sub>2</sub> . ....	24
1.3.1 Niveles láser. ....	24
1.3.2 Forma del pulso del láser TEA de CO <sub>2</sub> . ....	28
1.3.3 Perfiles de electrodos de alta uniformidad de cam- po. ....	30
 1.4 El láser de N <sub>2</sub> . ....	33
1.4.1 Niveles y transiciones láser. ....	33
 1.5 Aspectos fundamentales de la teoría del láser. ....	35
1.5.1 Modos longitudinales y transversales en un resona- dor estable. ....	35
1.5.2 Acoplo en fase de modos. ....	38

## CAPITULO 2. ESTUDIO DEL PLASMA DE DESCARGAS SUPERFICIALES.

2.1	Introducción. ....	41
2.2	Descargas superficiales completas e incompletas. ....	42
2.3	Circuito de excitación y dispositivo experimental. ....	44
2.4	Estudio espectroscópico de la ablación en descargas superficiales completas. ....	48
2.4.1	Medida del espectro de emisión de las descargas. Dispositivo experimental. ....	48
2.4.2	Técnicas de diagnóstico espectroscópico del plasma. ....	51
2.4.3	Inhomogeneidad transversal del plasma. ....	54
2.4.4	La corriente y la ablación. ....	58
2.4.5	Influencia del confinamiento de la descarga en la ablación. ....	60
2.4.6	Influencia de la presión en la ablación. ....	64
2.4.7	Origen del umbral de ablación. ....	67
2.4.8	Descargas en mezclas de gases. ....	68

## CAPITULO 3. ESTUDIO Y DESARROLLO DE UN LASER PULSADO TEA DE CO<sub>2</sub> PREIONIZADO CON DESCARGAS SUPERFICIALES INCOMPLETAS.

3.1	Diseño experimental y circuito de excitación del sistema láser. ....	72
3.2	Sistema de preionización. ....	79

3.3 Estudio eléctrico y óptico del laser TEA de $\text{CO}_2$ . . . . .	82
3.3.1 Introducción. . . . .	82
3.3.2 Descarga superficial incompleta. . . . .	83
3.3.3 Evolución temporal de los parámetros del láser. . .	85
3.3.4 Forma temporal del pulso láser: influencia del $\text{N}_2$ . .	89
3.3.5 Estimación del nivel de preionización. . . . .	92
3.3.6 El condensador de acoplo directo $C_p$ . . . . .	96
3.3.7 Optimización del condensador de acoplo directo y de la mezcla de gases del láser. . . . .	100
3.4 Energía máxima de salida del láser. . . . .	104
3.4.1 Influencia del perfil de los electrodos. . . . .	104
3.4.2 La transición descarga difusa-arco. . . . .	109
3.5 Aplicaciones del sistema láser. . . . .	115
3.5.1 Introducción. . . . .	115
3.5.2 Efecto fotovoltaico inducido por la radiación de $10.6 \mu\text{m}$ del láser TEA de $\text{CO}_2$ . . . . .	116
3.5.3 Marcado con láser TEA de $\text{CO}_2$ . . . . .	121

**CAPITULO 4. ASPECTOS DINAMICOS DEL PULSO DEL LASER TEA DE  $\text{CO}_2$ .**

4.1 Introducción. . . . .	123
4.2 Adquisición y tratamiento de los datos. . . . .	124
4.2.1 Introducción. . . . .	124
4.2.2 Algoritmo de interpolación. . . . .	125
4.2.3 Transformada de Fourier e integral de correlación. .	127
4.3 Modos longitudinales y transversales en el resonador del láser TEA de $\text{CO}_2$ . . . . .	129

4.4 Acoplo en fase de modos longitudinales. ....	131
4.5 Acoplo en fase de modos transversales. ....	141
4.6 Dinámica en régimen multimodo transversal sin diafragma intracavidad. ....	147
4.6.1 Introducción. ....	147
4.6.2 Fluctuaciones irregulares de la intensidad del pulso láser. ....	147
4.6.3 Experimento de correlación cruzada. ....	155
4.6.4 Carácter local de las fluctuaciones. ....	158
<b>CAPITULO 5. ESTUDIO Y DESARROLLO DE UN LASER TE DE N<sub>2</sub>.</b>	
5.1 Introducción. ....	163
5.2 Operación del láser de N <sub>2</sub> . ....	164
5.2.1 Dispositivo experimental. ....	164
5.2.2 Emisión ultravioleta e infrarroja del láser de N <sub>2</sub> . ....	166
5.2.3 Caracterización eléctrica y parámetros de optimi- zación de la energía del láser. ....	172
5.3 Comparación del láser TEA de CO <sub>2</sub> y el láser TE de N <sub>2</sub> . ..	179
<b>CONCLUSIONES.</b> ....	182
<b>BIBLIOGRAFIA.</b> ....	186

## INTRODUCCION

---

El presente trabajo recoge el estudio y desarrollo de láseres pulsados de gas de alta potencia y energía excitados transversalmente. Se trata, por tanto, de láseres de gas bombeados por una descarga eléctrica cuyo campo eléctrico es ortogonal a la dirección de amplificación de la radiación láser. Dentro de la amplia variedad de láseres que se incluyen en dicha clasificación, nuestros estudios se han centrado en dos de ellos: láser TEA de  $\text{CO}_2$  (Excitación Transversal a presión Atmosférica) y láser TE de  $\text{N}_2$  (Excitación Transversal). El interés de estos láseres radica en la amplia variedad de aplicaciones de carácter científico y tecnológico que poseen.

A título de fundamento, el Capítulo 1 recoge una revisión de los conceptos básicos que aparecen en la exposición del trabajo. Se presenta con cierto detalle un análisis del desarrollo de descargas de volumen difusas de alta presión (presión atmosférica o mayor) haciendo hincapié en la técnica de preionización imprescindible para el establecimiento de este tipo de descargas. La preionización (siembra con electrones libres del volumen de la descarga previa a su ruptura eléctrica) requiere incorporar un sistema auxiliar que produzca dicha ionización. Para tal objeto hemos usado como medio la radiación ultravioleta (fotoionización) procedente de descargas superficiales sobre dieléctricos. Los diferentes estudios experimentales realizados en el plasma de estas descargas han permitido la familiarización con las mismas y con las técnicas de alto voltage, todo ello necesario en

su aplicación al desarrollo de los láseres objeto de estudio (Capítulo 2). A este respecto cabe destacar como principal aportación el estudio del régimen ablativo de descargas superficiales completas (alta corriente eléctrica) y sus posibles ventajas como medio de preionización [1].

En el Capítulo 3 se describe el estudio y el desarrollo en sí mismo del láser TEA de  $\text{CO}_2$  preionizado con descargas superficiales incompletas (baja corriente). Aportación significativa ha sido la clarificación de algunos puntos oscuros y poco estudiados en la literatura del sistema láser construido. En este sentido, la relación entre la descarga superficial de preionización, la descarga principal del láser y el condensador de acoplo directo, así como la optimización de la energía del láser a través de dicho condensador, han quedado bien establecidas. Concretamente, se ha podido concluir que el condensador de acoplo directo no está directamente relacionado con la descarga superficial de preionización y que su energía se descarga a través del plasma de la descarga difusa principal que bombea el láser, influyendo significativamente en el desarrollo homogéneo de la misma. Por otro lado, la influencia del tipo de perfil de los electrodos en la salida del láser y la estimación del nivel de preionización han sido, entre otros, temas de estudio [2]. Han sido también interesantes los estudios preliminares sobre futuros campos de aplicación del láser TEA de  $\text{CO}_2$ . Aprovechando el alto nivel de potencia del pulso láser se ha identificado un nuevo tipo de efecto fotovoltaico no lineal inducido por la radiación de  $10.6 \mu\text{m}$  del láser en juntas de semiconductores (Si y Ge) [3,4]. Resultados de este tipo abren el abanico de aplicaciones y ponen de manifiesto el interés y utilidad del sistema láser desarrollado.

Los aspectos dinámicos del pulso del láser TEA de  $\text{CO}_2$  se estudian en el Capítulo 4. El tipo de dinámica (regular o irregular) se ve drásticamente afectada por la estructura transversal seleccionada en la oscilación láser. Un nuevo tipo de fluctuaciones irregulares en la

evolución temporal de la intensidad del láser se ha encontrado en el régimen multimodo axial-transversal de funcionamiento. El aspecto más novedoso de este tipo de fluctuaciones es su carácter local, es decir, su observación en máxima amplitud requiere la detección de áreas muy inferiores al área total de la sección transversal del haz láser (típicamente unas 100 veces menor). Los espectros de Fourier de estas fluctuaciones y la baja correlación entre las señales de intensidad de dos puntos de la sección transversal del haz apuntan a una interpretación basada en inestabilidades dinámicas espaciotemporales de carácter caótico [5].

Utilizando el mismo circuito de excitación del láser TEA de  $\text{CO}_2$  y con cambios menores (espejos y electrodos) se consigue que el dispositivo funcione como un láser TE de  $\text{N}_2$  de alta energía y potencia (dispositivo láser multigas: TEA  $\text{CO}_2$  y TE  $\text{N}_2$ ), convirtiéndose en un útil sistema de bombeo de láseres de colorantes (Capítulo 5). Las energías de salida, tanto en su emisión ultravioleta como en la infrarroja, son las más altas de la literatura para un láser de  $\text{N}_2$  excitado por descarga automantenida. Los diversos estudios realizados han permitido establecer los puntos clave (aspectos geométricos, optimización de elementos del circuito...) que permitirían mejorar aún más los niveles de energía y potencia alcanzados hasta el momento en el láser de  $\text{N}_2$  [6,2].

# CAPITULO 1

## FUNDAMENTOS

---

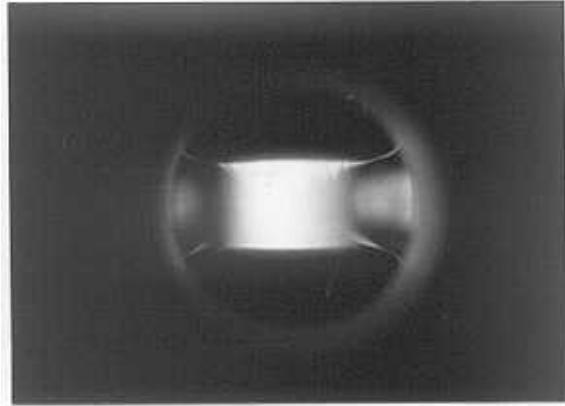
### 1.1 DESARROLLO DE DESCARGAS DIFUSAS A ALTA PRESION.

#### 1.1.1 Introducción.

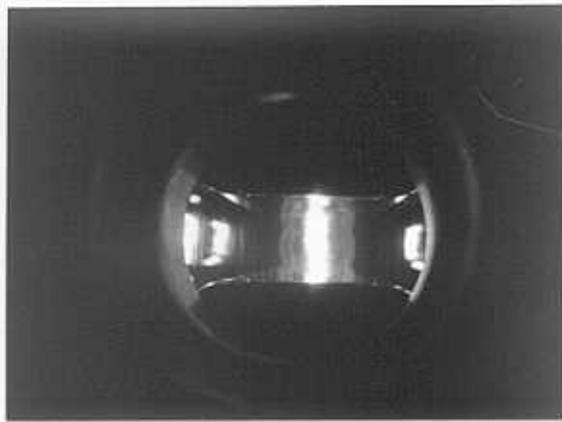
El advenimiento de los láseres de gas pulsados TEA (Excitación Transversal a presión Atmosférica) en los años setenta, condujo al rápido desarrollo y mejor entendimiento de las descargas difusas (descargas glow en terminología inglesa) automantenidas a alta presión (presión atmosférica o mayor) que bombean estos láseres. El factor clave en la aplicación de estas descargas automantenidas para el bombeo láser, es la capacidad para mantener conducción eléctrica en un modo volumétricamente difuso, un entorno que suministra un bombeo láser eficiente para muchos sistemas láser de gas. Existen transiciones láser con frecuencias discretas dentro del rango del ultravioleta al infrarrojo lejano. Ejemplos notables incluyen transiciones electrónicas de excímeros de halógenos y gases nobles (KrF, XeCl, XeF) en el ultravioleta, transiciones electrónicas de haluros metálicos (HgBr, HgCl) en el visible y transiciones vibracionales de moléculas (HF, CO, CO<sub>2</sub>) en el infrarrojo. La innovación tecnológica que hizo posible producir estas descargas difusas en volumen a alta presión, fue el desarrollo de geometrías de

electrodos de campo uniforme que empleaban preionización con radiación ultravioleta.

Históricamente, las raíces de la tecnología de las descargas pulsadas difusas de alta presión se remonta atrás al menos 50 años. Estas descargas fueron primeramente estudiadas como un estado intermedio en la ruptura eléctrica de gases a alta presión [7,8,9]. Estos estudios fueron motivados en parte, por el uso de gases a alta presión como aislantes y múltiples aplicaciones como interruptores eléctricos. La descarga difusa de alta presión es indeseable para la mayoría de aplicaciones como interruptor eléctrico porque precede, y por tanto retrasa, el surgimiento del deseado modo arco de alta conductividad de la descarga. El arco filamentososo de baja resistencia es el estado estacionario usual para descargas en gases a alta presión. Así pues, en general las descargas eléctricas pulsadas se inician en modo difuso o de volumen, pero en su posterior evolución pueden llegar a generar el modo arco o concentrado de alta conductividad. La duración de la fase inicial difusa depende de múltiples factores tales como la geometría de los electrodos, la presión del gas, el tipo de gas, el nivel de ionización inicial del volumen de descarga (preionización) ... y puede ser lo suficientemente larga como para que no surja el modo arco (es decir, que de tiempo para que toda la energía disponible se descargue en modo difuso). En la figura (1.1a) se muestra el aspecto de una descarga que se ha desarrollado por completo en modo difuso, mientras que en la figura (1.1b) se recoge otra que ha culminado con el desarrollo del modo arco (las dos descargas se han realizado con la misma configuración de electrodos, los empleados en la construcción del láser TEA de  $\text{CO}_2$  (ver Capítulo 3), que tienen una longitud  $l=70$  cm y la distancia entre ellos es  $d=2$  cm). En el primer caso (descarga difusa) el plasma ocupa todo el volumen disponible entre electrodos  $V \approx 2 \times 3 \times 70 \text{ cm}^3$  (descarga de volumen), mientras que en el segundo la descarga se concentra en uno o varios estrechos canales cilíndricos (filamentos de muy alta corriente) de una sección  $\approx 0.5 \text{ cm}^2$ .



a)



b)

FIGURA (1.1). a) Fotografía de una descarga difusa de volumen. b) Fotografía de una descarga inhomogénea de tipo arco.

En la investigación reciente sobre láseres TEA el énfasis se ha desplazado hacia el estudio del modo difuso de la descarga que es necesario para tener un bombeo láser efectivo. Buena parte de la investigación sobre láseres TEA ha sido destinado al aumento de su energía y/o potencia de salida y al incremento de su eficiencia (conversión energía eléctrica en óptica).

La necesidad de una descarga difusa se debe a que las características del plasma electrónico de estas descargas (densidad electrónica  $n_e \approx 10^{10}-10^{14} \text{ cm}^{-3}$  y temperatura electrónica  $T_e \approx 2-10 \text{ ev}$ ) son las idóneas para dar lugar a situaciones de inversión de población (de no equilibrio) por excitación de los niveles láser mediante colisiones con electrones. Más concretamente, la temperatura electrónica es suficientemente alta como para que la relativamente baja densidad electrónica pueda dar lugar a una distribución de equilibrio en la población de los estados excitados de las moléculas (distribución de Boltzmann) con una temperatura igual a la temperatura electrónica (distribución de Maxwell).

La energía de los láseres TEA es escalable con el volumen de la descarga. Para un ritmo dado de introducción de energía en la descarga (fundamentalmente determinado por la inducción del circuito de excitación), la energía del láser puede ser también incrementada aumentando la duración del pulso láser (introduciendo más energía durante más tiempo en la descarga de bombeo). Sin embargo, los intentos de ir por este camino han sido detenidos por la tendencia a la formación de arcos a altas presiones en las descargas que bombean el láser. Cuando un arco filamentososo se forma, el voltaje de la descarga tiende a colapsar puesto que el arco es típicamente mucho más conductivo que el modo difuso. Incluso si el voltaje no colapsa cuando el arco se forma, el bombeo láser tiende a desaparecer porque la energía de entrada a la descarga es canalizada en un estrecho volumen (arco) en donde la temperatura electrónica y del gas rápidamente se equilibran (equilibrio térmico). La formación del arco también

destruye la calidad óptica del haz láser, introduce pérdidas y puede dañar componentes del sistema.

Así pues, el desarrollo con éxito de un láser TEA de  $\text{CO}_2$  requiere satisfacer necesariamente estas dos condiciones:

- 1) Iniciación espacialmente homogénea o difusa (en volumen) de la descarga en todo el espacio disponible entre electrodos.
- 2) Mantener la homogeneidad espacial del plasma y estabilidad temporal durante la escala de tiempo de interés, es decir, la introducción de la energía en el sistema se debe hacer antes del desarrollo y culminación de las homogeneidades de plasma que conducen a la formación de arcos.

A continuación analizaremos con algo más de detalle estos dos aspectos y se verá el papel esencial que juega la preionización.

### **1.1.2 Iniciación de descargas homogéneas y difusas a alta presión. Preionización.**

Nos limitaremos a realizar un análisis simplificado del desarrollo de la descarga. Se supondrá que bajo la influencia de radiación ultravioleta (fotoionización del medio activo) una densidad homogénea de carga libre  $n_0$  (preionización) es creada en el volumen de la descarga limitado por dos electrodos planos. Después de esto un pulso de alto voltaje rectangular se aplica a los electrodos, con una amplitud suficiente como para producir la ruptura eléctrica del gas.

Cada electrón inicialmente contenido en el volumen de la descarga inicia el desarrollo de una avalancha electrónica. El origen del crecimiento de la avalancha se encuentra en las sucesivas colisiones ionizantes entre los electrones y las moléculas del gas. El campo eléctrico aplicado debe ser suficientemente grande como para que los electrones adquieran de él en el tiempo medio entre colisiones la

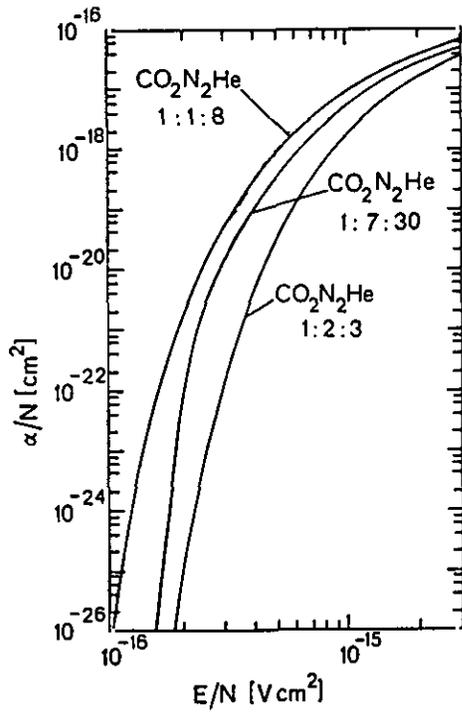
energía necesaria para ionizar. Si se tiene en cuenta que el recorrido libre medio de los electrones es inversamente proporcional a la presión del gas, se concluye que la relación  $E/P$  ( $E$  = campo eléctrico aplicado,  $P$  = presión del gas) es un parámetro importante de la descarga que fija la energía o temperatura media electrónica. El crecimiento del número de electrones de una avalancha viene dado por la ecuación de Townsend (en este análisis, sin pérdida de generalidad, despreciaremos las posibles pérdidas tales como la captura electrónica o la recombinación):

$$dn(x) = \alpha n(x) dx = \alpha n(t) v_d dt \quad (1.1)$$

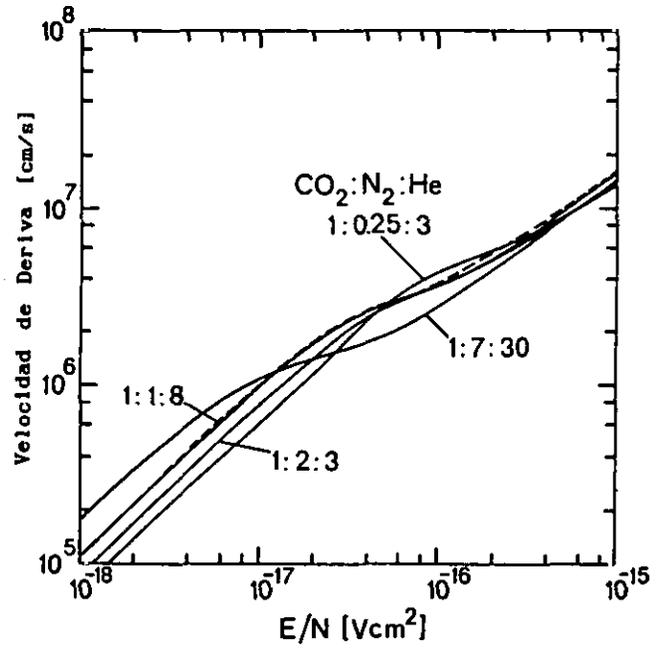
en donde  $n(x)$  electrones a la distancia  $x$  a partir de la posición de inicio del crecimiento de la avalancha, viajan a lo largo de la dirección del campo aplicado una distancia  $dx$  y generando  $\alpha n(x) dx$  nuevos electrones.  $\alpha$  es el coeficiente de ionización de Townsend y representa el número de colisiones ionizantes que experimenta un electrón por unidad de longitud recorrida en la dirección del campo.  $v_d$  es la velocidad de propagación de la avalancha en dicha dirección (velocidad de deriva). El hecho de que los principales parámetros que determinan el desarrollo de la avalancha electrónica, tales como el cociente del coeficiente de ionización y la presión  $\alpha/P$  (o equivalentemente  $\alpha/N$ , siendo  $N$  la densidad del gas), la temperatura electrónica  $T_e$  y la velocidad de deriva  $v_d$  dependan sólo del factor  $E/P$  ( $E/N$ ), facilita el análisis de la formación de la descarga. Los experimentos muestran que para un amplio rango de valores de  $E/N$  la dependencia de  $\alpha/N$  es de la forma [10]:

$$\alpha/N = A \exp [-B/(E/N)] \quad (1.2)$$

en donde  $A$  y  $B$  son constantes características de cada gas. La figura (1.2) muestra curvas típicas de  $\alpha/N$  y  $v_d$  para las mezclas de gases usuales en los láseres de  $CO_2$ . La integración de la ecuación (1.1) nos da la expresión de Townsend para el crecimiento de la avalancha:



a)



b)

FIGURA (1.2). Coeficiente de ionización (a) y velocidad de deriva (b) de los e-lectrones para varias mezclas de  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  y He (Ref.25).

$$n(t) = \exp \int_0^t \alpha v_d dt \quad (1.3)$$

Si el pulso de voltaje aplicado es rectangular la expresión queda reducida a  $n(t) = \exp(t/\tau)$  es donde  $\tau^{-1} = \alpha v_d$  es el ritmo de crecimiento del número de portadores (electrones), es decir,  $\tau$  es el tiempo necesario para que aproximadamente se doble el número de electrones en la avalancha.

Una primera condición evidente para el desarrollo homogéneo de la descarga en su etapa de ionización en las avalanchas, es el solapamiento espacial de las avalanchas electrónicas vecinas debido a la difusión transversal de los electrones. Así pues, para mantener el grado inicial de homogeneidad del medio, el solapamiento mutuo de las avalanchas electrónicas debe ocurrir en un tiempo del orden de  $\tau$ ; de este modo cada avalancha pierde su "individualidad" desarrollándose la descarga en conjunto, en volumen (figura (1.3a)). Si esta condición no es satisfecha cada avalancha progresa independientemente generando altas densidades electrónicas locales que, como veremos en la próxima sección, son el germen para el desencadenamiento de un estrecho canal de alta conductividad o arco (desarrollo inhomogéneo de la descarga (figura (1.3b))).

Para expresar analíticamente este criterio de solapamiento debemos hacer referencia a la expresión del radio de difusión de la avalancha con  $t = \tau = 1/\alpha v_d$ :

$$R \approx (4D\tau)^{1/2} \quad (1.4)$$

en donde  $D$  es el coeficiente de difusión, y a las relaciones de  $D$  y la movilidad electrónica  $\mu$  con los parámetros de la descarga:

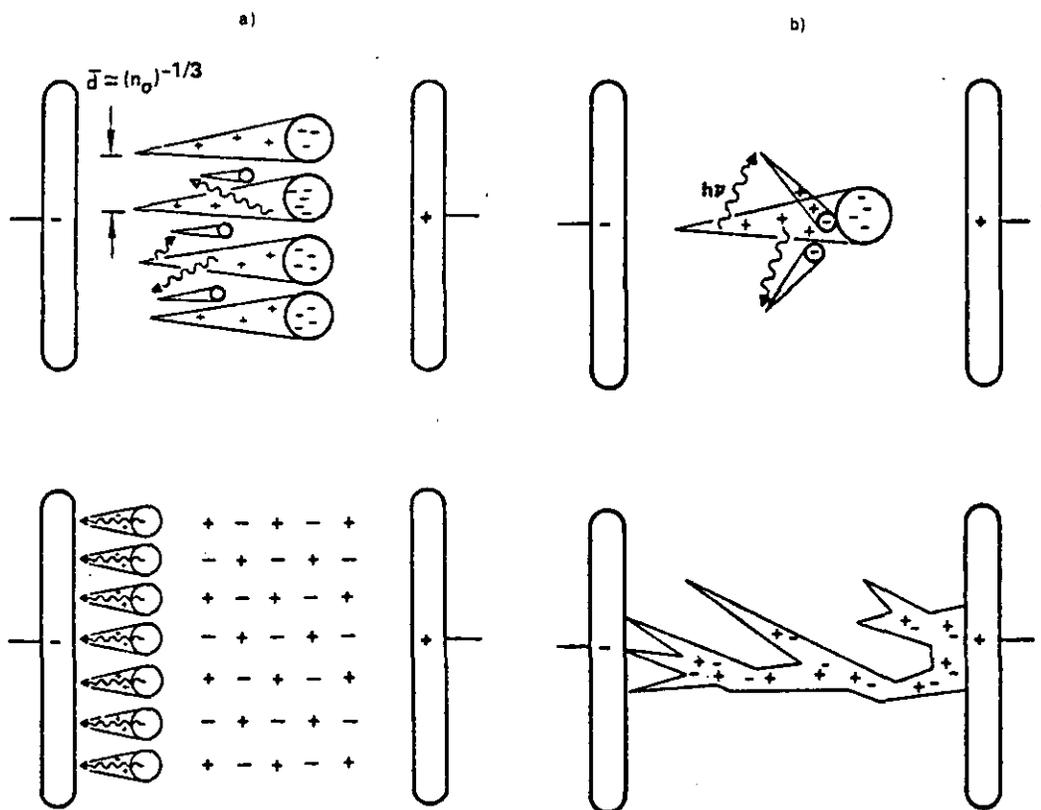


FIGURA (1.3). a) Ruptura eléctrica con preionización iniciada por múltiples avalanchas primarias. b) Ruptura arco o filamentosa iniciada por una sola avalancha primaria. Las distribuciones de carga inicial y final del plasma aparecen en ambos casos arriba y abajo, respectivamente (Ref. 13 ).

$$\frac{D}{\mu} = \frac{2\epsilon}{3e} \quad (1.5)$$

$$v_d = \mu E \quad (1.6)$$

donde  $\epsilon$  es la energía electrónica media y  $e$  la carga electrónica [ ]. Usando estas dos ecuaciones (1.4) queda:

$$R \approx (8\epsilon/3eE\alpha)^{1/2} \quad (1.7)$$

La condición de solapamiento de las avalanchas vecinas se puede expresar finalmente con la siguiente relación entre la preionización  $n_0$  y los parámetros de la descarga:

$$n_0 \geq (2R)^{-3} = (3\alpha e E / 32\epsilon)^{3/2} \quad (1.8)$$

Teniendo en cuenta (1.2) y que aproximadamente  $\epsilon \propto E/N$  [11] tenemos para (1.8):

$$n_0 \geq A_1 N^3 \exp [-A_2/(E/N)] \equiv n_{0,\min} \quad (1.9)$$

con  $A_1$  y  $A_2$  constantes. Dos aspectos requieren especial comentario de la expresión (1.9). El primero de ellos es la dependencia de la preionización mínima  $n_{0,\min}$  con la presión o densidad del gas. Se puede ver que al aumentar la presión (manteniendo constante un valor de  $E/N$  que de una temperatura electrónica suficiente para producir la ruptura eléctrica del gas) aumenta el nivel de preionización necesario para el solapamiento de las avalanchas. Esta es la razón de que cuando se trabaja a baja presión (típicamente  $P \leq 50$  torr) no sea necesario preionizar con algún medio auxiliar el volumen de la descarga (se está suponiendo electrodos planos, es decir, que dan una gran uniformidad de campo), pues en este caso la ionización natural existente ( $n_{\text{nat}} \approx 100\text{-}500$  electrones/cm<sup>3</sup>, cuyo origen es la radiactividad natural, rayos

cósmicos y radiación UV del sol [9]) es suficiente para dar lugar a una descarga homogénea difusa. El segundo aspecto importante es la dependencia con el campo eléctrico  $E$ . De forma similar, cuanto mayor es el campo aplicado mayor debe ser la preionización. Es decir, para un nivel dado de preionización  $n_0$  existe un valor  $E^s$  del campo (umbral superior de estabilidad) de forma que para campos menores la descarga se inicia de forma difusa.

En resumen, refiriéndonos a esta condición de solapamiento, las presiones y campos eléctricos altos favorecen el desarrollo inhomogéneo de la descarga. Cuanto mayor es la presión, menor es la difusión transversal de la avalancha y cuanto mayor es el campo, en menos tiempo se alcanza (y, por tanto, con menor tamaño por difusión transversal) un determinado nivel de crecimiento, requiriéndose en los dos casos más preionización para tener un solapamiento efectivo entre avalanchas.

La segunda condición para el desarrollo homogéneo de la descarga es que exista un ritmo suficientemente alto de producción de electrones en la región que el plasma electrónico abandona en su deriva hacia el ánodo. De hecho, si esta condición no es satisfecha la densidad electrónica en ese volumen entre electrodos caerá al nivel de fondo natural (el vaciado se inicia en la región próxima al cátodo) y el posterior desarrollo de la descarga tendrá lugar justo como en la ausencia de preionización, es decir, en forma de arcos. Los procesos principales que contribuyen al automantenimiento de la descarga con la siembra de electrones de las regiones abandonadas por el plasma electrónico arrastrado por el campo, son la fotoionización del gas y la fotoemisión desde la superficie del cátodo, bajo la acción de la radiación que la propia descarga genera en su desarrollo. En una primera aproximación se puede considerar que la intensidad de esta radiación es proporcional al grado de ionización del gas, que crece exponencialmente con el tiempo y que alcanza su máximo valor en las capas próximas al ánodo. Por tanto, existirá un valor  $E^1$  del campo

(umbral inferior de estabilidad) por debajo del cual el crecimiento del plasma por ionización no es suficiente como para automantener la descarga de forma homogénea en el volumen que deja tras de sí dicho plasma en su deriva al ánodo. Un análisis más detallado de esta condición muestra que dicho umbral inferior es sólo ligeramente dependiente de  $n_0$  [11,12].

La consideración conjunta de estas dos condiciones establece una región de estabilidad (desarrollo homogéneo) en el plano  $(E, n_0)$  (Fig. (1.4)). Del análisis de la figura se desprende como aspecto más importante la existencia de un valor umbral  $n^*$  de la preionización que determina la densidad electrónica mínima necesaria para un desarrollo homogéneo de la descarga. Para las mezclas típicas del láser de  $\text{CO}_2$  a presión atmosférica dicho umbral es del orden de  $n^* \approx 10^4 - 10^5$  electrones/cm<sup>3</sup> [11,12,13,14]. Cuanto más supere la preionización dicho umbral, mayor es el rango de campo eléctrico con los que se puede sustentar el inicio difuso de la descarga.

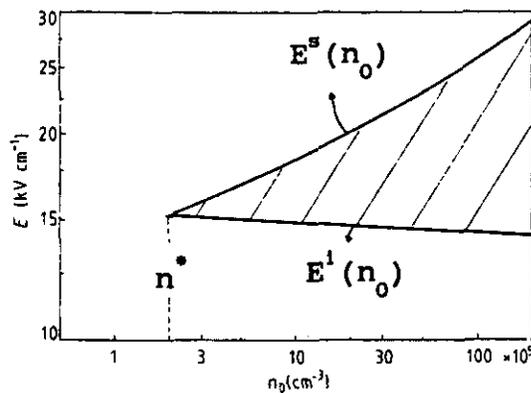


FIGURA (1.4). Región de estabilidad y desarrollo difuso de la descarga (zona rayada) en el plano  $(E, n_0)$ . Distancia entre electrodos  $d= 15$  mm, presión total  $p= 1$  atm y composición de la mezcla  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:3$  (Ref.12).

### 1.1.3 Estabilidad temporal de descargas homogéneas. Transición descarga difusa-arco.

Como ya se dijo en la introducción, las descargas a alta presión son intrínsecamente inestables y su estado estacionario es uno o varios estrechos filamentos de alta conductividad (arcos). Consecuentemente, aunque con preionización se pueden producir grandes volúmenes de descarga difusa (para obtener altas energías láser, pues la energía máxima que se puede depositar en el plasma difuso es proporcional a su volumen), no podemos indefinidamente aumentar la energía descargada (para un volumen dado) o la longitud del pulso de corriente de la descarga manteniendo sus características difusas. Con el empleo de preionización la duración de la fase difusa en las descargas típicas de los láseres TEA de  $\text{CO}_2$  se consigue alargar hasta valores del orden de un microsegundo. El aumento de la anchura del pulso de corriente (descargando más energía) por encima de dichos valores desencadena el desarrollo del modo arco de la descarga.

En general se puede considerar que la filamentación que conduce a la transición descarga difusa-arco se desarrolla en dos estadios: formación de un pequeño volumen con alta densidad electrónica y automantenimiento (crecimiento) de la inestabilidad. El carácter de dicho crecimiento para las descargas de gases moleculares (por ejemplo,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$  y  $\text{N}_2$ ) es conocido. En estos casos, el comportamiento de las inestabilidades es generalmente entendido sobre la base de calentamiento del gas. En este modelo de inestabilidad térmica un aumento local de  $E/N$  conduce a un incremento de la producción electrónica por ionización que produce una subida local de la temperatura del gas, que al mismo tiempo implica un aumento del  $E/N$  local, con lo que se cierra el ciclo de la inestabilidad. En la figura (1.5) se muestra esquemáticamente una de estas regiones locales de alta densidad electrónica. El calentamiento local del gas, el campo creado por la separación de cargas que suplementa en los extremos el campo aplicado y la fotoionización a ambos lados de la avalancha son

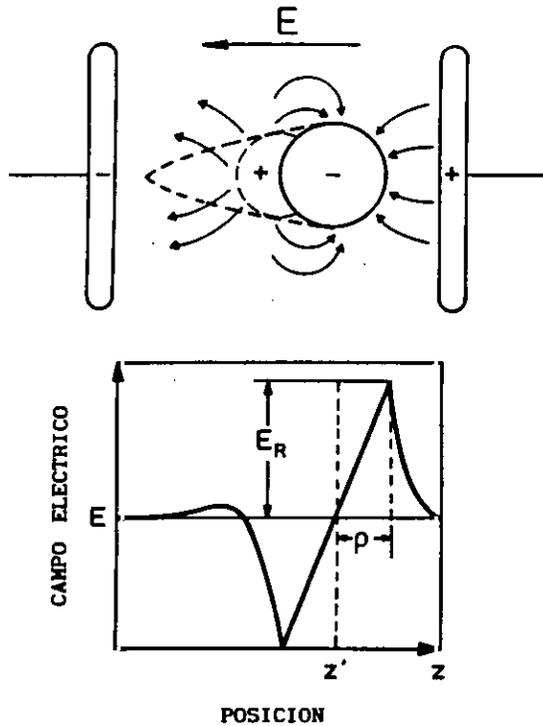


FIGURA (1.5). Esquema de una avalancha de electrones (region local de alta densidad electrónica) y distribución del campo eléctrico producido por la separación de cargas.  $E$  es el campo aplicado entre electrodos y  $E_R$  es el alto campo de punta en la cabeza de la avalancha.

los mecanismos para su rápida propagación y aumento de la conductividad hasta convertirse en un arco que conecta ánodo y cátodo (figuras (1.1b) y (1.3b)).

El origen último de esas regiones locales de alta densidad electrónica o alto  $E/N$  no está completamente claro [15]. Diferentes investigaciones experimentales para descargas en gases como  $CO_2$  y  $N_2$  muestran que la formación de arcos se inicia en las capas de plasma adyacentes al cátodo. Estas regiones próximas al cátodo desarrollan altos campos eléctricos como consecuencia de la formación de densidades de carga espacial no compensadas. Su origen radica en que el movimiento de iones positivos es despreciable frente al de

electrones, así, mientras estos abandonan rápidamente las zonas próximas al cátodo, los iones permanecen casi estáticos con lo que se forma una región de carga positiva no compensada que produce un aumento del campo que es máximo en la superficie del cátodo. Estos campos altos, como ya vimos en el apartado anterior, favorecen el desarrollo independiente de las avalanchas que conduce de forma rápida a una descarga inhomogénea. Varios fenómenos se han considerado como posibles fuentes locales de inestabilidades en las proximidades de los electrodos [16,17,18,19]: química de la superficie (microexplosiones de capas de óxido) y efectos de la geometría de la superficie (microirregularidades en la superficie de los electrodos que pueden dar lugar a altos campos de punta con posible emisión electrónica de campo; pequeñas variaciones del campo eléctrico por posibles desalineamientos de los electrodos).

Es interesante analizar finalmente con algo más de detalle este último punto, es decir, las tolerancias en la uniformidad de campo. La gran sensibilidad del crecimiento de la corriente a cambios en el campo eléctrico es un rasgo característico de estas descargas. Para estudiar este aspecto hay que considerar la ecuación de Townsend para el crecimiento de la densidad electrónica en la descarga [20]:

$$n_{ef} = n_0 \exp \int_0^T (\alpha - \beta) v_d dt \quad (1.10)$$

en donde  $n_0$  es la densidad electrónica inicial (preionización) y T es el tiempo para alcanzar la máxima densidad electrónica en el volumen de la descarga ( $n_{ef}$ ) medido a partir del comienzo del pulso de voltaje.  $\beta$  es el coeficiente de captura electrónica del gas, es decir, representa la pérdida de electrones por la formación de iones negativos a partir de moléculas electronegativas como el  $CO_2$ . Este coeficiente suele ser despreciable frente al coeficiente de ionización  $\alpha$  excepto para campos eléctricos muy bajos.

De la ecuación (1.10) es posible derivar la siguiente expresión

que relaciona las fluctuaciones en la densidad electrónica debidas a pequeñas variaciones en el campo eléctrico aplicado E:

$$\frac{\Delta n_{ef}}{n_{ef}} = \frac{\Delta E}{E} \int_0^T m(\alpha-\beta)v_d dt \quad (1.11)$$

donde

$$m = \frac{E}{(\alpha-\beta)v_d} \frac{\partial(\alpha-\beta)v_d}{\partial E} \quad (1.12)$$

Aquí  $n_{ef}$  es la densidad electrónica final en la descarga no perturbada al final de la fase de crecimiento, y  $\Delta n_{ef}/n_{ef}$  el incremento relativo en la densidad electrónica debido a un pequeño aumento  $\Delta E$  en el campo aplicado. Tales variaciones del campo pueden ser producidas por desalineamiento de los electrodos o desviaciones del perfil teórico de los mismos en su proceso de manufactura. La ecuación (1.11) se reduce para el caso de un pulso de voltaje rectangular de amplitud  $E_m$  a

$$\frac{\Delta n_{ef}}{n_{ef}} \approx \frac{\Delta E}{E} m(E_m) \ln\left(\frac{n_{ef}}{n_0}\right) \quad (1.13)$$

Si se evalúa (1.13) para las descargas en las mezclas típicas de los láseres de  $CO_2$  se obtiene [20]:

$$\frac{\Delta n_{ef}}{n_{ef}} \approx 100 \frac{\Delta E}{E} \quad (1.14)$$

Es inmediatamente aparente que un pequeño incremento local en el campo puede conducir a un aumento muy grande en la densidad electrónica local, siendo más probable la formación de arcos.

De la ecuación (1.13) también se puede concluir que si el nivel inicial de preionización se aumenta, las fluctuaciones de densidad se

reducen, aunque debido a la dependencia logarítmica,  $\Delta n_{ef}/n_{ef}$  es sólo débilmente dependiente de la preionización  $n_0$ .

## 1.2 ESQUEMAS Y FISICA DE LA PREIONIZACION CON RADIACION ULTRAVIOLETA EN LASERES TEA DE CO<sub>2</sub>.

Un láser típico bombeado por descarga de alta presión consiste en (1) una fuente de preionización, (2) dos electrodos para la descarga y (3) una fuente de alimentación para la misma. La mayor variación entre los diferentes dispositivos experimentales está en el tipo de fuente de preionización usada. Los dos tipos básicos de preionizadores son (1) fuentes de radiación ultravioleta (UV) en donde la energía del fotón es comparable a los potenciales de ionización de los gases comunes (10-25 ev) y (2) fuentes de radiación de alta energía en donde la energía del fotón o de la partícula se encuentra en el orden de 0.1-1 Mev. Las dos fuentes más comunes de radiación UV son las descargas corona y las descargas de tipo arco. La preionización basada en radiación o partículas de alta energía, incluye partículas  $\alpha$ , neutrones, electrones de alta energía y rayos X. Todas estas fuentes de alta energía requieren un sistema experimental muy complejo en comparación con los preionizadores UV, por lo que son éstos últimos los que se han impuesto en la mayoría de las aplicaciones.

Las descargas corona fueron el primer tipo de descargas usadas para la preionización ultravioleta. Este tipo de descargas se desarrollan en configuraciones de electrodos en donde existe una región sometida a un campo eléctrico muy alto debido a electrodos con pequeño radio de curvatura o interfases metal-gas-dieléctrico (figura (1.6a)). Con un sistema de electrodos de este tipo existen dos voltajes umbrales: un umbral corona y un umbral de ruptura eléctrica de alta corriente (umbral arco). Por debajo del voltaje umbral corona,

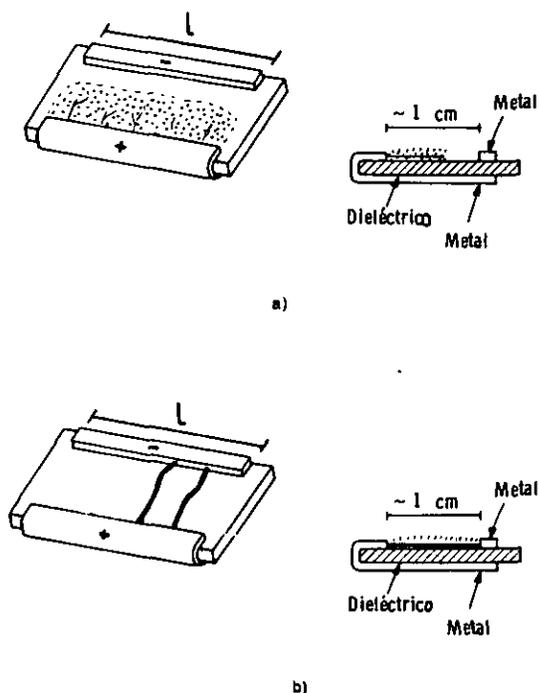


FIGURA (1.6). a) Descarga superficial corona o incompleta (desarrollo difuso).  
 b) Descarga superficial completa en condiciones próximas al umbral arco (desarrollo no uniforme).

no existe ionización o excitación detectable. En el umbral corona una descarga difusa empieza a crecer en la región de alto campo eléctrico. La descarga crece al aumentar el voltaje aplicado. En el umbral arco un brillante (de alta corriente) canal de descarga cortocircuita los dos electrodos (figura 1.6b). Radiación UV dura en el rango 100-200 nm, es la más efectiva para la preionización. Descargas calientes de tipo arco emiten más eficientemente que las descargas corona en este rango de longitudes de onda, por lo que en general la preionización arco resulta ser más efectiva.

La imagen física del proceso de preionización mediante radiación ultravioleta (fotoionización) se resume en la figura (1.7) [15]. Los potenciales de ionización y las longitudes de onda umbrales de

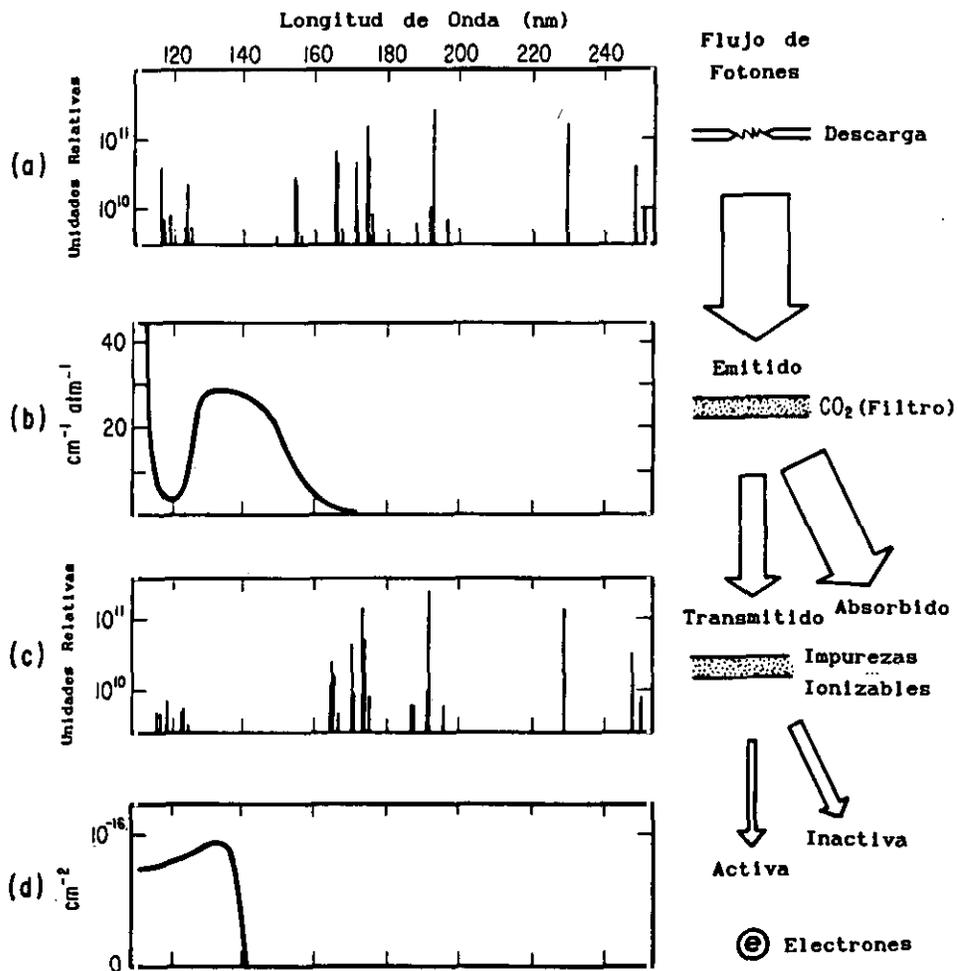


FIGURA (1.7). Resumen de la física del proceso de preionización con radiación UV: a) Radiación emitida por la descarga que preioniza, b) absorción del  $\text{CO}_2$ , c) emisión útil de la descarga, y d) sección eficaz de fotoionización típica (Ref. 15 ).

fotoionización de los constituyentes habituales (y algunos posibles productos resultantes por efecto de la descarga) se recogen en la tabla (1.1). Un espectro de emisión típico de una descarga superficial incompleta [ ] es similar al de la figura (1.7a). En las mezclas láser de CO<sub>2</sub> dicha radiación es filtrada y absorbida por las moléculas de CO<sub>2</sub> mientras pasa desde la fuente hasta el volumen de la descarga principal (figura (1.7b)). La absorción del CO<sub>2</sub> es fuerte para longitudes de onda menores de 160 nm (especialmente para  $\lambda < 115$  nm), con la excepción de una ventana de relativamente buena transmisión centrada en 120 nm. Debido a esta fuerte absorción la radiación transmitida (figura (1.7c)) no puede ionizar los constituyentes de la mezcla del láser de CO<sub>2</sub> (ver tabla (1.1)). Por consiguiente, las especies fotoionizadas que dan lugar a la preionización de la descarga principal deben tener una longitud de onda umbral de fotoionización mayor que 115 nm, es decir, su potencial de ionización debe ser menor de 10.8 ev. Recientemente [22] se ha podido atribuir el origen de la

**TABLA (1.1).** Potenciales de ionización y longitud de onda máxima para fotoionización directa de algunos gases empleados en láseres comunes.

Gas	Potencial de ionización (ev)	$\lambda_{max}$ (Å)
CS <sub>2</sub>	10.08	1230
Hg	10.39	1193
HgBr <sub>2</sub>	10.6	1175
O <sub>2</sub>	12.08	1026
Xe	12.08	1026
N <sub>2</sub> O	12.9	961
NF <sub>3</sub>	13.2	939
HCl	13.8	899
Kr	13.93	890
CO	14.1	879
CO <sub>2</sub>	14.4	861
N <sub>2</sub>	15.51	799
H <sub>2</sub>	15.6	795
F <sub>2</sub>	15.7	790
Ne	21.47	578
He	24.59	504

preionización en las mezclas propias del láser TEA de  $\text{CO}_2$  a impurezas incontroladas de hidrocarburos (alquenos) contenidas en los gases en proporciones inferiores a 0.5 partes por millón. Muchos compuestos de bajo potencial de ionización se han añadido intencionadamente a la mezcla de gases para aumentar el nivel de preionización. Se ha podido determinar que el beneficio asociado a la introducción de pequeñas cantidades de estos compuestos radica también en la reducción de la temperatura electrónica que produce en el plasma [23]. Dicha reducción retarda el desarrollo del mecanismo de inestabilidad asociado a la ionización multietapa del  $\text{N}_2$  a través de varios estados electrónicos metaestables que son excitados eficientemente durante la descarga. Una sección eficaz de fotoionización representativa se muestra en la figura (1.7d) para una impureza fácilmente ionizable con un umbral de ionización en 140 nm (8.9 eV).

### 1.3 EL LASER DE $\text{CO}_2$ .

#### 1.3.1 Niveles láser.

El láser de  $\text{CO}_2$  es con mucho el láser más importante de su clase (gases moleculares) [24,25,26] y en términos de aplicaciones tecnológicas es uno de los más significativos de todos por su alta eficiencia y alta potencia de salida. Presenta una gran versatilidad puesto que existen varios tipos distintos de láseres de  $\text{CO}_2$ : tubos sellados de baja potencia, de flujo de gas de alta potencia, pulsados de excitación transversal...

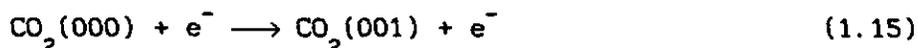
La transición láser involucra los niveles de energía de tipo vibracional y rotacional de la molécula de  $\text{CO}_2$ . La población del nivel láser superior de la molécula de  $\text{CO}_2$  es afectada por colisiones resonantes con moléculas de  $\text{N}_2$  excitadas, por lo que la descarga

difusa que bombea el láser de  $\text{CO}_2$  se desarrolla habitualmente en mezclas de  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ . La figura (1.8) muestra la coincidencia de energías en el sistema láser  $\text{CO}_2:\text{N}_2$  entre el primer nivel vibracional excitado  $\text{N}_2^*(\nu=1)$  y los niveles vibracionales-rotacionales  $001\Sigma_u^+$  del  $\text{CO}_2$ , junto con varios niveles vibracionales pertinentes. Emisión láser, aproximadamente a  $10.6 \mu\text{m}$ , existe entre los niveles vibracionales 001 y 100 y a  $9.4 \mu\text{m}$  entre los niveles 001 y 020. La molécula de  $\text{CO}_2$  es una molécula lineal, simétrica y triatómica, que tiene tres modos normales de vibración (Figura 1.9):

- (1) Un modo longitudinal simétrico  $\nu_1$ . Cada estado cuántico del modo se designa con 100,200,300,..., siendo la separación de energías entre ellos de 0.17 ev.
- (2) Un modo de flexión doblemente degenerado  $\nu_2$ . Sus niveles (010,020,...) están separados 0.08 ev.
- (3) Un modo longitudinal asimétrico  $\nu_3$ . Sus niveles (001,002,...) están separados 0.29 ev.

Cada nivel vibracional está dividido en una serie de subniveles o niveles rotacionales designados por J (momento angular total). Las reglas de selección para transiciones vibracionales-rotacionales en la molécula de  $\text{CO}_2$  son  $\Delta J=+1$  (rama P) y  $\Delta J=-1$  (rama R). Las transiciones individuales se denotan por la letra P o R de cada rama y se incluye el valor J del nivel inferior. Los láseres TEA de  $\text{CO}_2$  emiten en la línea P(20) ( $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ ) [27].

La excitación del nivel láser superior está asociada a dos mecanismos diferentes. Por un lado el nivel láser superior 001 es excitado por colisión electrónica directa en el plasma de la descarga desde el nivel fundamental en el proceso inelástico:



A partir de la figura (1.8) se puede ver que la energía potencial del primer estado vibracional  $\text{N}_2^*(\nu=1)$  por encima del estado fundamental  $\text{N}_2 X^1\Sigma_g^+$  es casi coincidente con la del nivel vibracional  $00^0 1\Sigma_u^+$  de la molécula de  $\text{CO}_2$ . La pequeña diferencia de energía ( $\Delta E = 0.002 \text{ ev}$ )

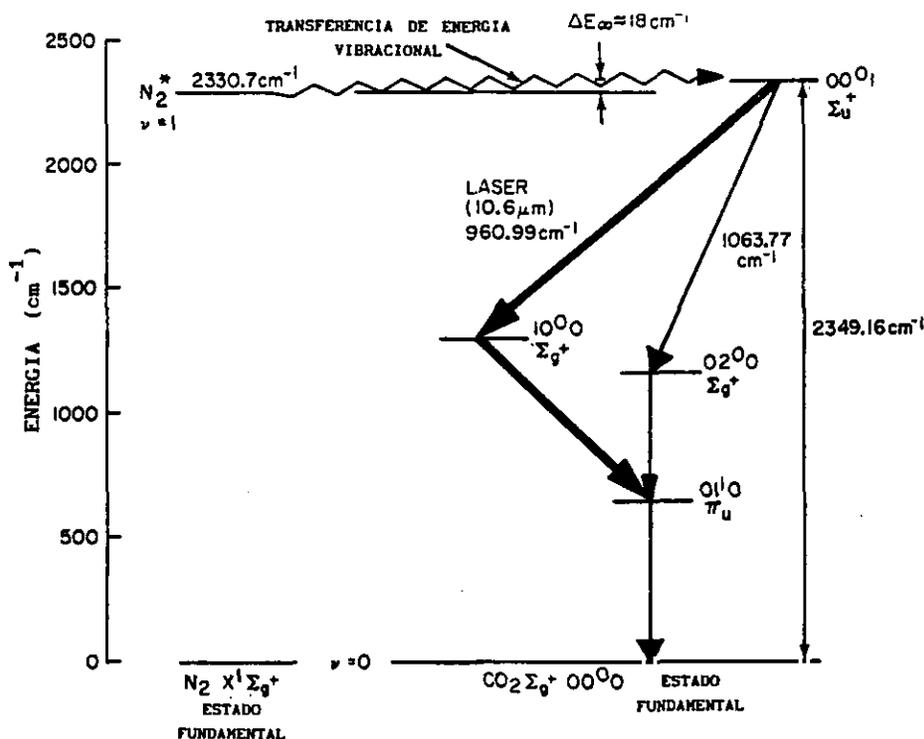


FIGURA (1.8). Diagrama parcial de los niveles de energía del  $\text{N}_2$  y  $\text{CO}_2$  que muestra la excitación selectiva del nivel  $001$  del  $\text{CO}_2$  a través de la transferencia de energía vibracional desde  $\text{N}_2$  ( $\nu=1$ ), y los niveles de energía del  $\text{CO}_2$  relacionados con la emisión láser en  $10.6 \mu\text{m}$  (Ref. 24 ).

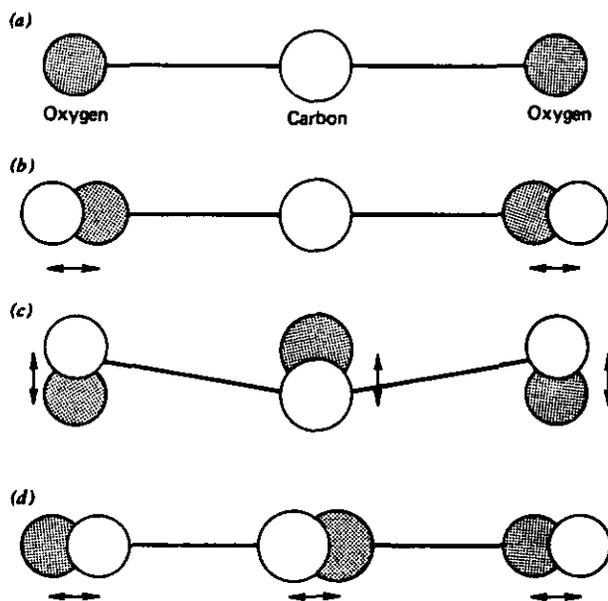
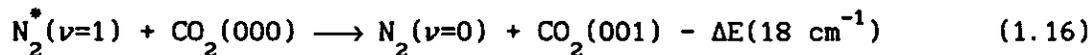


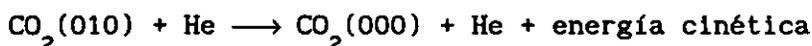
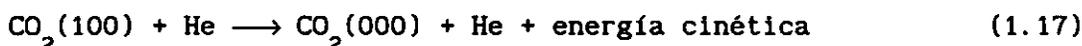
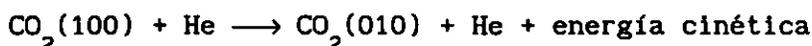
FIGURA (1.9). Modos normales de vibración de la molécula de  $\text{CO}_2$ . a) molécula sin excitar, b) modo longitudinal simétrico, c) modo de pandeo y d) modo longitudinal asimétrico (Ref. 24 ).

comparado con el  $kT$  de la descarga de alrededor de 0.035 eV a 400 K, hace que la probabilidad de transferencia de energía vibracional sea alta en la reacción:



Puesto que la molécula  $N_2^*(\nu=1)$  es metaestable y la molécula  $CO_2(001)$  puede decaer radiativamente, la reacción tiene lugar fundamentalmente en la dirección hacia la derecha. Para las mezclas típicas  $CO_2:N_2:He$  a presión atmosférica el tiempo característico de esta transferencia es  $\tau \approx 0.2 \mu s$  [25]. La población del estado  $N_2^*(\nu=1)$  se establece mediante colisiones inelásticas con electrones de la descarga a partir del estado fundamental  $N_2 X^1\Sigma_g^+$  de manera similar al proceso (1.15). Se ha observado experimentalmente que una descarga eléctrica difusa típica conduce a una formación muy efectiva de moléculas  $N_2^*(\nu=1)$  [25]. Dichas descargas se caracterizan por una temperatura electrónica de 2-3 eV que aproximadamente corresponden con los máximos de las secciones eficaces de excitación vibracional del  $N_2$ . Así pues, en el láser de  $CO_2$  la mayor parte de los electrones de la descarga están involucrados en la excitación del nivel láser superior. Esta es la principal razón de la alta eficiencia de este tipo de láseres.

Como ya se ha dicho, los láseres de  $CO_2$  funcionan con mezclas de gases  $CO_2:N_2:He$ . El He es usualmente el gas que participa en mayor proporción. Es interesante considerar el papel que juega en el láser TEA de  $CO_2$ . Una primera contribución importante está relacionada con la relajación y despoblación del nivel láser inferior (100) y niveles terminales asociados. La introducción de helio en la descarga conduce a un fuerte incremento en la relajación de los niveles 100 y 010 por medio de las reacciones:



El tiempo típico de relajación inducido por el helio es  $\approx 0.5 \mu\text{s}$ . Para pulsos de mayor duración el efecto del helio se traduce en un aumento de la energía.

En sistemas pulsados el He tiene una adicional influencia favorable sobre la estabilidad de la descarga, especialmente en aquellos sistemas que operan cerca de la región de inestabilidad (transición descarga difusa-arco). La alta conductividad térmica del helio (es un orden de magnitud mayor que la del  $\text{CO}_2$  o el  $\text{N}_2$ ) contribuye al enfriamiento de los incipientes filamentos que constituyen los gérmenes de las inestabilidades térmicas que dan lugar a los arcos de alta conductividad que acaban con la emisión láser. Así pues, el helio retrasa el desarrollo y aparición de las inestabilidades térmicas del plasma.

Para un plasma diseñado de forma óptima, alrededor de un 55% de la energía depositada en la descarga puede ser convertida en energía del nivel láser superior. Puesto que la eficiencia cuántica del laser es alrededor del 40% (que corresponde a cerca de un fotón por molécula de  $\text{CO}_2$  excitada) la eficiencia global puede ser del 20% o más. Parte de la energía es perdida en calentamiento del gas ( $\approx 15\%$ ) y otra parte se convierte en energía de excitación de niveles electrónicos del  $\text{N}_2$ . Una cantidad despreciable se pierde en ionización, aunque este proceso es vital en el mantenimiento del plasma.

### 1.3.2 Forma del pulso del láser TEA de $\text{CO}_2$ .

En la figura (1.10) se muestra la forma típica del pulso del

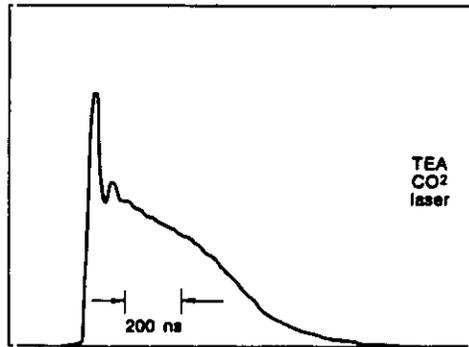


FIGURA (1.10). Forma típica del pulso del láser TEA de  $\text{CO}_2$  que muestra el estrecho e intenso pico de conmutación de ganancia y la cola de transferencia de energía vibracional (Ref. 29).

láser TEA de  $\text{CO}_2$ . Consta de un primer pico estrecho de alta potencia seguido de una larga cola de menor potencia. El pico intenso recibe el nombre de pico de conmutación de ganancia y es una consecuencia del hecho de que en este láser el tiempo requerido para establecer una inversión de población significativa es menor que el tiempo de formación de la señal de intensidad dentro de la cavidad láser (este tiempo de formación a partir del nivel de ruido de emisión espontánea hasta los altos niveles finales de intensidad, está, entre otros factores, fijado por las pérdidas de la cavidad). Así pues, el rápido pulso de corriente de bombeo de la descarga produce un rápido establecimiento de la inversión de población muy por encima del umbral (conmutación de ganancia) que da lugar al pico intenso inicial del pulso láser. Dicho pico corresponde a la excitación (bombeo) directa de las moléculas de  $\text{CO}_2$  por colisiones con electrones del plasma. El origen de la larga cola de menor potencia es muy diferente. En este caso el bombeo está asociado a la transferencia resonante colisional de excitación entre las moléculas de  $\text{N}_2$  (previamente excitadas por el plasma electrónico) y las de  $\text{CO}_2$ . La duración de la cola de transferencia de excitación es mayor cuanto mayor es la proporción de  $\text{N}_2$ . La supresión del  $\text{N}_2$  de la mezcla produce una emisión que fundamentalmente contiene sólo el pico de conmutación de ganancia (ver

### Capítulo 3).

#### 1.3.3 Perfiles de electrodos de alta uniformidad de campo.

Para obtener una descarga difusa homogénea a alta presión en sistemas de excitación transversal es muy importante que los electrodos produzcan una distribución de campo eléctrico en su superficie muy uniforme (sin altos gradientes). Fuertes gradientes locales de campo eléctrico favorecen el desarrollo de descargas inhomogéneas de tipo arco (ver 1.1.3). El grado de uniformidad del campo eléctrico fija la anchura de la descarga; cuanto mayor sea la uniformidad más ancha es la distribución de corriente que determina la anchura de la descarga. Este tipo de electrodos se calculan analíticamente [25]. Las expresiones que definen el perfil de los electrodos involucran funciones hiperbólicas y permiten diseñar electrodos para una distancia entre ellos dada y una uniformidad de campo especificada. Estos perfiles se basan en la transformación conforme:

$$\xi = \omega + k_0 \sinh \omega + k_1 \sinh 2\omega \quad (1.18)$$

en donde  $\xi = x+iy$  y  $\omega = u+iv$ , siendo  $x$  e  $y$  las coordenadas espaciales del perfil del electrodo;  $u$  y  $v$  son las funciones de flujo y potencial respectivamente ( $k_0, k_1 > 0$ ). En el plano  $\omega$  el plano equipotencial está definido por un valor constante de  $v$  y una variable de  $u$ . En el plano  $\xi$  las superficies equipotenciales vienen dadas por:

$$x = u + k_0 \sinh u \cos v + k_1 \sinh 2u \cos 2v \quad (1.19)$$

$$y = v + k_0 \cosh u \sin v + k_1 \cosh 2u \sin 2v \quad (1.20)$$

en donde  $v$  es constante y  $u$  la variable. Para calcular el perfil los tres parámetros  $v$ ,  $k_0$  y  $k_1$  deben ser elegidos. Esto se realiza optimizando la uniformidad del campo eléctrico en la región central de

los electrodos e imponiendo el cociente que se requiere para la anchura de la descarga frente a la distancia entre electrodos.

Cuando el desarrollo (1.18) se limita a los dos primeros términos ( $k_1=0$ ) el perfil se denomina de tipo Chang. El perfil de tipo Ernst se tiene cuando se utilizan en el cálculo los tres términos. Los perfiles de Ernst son una versión optimizada de los de Chang pues, para un grado de uniformidad dado, los electrodos de Ernst tienen una anchura total apreciablemente menor. Esto es una ventaja apreciable en los láseres TEA de  $\text{CO}_2$  pues esto permite que la fuente de preionización esté más cerca del volumen de la descarga principal, reduciéndose el porcentaje de radiación UV preionizante absorbida por el  $\text{CO}_2$ . La figura (1.11) muestra la forma y la variación del campo eléctrico para un electrodo de Chang y otro de Ernst.

Para nuestro sistema láser se han diseñado y fabricado dos parejas de electrodos, una de cada tipo. Los estudios comparativos de ambos se recogen en el Capítulo 3.

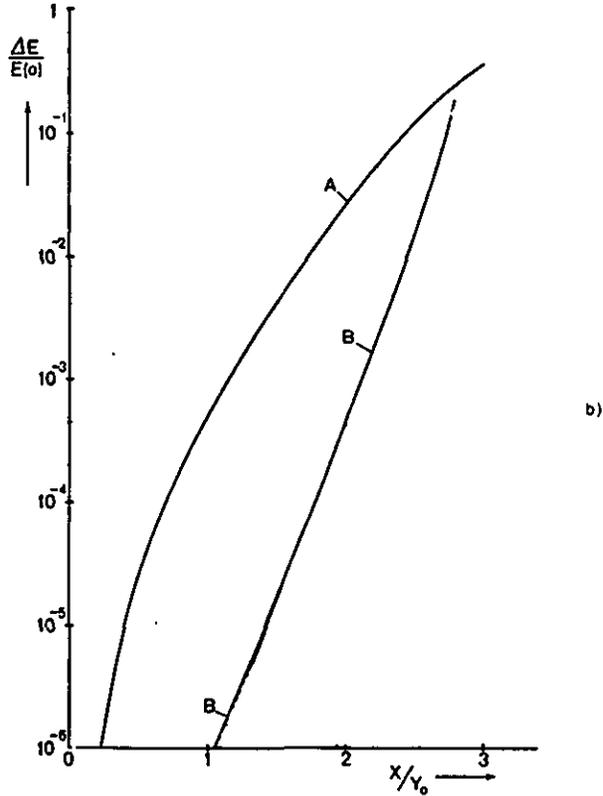
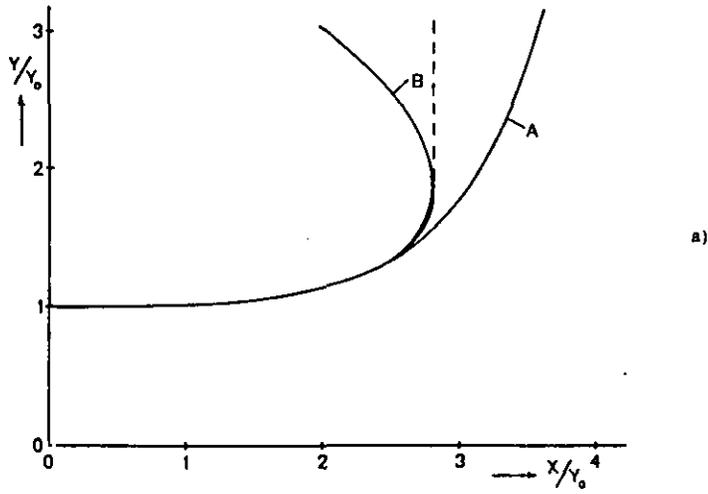


FIGURA (1.11). a) Forma del perfil de Ernst (B) y del perfil de Chang (A). La línea discontinua del perfil de Ernst representa el truncado que se hace en la práctica sobre las superficies laterales (en estas regiones el campo es mucho menor que en la superficie frontal, por lo que el truncado tiene poca influencia en la uniformidad del campo). b) Variación normalizada de la amplitud del campo eléctrico en la superficie de ambos perfiles ( $\Delta E = E(0) - E(x)$ ). Para los dos perfiles  $k_0 = 0.02$  (Ref. 25).

## 1.4 EL LASER DE N<sub>2</sub>.

### 1.4.1 Niveles y transiciones láser.

El láser de N<sub>2</sub> suministra un método simple y barato de producción de pulsos intensos de radiación ultravioleta cercana, de utilidad en una amplia variedad de aplicaciones que incluye el bombeo de láseres de colorantes pulsados los cuales se usan extensamente en el estudio de fluorescencia inducida por láser, fluorescencia en tiempo resuelto y estudios de tiempos de vida de estados excitados [28].

Las excitaciones moleculares y estados electrónicos relevantes del láser de N<sub>2</sub> se muestran en la figura (1.12). Se puede conseguir que laseen dos transiciones diferentes: del estado electrónico C al B (segundo sistema positivo), la cual da lugar a una banda con una longitud de onda centrada alrededor de 337 nm y otra del B al A (primer sistema positivo) que da lugar a varias bandas entre 748 nm y 1498 nm. El estado A es metaestable y los tiempos de vida del B y el C son, respectivamente, 10 μs y 40 ns. Estos tiempos de vida implican que la operación UV en modo continuo no es posible, a menos que se idee un esquema para la rápida relajación de los niveles A y B.

La operación en régimen pulsado se consigue usando una rápida descarga de alta corriente (para lo cual se debe minimizar al máximo la inducción del circuito) para poblar el estado C y producir (en el caso de la emisión ultravioleta) una inversión de población entre C y B. Para la operación de este láser de tres niveles se requiere la condición indispensable de que el ritmo de bombeo debe exceder el ritmo de emisión espontánea:

$$\frac{dn_c}{dt} > \frac{n_c}{\tau_c} \quad (1.21)$$

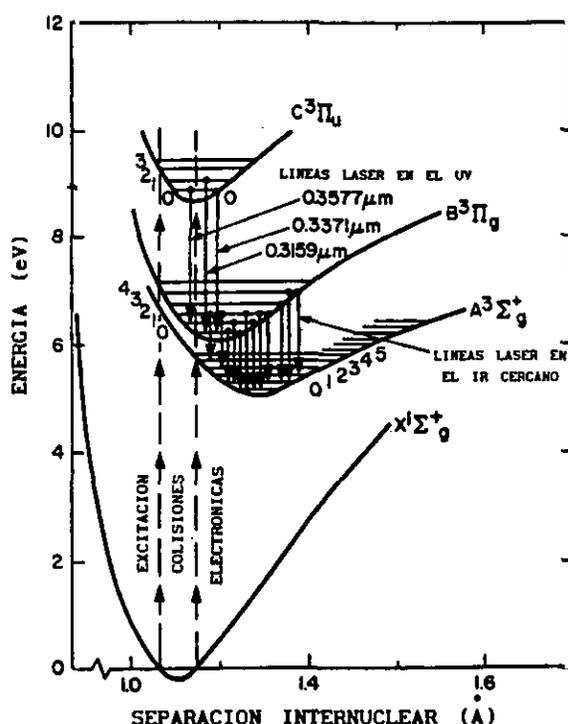


FIGURA (1.12). Diagrama parcial de los niveles de energía potencial del  $N_2$  re-levantes en los sistemas láser UV e IR que muestra las líneas láser y las vías de excitación (Ref. 24 ).

en donde  $\tau_c$  es el tiempo de vida total del estado C; puesto que  $\tau_c$  es sólo unas decenas de nanosegundos, el bombeo del láser requiere el uso de una descarga suficientemente rápida. Por esta misma razón, la anchura del pulso láser no suele exceder de 20-30 ns. Sin embargo, la alta ganancia de la transición láser, como consecuencia de que el tiempo de vida radiativo es tan corto (coeficiente de Einstein de emisión espontánea muy alto) hace que el pulso del laser surja desde el inicio del bombeo, es decir, justo a partir del pulso de corriente de la descarga.

Debido a la alta energía de excitación del nivel láser superior (figura (1.12)) el bombeo del mismo está asociado a la cola de la distribución de energía de los electrones de la descarga (las temperaturas electrónicas típicas de las descargas son  $\approx 2$  eV), lo

cual explica la baja eficiencia de este tipo de láseres ( $\approx 0.1 \%$ ).

El establecimiento de inversión de población entre los estados C y B se debe a que  $\sigma_{X \rightarrow C} > \sigma_{X \rightarrow B}$  en donde  $\sigma_{X \rightarrow C}$  es la sección eficaz de excitación por colisión electrónica del estado C y  $\sigma_{X \rightarrow B}$  la del B. La razón de este bombeo selectivo está relacionada con el principio de Franck-Condon. La separación media entre los átomos de nitrógeno en el estado fundamental X es  $1.094 \text{ \AA}$ , mientras que en C y en B es  $1.148 \text{ \AA}$  y  $1.212 \text{ \AA}$  respectivamente. El solapamiento entre las funciones de onda vibracionales es por consiguiente mayor para la transición  $X \rightarrow C$ .

## 1.5 ASPECTOS FUNDAMENTALES DE LA TEORIA DEL LASER.

### 1.5.1 Modos longitudinales y transversales en un resonador estable.

La luz emitida por la mayoría de los láseres contiene varias frecuencias discretas correspondientes a las diferentes resonancias o modos de la cavidad óptica. Es práctica común distinguir dos tipos de modos en un resonador: los modos longitudinales difieren de uno a otro sólo en su frecuencia de oscilación; los modos transversales difieren entre sí, no sólo en su frecuencia de oscilación, sino también en la distribución de campo en un plano perpendicular a la dirección de propagación. Correspondientes a un modo transversal dado se tiene un número de modos longitudinales que tienen la misma distribución espacial de campo pero que difieren en frecuencia.

Para describir las variaciones del campo electromagnético dentro del resonador óptico se usa el símbolo  $TEM_{qnm}$  (modos electromagnéticos transversales). El índice q designa el modo longitudinal y los dos últimos el modo transversal. Puesto que los resonadores que se usan habitualmente en los láseres son largos comparados con la longitud de

onda de la radiación, el índice  $q$  suele ser muy alto. Los índices de los modos transversales son mucho menores y frecuentemente suelen ser los primeros enteros.

Las características espectrales del láser, tales como la anchura de línea y longitud de coherencia, están fundamentalmente determinadas por los modos longitudinales; mientras que la divergencia del haz, apertura del haz y distribución espacial de la energía están gobernadas por los modos transversales. En general, los láseres son osciladores multimodo a menos que se introduzca alguna modificación específica para limitar el número de modos oscilantes. La razón de esto se encuentra en que un gran número de modos longitudinales caen dentro del ancho de banda de la transición láser y que un alto número de modos transversales pueden ocupar la sección transversal del medio activo. Una peculiaridad interesante de los modos transversales es que, puesto que representan diferentes distribuciones espaciales de campo, también tienen diferentes niveles de pérdidas en el resonador, por lo que igualmente es distinto el tiempo de formación o establecimiento en el resonador. En este sentido, la introducción de diafragmas intracavidad para aumentar drásticamente las pérdidas de determinados modos es una técnica usual para limitar el número de modos transversales que oscilan.

Los modos longitudinales o axiales  $\omega_q$  representan las frecuencias resonantes para las cuales se tiene exactamente  $q$  semilongitudes de onda a lo largo del eje del resonador entre los espejos del láser (condición de onda estacionaria). Los modos transversales representan "autoestados" de la cavidad, es decir, distribuciones de amplitud y de fase del haz que circula dentro del resonador que se autoreproducen en forma, aunque ligéramente reducida su amplitud total (pérdidas por difracción, reflexión en los espejos...), después de un viaje de ida y vuelta en la cavidad. La teoría de modos en un resonador óptico es un tema bien conocido y tratado extensamente en la literatura [29]. Un resultado interesante de esta teoría, de gran ayuda en el análisis e

interpretación de algunos experimentos descritos en capítulos posteriores, es la expresión para la separación en frecuencias de modos axial-transversales  $TEM_{qnm}$  de la cavidad del láser:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L} \left[ \Delta q + \Delta(n+m+1) \frac{\arccos \pm (g_1 g_2)^{1/2}}{\pi} \right] \quad (1.22)$$

en donde  $c$  es la velocidad de la luz,  $L$  la longitud del resonador y  $g_i$  ( $i=1,2$ ) está definido para cada espejo:

$$g_i = 1 - \frac{L}{R_i} \quad (1.23)$$

siendo  $R_i$  el radio de curvatura de cada espejo. En la expresión (1.22) se usa el signo  $+$  cuando  $g_1, g_2 > 0$  y  $-$  cuando  $g_1, g_2 < 0$ .

Para un resonador con espejos casi planos o de largo radio de curvatura ( $L \ll R_i \Rightarrow g_i \approx 1$ ) el segundo término dentro de los corchetes de (1.22) es pequeño comparado con  $\Delta q$ . En este caso el espectro de modos resonantes está compuesto por las frecuencias de los modos axiales separados entre sí  $c/2L$ , estando cada modo axial rodeado por un conjunto de resonancias de modos transversales (Fig.1.13).

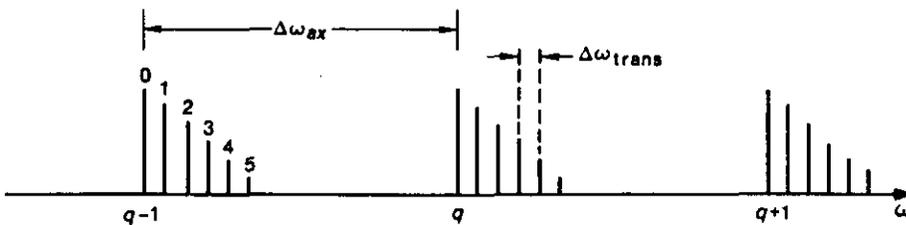


FIGURA (1.13). Frecuencias de los modos axial-transversales en un resonador estable gaussiano de espejos planos.  $q$  representa el índice axial (Ref. 29).

### 1.5.2 Acoplo en fase de modos.

Antes se ha mencionado que generalmente los láseres oscilan en un gran número de modos axial-transversales. En determinadas condiciones (acoplo de fase) esta coexistencia de varios modos se puede manifestar experimentalmente en forma de una modulación (batido de modos) en la evolución temporal de la intensidad del láser.

Supóngase un láser que oscila simultáneamente en dos modos acoplados en fase (la diferencia de fase  $\phi$  entre ellos es constante en el tiempo) con índices  $q_1 n_1 m_1$  y  $q_2 n_2 m_2$ . La señal de salida del láser es de la forma:

$$E(x, y, t) = u_1(x, y) \cos \omega_1 t + u_2(x, y) \cos (\omega_2 t + \phi) \quad (1.24)$$

en donde  $u_1(x, t)$  y  $u_2(x, t)$  son las distribuciones espaciales de campo de los modos. La fotoseñal total que este campo óptico producirá sobre un detector típico de respuesta cuadrática es:

$$i(t) \propto \iint E^2(x, y, t) \, dx dy \quad (1.25)$$

en donde la integración se efectúa sobre el área activa del detector. De la expresión (1.24) se tiene para  $E^2(x, y, t)$ :

$$\begin{aligned} E^2(x, y, t) &= u_1^2(x, y) \cos^2 \omega_1 t + u_2^2(x, y) \cos^2 (\omega_2 t + \phi) + \\ &\quad + 2u_1(x, y)u_2(x, y) \cos \omega_1 t \cos (\omega_2 t + \phi) = \\ &= u_1^2 \cos^2 \omega_1 t + u_2^2 \cos^2 (\omega_2 t + \phi) + \\ &\quad + u_1 u_2 \cos ((\omega_1 + \omega_2)t + \phi) + u_1 u_2 \cos ((\omega_1 - \omega_2)t - \phi) \end{aligned} \quad (1.26)$$

(en la última igualdad se ha suprimido la dependencia espacial para

simplificar la escritura).

Los detectores de radiación habituales tienen una anchura de banda muy inferior a la que se necesitaría para seguir las frecuencias ópticas, por lo que las oscilaciones a dichas frecuencias son promediadas. Así, mientras que el primer y segundo término de (1.26) dan una contribución no nula a la señal, el tercer término, por ser de promedio nulo, no es detectado. Esto no ocurre con el cuarto término pues su frecuencia de oscilación (diferencia de dos frecuencias ópticas) usualmente es suficientemente pequeña como para ser seguida por el detector. Así pues, la respuesta del detector queda:

$$i(t) \propto I_{01} + I_{02} + I_{12} \cos [(\omega_1 - \omega_2)t - \phi] \quad (1.27)$$

en donde:

$$\begin{aligned} I_{01} &= \iint u_1^2(x, y) \, dx dy \\ I_{02} &= \iint u_2^2(x, y) \, dx dy \\ I_{12} &= \iint u_1(x, y) u_2(x, y) \, dx dy \end{aligned} \quad (1.28)$$

la cual contiene las contribuciones continuas  $I_{01}$  y  $I_{02}$ , más un término de modulación o término de batido de frecuencias. La frecuencia de batido  $\omega_1 - \omega_2$  es la diferencia de las frecuencias resonantes de los dos modos. Si se encuentran oscilando varios modos, se pueden observar batidos similares entre dos cualesquiera de ellos. Para un resonador estable gaussiano las frecuencias de batido están dadas por la expresión (1.22).

La magnitud de la señal de batido está determinada por la integral de solapamiento  $I_{12}$  entre los modos en la superficie del

detector. En el caso de modos en un resonador gaussiano ideal, si los dos modos tienen índices transversales diferentes y el detector recoge toda la sección transversal de los mismos, dicha integral se anula debido a la ortogonalidad de los modos transversales. Por lo tanto, la observación de batido de modos transversales requiere que el área de detección sea apreciablemente inferior a la de la sección transversal del láser. Por otro lado, la amplitud relativa de la modulación frente a la componente continua  $I_{12}/(I_{01}+I_{02})$  es máxima cuando los dos modos que se acoplan tienen amplitud similar, es decir, la magnitud relativa del acoplo es despreciable cuando la amplitud de uno de los modos es mucho mayor que la del otro.

## CAPITULO 2

### ESTUDIO DEL PLASMA DE DESCARGAS SUPERFICIALES

---

#### 2.1 INTRODUCCION.

El presente estudio está motivado por la necesidad de incorporar un sistema de preionización para el desarrollo de descargas difusas que bombean los láseres TEA de  $\text{CO}_2$ . Este tipo de descargas superficiales en gases, cuya característica definitoria es la presencia de un dieléctrico sólido adyacente al plasma, constituyen un medio eficiente y ventajoso de producción de radiación ultravioleta [21,30,31,32] necesaria para la fotoionización ( $\lambda$ :100-200 nm) y siembra del medio activo con electrones libres. La superficie del dieléctrico que limita el plasma de la descarga puede afectar la dinámica del mismo y sus propiedades radiativas de tal modo, que pueden resultar notables diferencias respecto de las descargas no confinadas (libres o abiertas). La magnitud de estas diferencias depende fundamentalmente de la corriente. Como veremos a continuación, dependiendo del voltaje aplicado a los electrodos, dos tipos de plasmas se pueden generar: descargas superficiales incompletas (tipo corona de baja corriente y alta impedancia) y descargas superficiales completas (tipo arco de alta corriente y baja impedancia) (ver figura (1.6)). Las primeras son descargas débiles que no vaporizan material de la superficie del dieléctrico, mientras que para las otras si la

corriente es suficientemente alta la vaporización o ablación puede alterar las propiedades ópticas de emisión del plasma. Ambos tipos de descargas son eficientes en la producción de radiación UV y adecuadas como medio de preionización. En el desarrollo de nuestro sistema láser TEA de  $\text{CO}_2$  hemos utilizado descargas superficiales incompletas para la preionización del volumen activo por involucrar un circuito de excitación más sencillo. Sin embargo, las descargas superficiales completas son de mayor corriente (mayor intensidad luminosa) y se puede afectar su espectro de emisión con líneas de elementos extraídos del dieléctrico que aumenten la fotoionización del gas. Esto es particularmente interesante en descargas en mezclas de gases con  $\text{CO}_2$ , pues este absorbe fuertemente la radiación ultravioleta excepto en una estrecha banda de relativamente buena transmisión (117-123 nm). Así pues, la inclusión de líneas de emisión en dicha franja contribuye al aumento de la preionización por fotoionización del medio activo. Esta mayor potencialidad de las descargas superficiales completas, así como el alcanzar el necesario conocimiento para controlar su régimen de funcionamiento (estado incompleto (corona) o completo (arco)) han motivado la ejecución de algunos estudios intrínsecamente interesantes sobre este tipo de descargas. El aspecto estudiado más importante ha sido el análisis del régimen ablativo (extracción e incorporación al plasma de elementos del dieléctrico) en las descargas superficiales completas.

## 2.2 DESCARGAS SUPERFICIALES COMPLETAS E INCOMPLETAS.

Una descarga superficial a lo largo de la superficie que separa un dieléctrico sólido y otro gaseoso, surge cuando un pulso de alto voltaje es aplicado a un sistema de electrodos como el que se muestra en la figura (1.6) [21,31,33,34,35]. El campo eléctrico  $E$  en el volumen de descarga tiene una distribución altamente no uniforme,

predominando la componente ortogonal a la superficie del dieléctrico sobre la longitudinal (el espesor del aislante ( $\approx 1$  mm) es muy inferior a la distancia entre electrodos ( $\geq 1$ cm.)) Por esta razón, con esta configuración de electrodos se pueden sustentar en la interfase o triple unión dieléctrico-gas-metal, muy altos valores de campo eléctrico ortogonal con bajos o moderados valores para la componente longitudinal de E. La máxima magnitud de ese alto campo transversal está determinada por la rigidez dieléctrica de los materiales aislantes que puede exceder  $10^7$  V/cm.

Así pues, este tipo de descargas se caracterizan por un electrodo de alto campo ortogonal (electrodo activo o iniciador) rodeado por una región de ionización en donde las cargas libres son producidas. Dichos portadores son extraídos de la región de campo alto por el campo eléctrico longitudinal. Si el voltaje aplicado no es suficientemente alto como para que la propia componente longitudinal del campo produzca posterior ionización del plasma generado en la triple unión dieléctrico-gas-electrodo activo, la descarga se desarrolla en el régimen incompleto. Es decir, en este caso la región que separa cátodo y ánodo es simplemente una región de deriva y de extinción del plasma, bajo la acción del moderado campo longitudinal. Este tipo de descargas se las suele denominar también descargas corona superficiales, pues las características definitorias de tales descargas corona [10] son la existencia de un electrodo activo de alto campo (zona de ionización), una región de deriva de cargas y un electrodo pasivo de recolección. La baja producción electrónica de estas descargas fuera de la región de campo alto (triple unión) se traduce en la alta impedancia (baja corriente) que las caracteriza. Asociado con esta alta impedancia está el carácter homogéneo y difuso de las descargas superficiales incompletas a lo largo de toda su anchura (ver figura 1.6a), aspecto muy importante para la consecución de niveles de preionización uniformes en todo el volumen de descarga principal de bombeo de los láseres TEA.

Si el voltaje es suficientemente alto como para que el campo longitudinal produzca adicional ionización, crecimiento del plasma y gran aumento de la conductividad (voltaje umbral arco  $V_{\text{arco}}$ ), se puede llegar a la ruptura de alta corriente a través de la superficie del dieléctrico. Estrechos canales de tipo arco de baja impedancia cortocircuitan el espacio entre electrodos. De esta forma se establece una descarga superficial completa de alta corriente y baja impedancia. Si el voltaje máximo aplicado no excede suficientemente el umbral arco ( $V_{\text{max}} < 3V_{\text{arco}}$ ) el desarrollo de la descarga superficial completa es inhomogéneo (ver figura 1.6b), es decir, los escasos arcos que se desarrollan surgen de forma errática a lo largo de la superficie del dieléctrico sin llenar de forma difusa u homogénea toda la anchura de la descarga superficial [33]. En semejantes condiciones estas descargas no se pueden emplear como medio de preionización pues no generarían una distribución uniforme de preionización en el volumen de la descarga principal del láser. Para tal fin, es necesario sobrevoltar mucho los electrodos de la descarga superficial (entonces el número de arcos por unidad de anchura de la descarga es suficientemente alto como para obtener una distribución uniforme de los mismos) o emplear muchos arcos individuales distribuidos homogéneamente a lo largo del volumen que se desea preionizar.

### 2.3 CIRCUITO DE EXCITACION Y DISPOSITIVO EXPERIMENTAL.

En este apartado se describe el circuito de excitación y dispositivo experimental necesarios para la producción y estudio de descargas superficiales. Un primer aspecto importante es la cámara de descarga. En ella el gas circula en flujo lento y un sistema de vacío permite trabajar a presiones en el rango 10-700 torr. El esquema de entrada y salida de gases se muestra en la figura (2.1). El examen de la radiación emitida por el plasma se efectúa a través de sendas

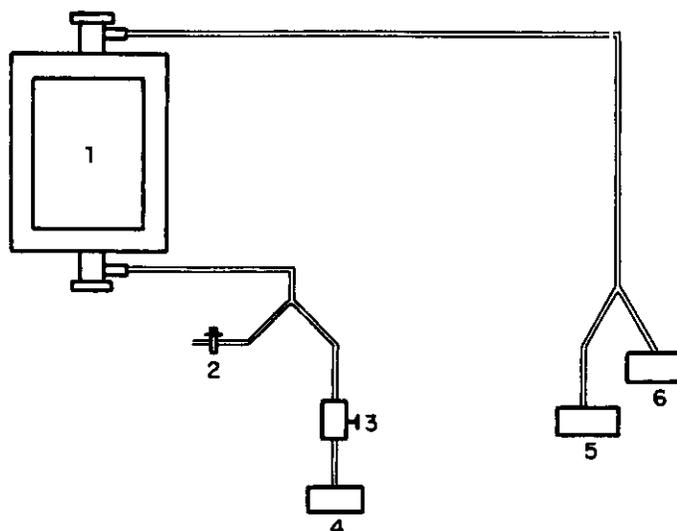


FIGURA (2.1). Esquema de entrada y salida de gases en la cámara de descarga. 1) cámara de descarga, 2) válvula cierre-apertura, 3) válvula de aguja, 4) bomba de vacío, 5) fuente de gas y 6) medidor de presión.

ventanas laterales de cuarzo. Una tapa superior de vidrio permite la observación visual de la descarga.

En la figura (2.2) se recoge la configuración de los electrodos que constituyen la descarga superficial, así como el circuito equivalente excitador de la descarga. Los electrodos son de acero con forma de cuchilla en el borde en contacto con el dieléctrico (vidrio) utilizado, siendo su longitud de 11 cm. La anchura CF de la extensión del ánodo situada debajo de la superficie del dieléctrico determina la anchura de la descarga (determina la extensión de la región de alto campo ortogonal) y es uno de los parámetros que ha sido variado en los experimentos. La distancia entre electrodos es también variable aunque en la mayoría de los experimentos fue de 2 cm. El espesor del vidrio empleado fue en todos los casos de 1 mm. El conjunto electrodos

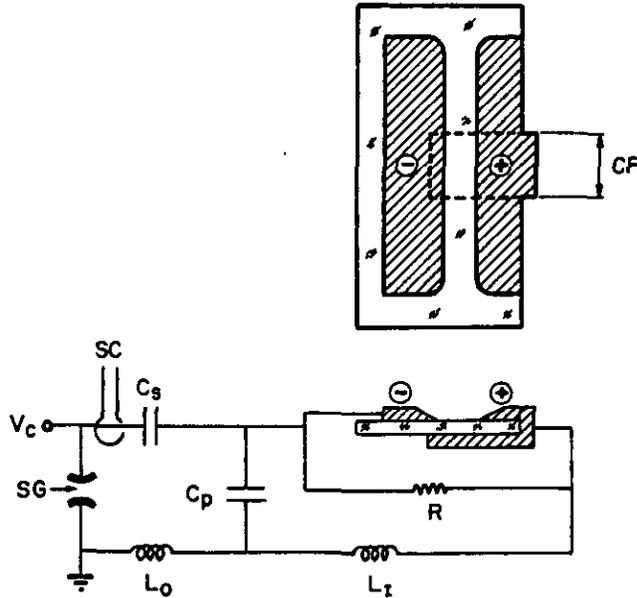


FIGURA (2.2). Configuración de los electrodos y circuito de excitación de las descargas superficiales. SC: sonda de corriente, SG: spark-gap,  $C_s$ : condensador de almacén de energía,  $C_p$ : capacidad en paralelo con los electrodos,  $V_c$ : potencial de carga de  $C_s$ ,  $L_0+L_t$ : inducción total del circuito y  $R$  es una resistencia mucho mayor que la de la descarga.

-dieléctrico se encierra en la cámara de descarga. Elementos importantes del circuito de excitación son el condensador en paralelo con los electrodos  $C_p$ , el condensador de almacenamiento de energía  $C_s$  y el disruptor o spark-gap (SG). El condensador  $C_p$  puede representar la pequeña capacidad entre electrodos de la descarga superficial o un condensador expresamente introducido en el montaje. En todos los experimentos que se describen en este capítulo no se introdujo tal condensador adicional por lo que  $C_p$  representa únicamente la capacidad del sistema electrodo-dieléctrico ( $C_p \approx 1-10$  pF). El condensador  $C_s$  se carga en continua con una fuente de alta tensión. El potencial de carga es de  $V_c = -25$  kV y  $C_s = 50$  nF si no se dice lo contrario. El disparo del disruptor (disparo por despresurización que produce una

descarga arco de alta conductividad que cortocircuita sus electrodos) da lugar a un rápido pulso de voltaje (tiempo de subida del orden de la decena de nanosegundos) entre electrodos que inicia el desarrollo de la descarga superficial.

La caracterización eléctrica de los diferentes tipos de descargas asociadas a la excitación y bombeo de los láseres estudiados (TEA CO<sub>2</sub> y TE N<sub>2</sub>) requiere un especial cuidado, pues este tipo de descargas rápidas de alta tensión son una potente fuente de radiofrecuencia o ruido eléctrico. Para esta clase de impulsos rápidos los cables de las señales de los diferentes detectores (sondas de corriente y voltaje, fotodiodos,...) deben ser considerados líneas de transmisión con parámetros distribuidos, puesto que los tiempos de tránsito son del mismo orden o ligeramente inferiores que los tiempos de subida de las señales que transmiten. En estos casos se requiere un acoplamiento de impedancias entre la línea de transmisión y el osciloscopio o instrumento de medida. En nuestro caso la impedancia de los cables coaxiales de transmisión y la impedancia interna del digitalizador de transitorios son ambas iguales a 50 Ω (impedancias acopladas). Un desacoplo entre dichas impedancias puede producir reflejos en el final de la línea, resultando una forma de onda distorsionada. Para minimizar el efecto del ruido eléctrico se han utilizado cables coaxiales apantallados y el sistema de medida se introduce dentro de una jaula de Faraday. Este tipo de precauciones y consideraciones han sido seguidas en todas las medidas eléctricas que se describen en los diferentes capítulos del presente trabajo. El digitalizador utilizado es un Tektronix 7912A cuyas características fundamentales son una anchura de banda de 500 Mhz, un ritmo de muestreo de hasta 100 Ghz y una resolución de nueve bits en vertical y horizontal (512x512 puntos).

En el caso de las descargas superficiales completas que ahora consideramos, la magnitud medida ha sido la corriente. Para ello se ha empleado una sonda de tipo Rogowski (sonda magnética) [36]. En la

figura (2.3) se puede ver esquemáticamente un ejemplo típico de medición en el que se recoge la medida del pulso de corriente de la descarga superficial.

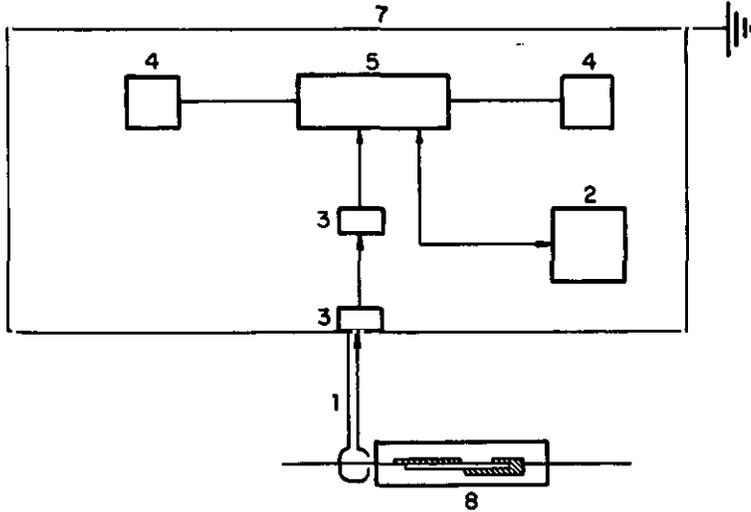


FIGURA (2.3). Esquema típico de medición. 1) sonda de corriente, 2) ordenador, 3) atenuadores, 4) monitor de video, 5) analizador de transitorios, 6) osciloscopio, 7) jaula de Faraday y 8) cámara de descarga.

## 2.4 ESTUDIO ESPECTROSCOPICO DE LA ABLACION EN DESCARGAS SUPERFICIALES COMPLETAS.

### 2.4.1 Medida del espectro de emisión de las descargas. Dispositivo experimental.

Para el estudio espectroscópico de la descarga superficial se ha variado la anchura CF de la extensión del ánodo situada debajo de la superficie del dieléctrico (figura (2.2)). Esta extensión del electrodo que genera un alto campo en la región de solapamiento con el

cátodo determina la anchura de la descarga. Estudios preliminares, realizados con valores grandes de CF (CF= anchura de los electrodos = 11 cm), del espectro de emisión de la descarga no mostraron indicios de ablación o vaporización del dieléctrico. Para conseguir densidades de corriente suficientemente grandes como para producir ablación apreciable fue necesario confinar el plasma de la descarga a anchuras inferiores a 15 mm ( $CF \leq 15$  mm). El dieléctrico utilizado fue vidrio de 1 mm de espesor. La distancia establecida entre los electrodos es 2 cm, excepto que se indique otra cosa.

La radiación fue estudiada con un sistema de detección constituido por un Analizador Optico Multicanal (OMA). La luz de la descarga va a un monocromador que tiene una rendija de entrada de  $1.5 \times 0.1$  mm<sup>2</sup> y lleva una red cóncava holográfica que focaliza el espectro en campo plano sobre el área sensible de un detector de imágenes unidimensional. El detector es de tipo mosaico en una dimensión, compuesto por 500 detectores elementares de dimensiones  $6.25 \times 0.025$  mm<sup>2</sup> cuya curva de sensibilidad espectral se presenta en la figura (2.4). La cantidad de radiación (número de fotones) medida en cada detector elemental queda almacenada en forma digital en la consola OMA de manera que podemos disponer de la lectura de la señal recibida por cada elemento del mosaico. La información se recoge también en un osciloscopio trabajando en modo X-Y y es transferida al papel con un registrador X-Y. La resolución espectral del sistema depende de la red de difracción utilizada. En nuestros experimentos hemos utilizado una red que despliega el espectro entre 370 y 420 nm con una dispersión de 1.2 Å por canal (cada canal representa un detector del mosaico).

El calibrado del sistema en longitudes de onda se realiza utilizando líneas conocidas de lámparas espectrales. Los resultados muestran una relación lineal entre la longitud de onda y el número de canal del detector. La función de sensibilidad espectral normalizada al máximo se recoge en la tabla (2.1) [37].

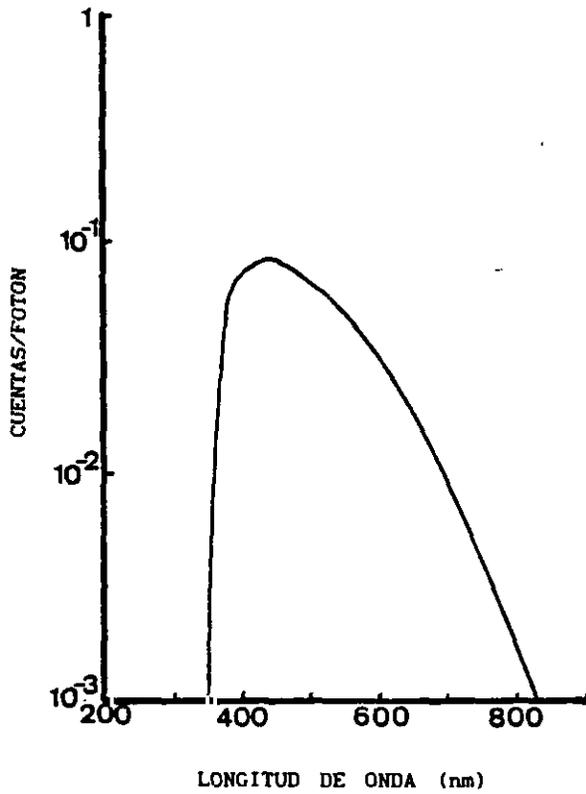


FIGURA (2.4). Sensibilidad espectral del detector del Analizador Optico Multicanal.

**TABLA (2.1).** Calibración del sistema OMA. La sensibilidad  $R(\lambda)$  representa valores relativos y normalizados a  $R(415 \text{ nm})=1$ .

$\lambda(\text{nm})$	$R(\lambda)$	$\lambda(\text{nm})$	$R(\lambda)$
375	0.41	415	1.0
380	0.58	420	0.95
385	0.69	425	0.91
390	0.74	430	0.91
395	0.81	435	0.87
400	0.84	440	0.86
405	0.86	445	0.81
410	0.93	450	0.75

## 2.4.2 Técnicas de diagnóstico espectroscópico del plasma.

### Equilibrio térmico local.

Para que se pueda hacer la conexión entre la radiación emitida por la descarga y las variables macroscópicas se tiene que considerar algún tipo de equilibrio. El equilibrio más completo corresponde a un gas ionizado completamente encerrado en una caja ideal; entonces el estado macroscópico del plasma puede ser descrito sin conocer detalladamente la naturaleza de la interacción de las partículas del plasma entre sí y entre las partículas del plasma y la radiación. En ese caso, que es llamado equilibrio térmico completo, las cuatro distribuciones de energía que se refieren a la radiación, cinética, excitación e ionización (distribuciones de Planck, Maxwell, Boltzmann y Saha, respectivamente) son aplicables. Desafortunadamente este equilibrio termodinámico completo nunca se alcanza en descargas eléctricas. En situaciones reales se tiene a menudo una distribución de equilibrio de una o más, pero no de todas, de esas formas de energía. La forma de energía más fácilmente fuera de balance con las otras es la energía de radiación. En el estado conocido como equilibrio termodinámico local (ETL) es posible encontrar una temperatura común, la cual puede variar de un lugar a otro, para las distribuciones de Boltzmann, Saha y la distribución de Maxwell para las velocidades de los electrones. El criterio para ETL es que los procesos de colisión deben ser más importantes que los radiativos, de forma que las pérdidas por radiación puedan suponerse pequeñas. Más precisamente, un estado excitado debe tener una probabilidad de desexcitación por colisión más alta que por radiación espontánea. Esto es tanto como decir que se requiere una alta densidad electrónica. Un análisis más detallado muestra que para temperaturas electrónicas del plasma en el rango 10000-30000 K (0.9-2.6 eV), la densidad electrónica debe ser del orden o mayor que  $10^{16}$ - $10^{17}$  electrones/cm<sup>3</sup> [10,38,39]. En nuestros plasmas (descargas superficiales completas de tipo arco) es razonable suponer la existencia de equilibrio termodinámico local. Las

estimaciones resultantes de la temperatura y densidad electrónica justificarán a posteriori dicha hipótesis.

La gran ventaja de la suposición de equilibrio térmico local es que las poblaciones de una especie dada se rigen por las leyes de Boltzmann para los estados excitados y de Saha para los diferentes niveles de ionización [38, 39]:

Ley de Boltzmann:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{1}{Z(T)} g \exp \left( - \frac{E-E_0}{kT} \right) \quad (2.1)$$

en donde

$N$  = población del nivel excitado

$E_0$  = energía del estado fundamental

$E$  = energía del estado excitado

$g$  = degeneración del estado excitado

$k$  = constante de Boltzmann

$T$  = temperatura electrónica

$Z$  = función de partición definida por

$$Z(T) = \sum_i g_i \exp \left( - \frac{E_i - E_0}{kT} \right) \quad (2.2)$$

siendo  $g_i$  la degeneración del nivel  $i$ .

Ley de Saha:

$$\frac{N_e N_{z+1}}{N_z} = \frac{2(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} \frac{Z_{z+1}(T)}{Z_z(T)} \exp \left( - \frac{E_\infty}{kT} \right) \quad (2.3)$$

donde

$N_e$ ,  $N_{z+1}$ ,  $N_z$  son las poblaciones de electrones y de iones en los

estados de ionización  $z+1$  y  $z$

$m$  = masa del electrón

$h$  = constante de Planck

$E_{\infty}$  = energía de ionización en el estado de ionización  $z$

$Z_z, Z_{z+1}$  = funciones de partición de cada especie ionizada

Las densidades  $N_z$  y  $N_{z+1}$  en la ecuación de Saha se refieren al número total de iones por unidad de volumen, independientemente del nivel particular de energía que ocupen. Para encontrar la densidad en un estado excitado particular es necesario combinar las relaciones de Boltzmann y de Saha. Así, la densidad de átomos con estado de ionización  $z$  en el estado  $j$  está relacionada con la densidad de átomos con estado de ionización  $z+1$  en el estado  $k$  por:

$$\frac{N_e N_{z+1,k}}{N_{z,j}} = \frac{2(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} \frac{g_{z+1,k}}{g_{z,j}} \exp \left( - \frac{E_{z+1,k} - E_{z,j} + E_{\infty}}{kT} \right) \quad (2.4)$$

donde

$g_{z+1,k}, g_{z,j}$  = degeneración de los niveles

$E_{z+1,k}, E_{z,j}$  = energías de los niveles

Métodos empleados para la determinación de la temperatura y la densidad electrónicas en condiciones ETL a partir de los espectros de emisión.

La intensidad de línea  $I$  en flujo de fotones para una transición particular viene dada por la expresión:

$$I = N_s A = N_s A_g \frac{1}{Z(T)} \exp \left( - \frac{E_s - E_0}{kT} \right) \quad (2.5)$$

en donde

$N_s$  = densidad de átomos en el nivel superior

$N$  = densidad total de átomos en el nivel fundamental

$A$  = probabilidad de transición radiativa

$g$  = degeneración del nivel superior

$E_s$  = energía del nivel superior

$E_0$  = energía del estado fundamental

La estimación de la temperatura electrónica se realiza aplicando (2.5) a dos líneas del mismo elemento y estado de ionización:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1 g_1}{A_2 g_2} \exp \left( - \frac{E_{s1} - E_{s2}}{kT} \right) \quad (2.6)$$

Las probabilidades de transición, degeneraciones y energías de los niveles se han tomado de las tablas de la referencia [ ].

Conocida la temperatura electrónica  $T$  por ese procedimiento, si se dispone de dos líneas de diferente estado de ionización, también se puede estimar la densidad electrónica  $N_e$  a partir de la expresión de Saha. Combinando las expresiones (2.4) y (2.5) obtenemos:

$$\frac{I_{z+1}}{I_z} = \frac{1}{N_e} \frac{2(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} \frac{A_{z+1}}{A_z} \frac{g_{z+1}}{g_z} \exp \left( - \frac{E_{z+1} - E_z + E_\infty}{kT} \right) \quad (2.7)$$

de donde se obtiene  $N_e$  a partir de los datos de las dos transiciones consideradas [40] y de la temperatura electrónica  $T$ .

### 2.4.3 Inhomogeneidad transversal del plasma.

El plasma en descargas ablativas es habitualmente inhomogéneo en su composición y propiedades. La razón de ello es que si la descarga es suficientemente rápida, los elementos extraídos de la superficie del sólido no tienen tiempo para extenderse y separarse de la

superficie. Si esto es cierto, el diagnóstico del plasma de estas descargas puede ser muy complicado. Para estudiar esta posibilidad se formó una imagen real de la sección transversal de la superficie y el plasma de la descarga. Se realizó un muestreo transversal sobre esta imagen con un agujero de 0.1 mm de lado (medidas con resolución espacial sobre la dirección perpendicular a la superficie del dieléctrico). La luz que pasa a través del agujero es analizada espectroscópicamente con el sistema OMA. El espectro de la luz emitido por el plasma a varias distancias de la superficie del dieléctrico (vidrio) fue obtenido de esta manera. El muestreo se realizó con intervalos de 0.15 mm a partir de la superficie. El gas contenido en la cámara de descarga era  $N_2$  siendo su presión  $P = 400$  torr. La banda inferior del ánodo tenía una anchura de  $CF = 5$  mm.

Se observó en el intervalo de longitudes de onda explorado (370-420 nm) que el espectro correspondiente a zonas lejos de la superficie contenía las líneas 399.5 y 404.1 nm del NII (átomo de  $N_2$  doblemente ionizado) y trazas de las líneas resonantes 393.4 y 396.8 nm del CaII procedente de la ablación del vidrio. Más cerca de la superficie, las líneas 385.6 y 413.1 del SiII (igualmente procedente de la vaporización del vidrio) surgen claramente junto con las mencionadas antes, pero siendo ahora las del silicio predominantes. Para plasmar este fenómeno la figura (2.5) muestra el cociente de las intensidades de las líneas 413.1 nm del SiII y 399.5 nm del NII cerca de la superficie del dieléctrico. Estos resultados prueban la esperada inhomogeneidad en la composición del plasma.

La abundancia de productos de ablación cerca de la superficie del dieléctrico permite asumir que la temperatura electrónica es más baja en su vecindad que lejos de ella. Esto es razonable debido a las bajas energías de excitación e ionización de estos productos (Si y Ca) respecto de las del nitrógeno ( $V_{10n}(Ca) = 6.11$  ev,  $V_{10n}(Si) = 8.151$  ev,  $V_{10n}(N) = 14.53$  ev). Para demostrar el enfriamiento de los electrones cerca de la superficie del vidrio debemos averiguar la

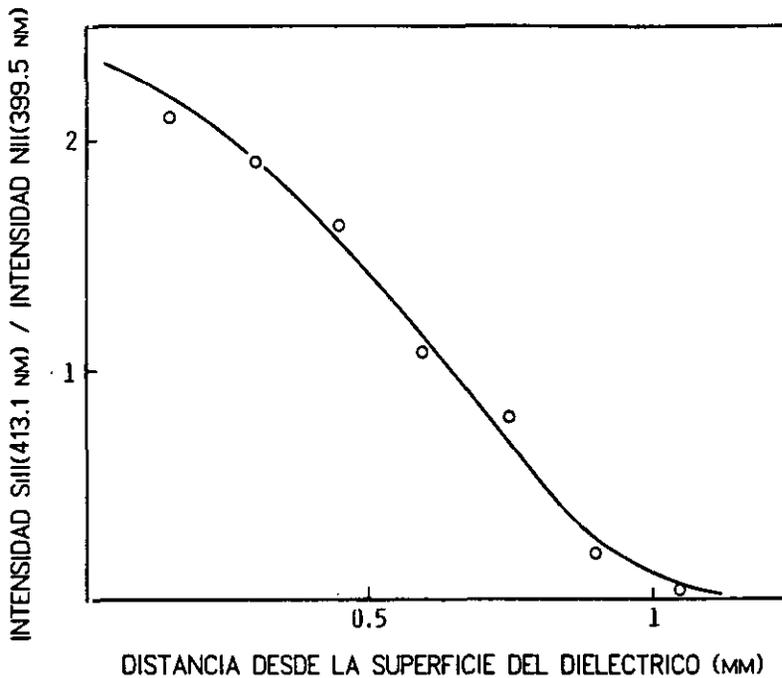


FIGURA (2.5). Muestreo espectroscópico transversal del plasma. Cociente entre las intensidades  $I(\text{SiII } 413.1 \text{ nm})$  e  $I(\text{NII } 399.5 \text{ nm})$  frente a la distancia desde la superficie del dieléctrico.

distribución de temperatura electrónica en la sección transversal del plasma.

Suponiendo que las condiciones de equilibrio térmico local (ETL) ocurren en las descargas que estamos analizando, la temperatura electrónica se puede encontrar para cada punto del muestreo transversal. Esto fue hecho a partir de las líneas 399.5 y 404.1 nm de la especie NII siguiendo el procedimiento discutido en la sección anterior. Los resultados de este diagnóstico aparecen en la figura (2.6). Como se puede ver, la temperatura aumenta al alejarse de la superficie (excepto en las regiones externas o fronterizas de la descarga), pero este incremento es realmente pequeño. Así, dentro de un margen de error razonable, todo el plasma se le puede considerar

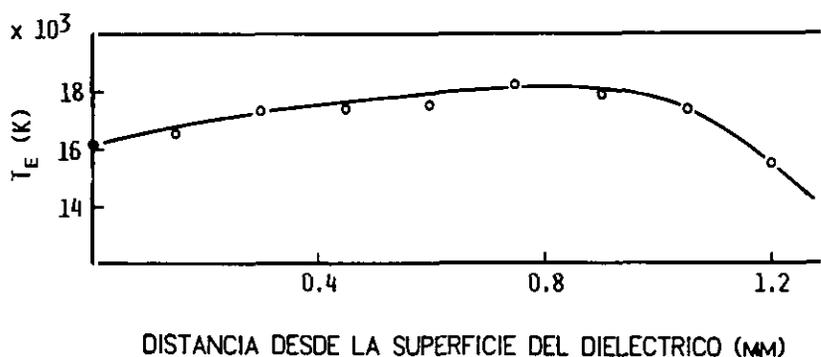


FIGURA (2.6). Temperatura electrónica frente a la distancia desde la superficie del dieléctrico.

que está a una misma temperatura, que en este caso sería de unos 17000 K.

En los espectros analizados también aparece la línea 390.6 del SiI, aunque generalmente es más débil que las mencionadas anteriormente. Usando la ley de Saha con la línea 390.6 nm del SiI y la línea 385.6 nm del SiII, se puede obtener la densidad electrónica en las regiones en las que la línea 390.6 nm puede ser medida razonablemente bien. La densidad electrónica resulta ser similar en todas las zonas del plasma, con un valor alrededor de  $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  en este caso, aunque es ligeramente mayor cerca de la superficie. Esta densidad junto con la temperatura obtenida justifican la validez de la hipótesis de equilibrio térmico local (2.4.2). Por otra parte, puesto que la temperatura y densidad electrónica son razonablemente uniformes los diagnósticos globales que se realizan en posteriores experimentos están justificados.

La distribución transversal de los productos de ablación es grandemente inhomogéneo. Sin embargo, este hecho no implica una gran inhomogeneidad en la distribución de la temperatura o la densidad

electrónica. Aunque los productos de ablación enfrían apreciablemente el gas electrónico, una muy rápida difusión de los electrones a través del espesor de la capa de plasma ( $\approx 1$  mm) durante el tiempo de emisión de la radiación ( $\approx 2 \mu\text{s}$ ) puede homogeneizar la temperatura y densidad electrónica.

#### 2.4.4 La corriente y la ablación.

La corriente debe jugar un papel importante en el proceso de ablación. Se ha usado una resistencia externa en serie para controlar la corriente en el circuito de la descarga. Diez resistencias diferentes se usaron con valores comprendidos entre 0 y  $44 \Omega$ . Para cada valor de la resistencia externa se obtuvo un espectro de la radiación del plasma y se midió también la evolución temporal del pulso de corriente usando una sonda Rogowsky de bajo tiempo de subida ( $\leq 10$  ns). De esta forma el pico de corriente se varió entre 1 y 6.5 kA. El gas usado en estos experimentos fue  $\text{N}_2$  con  $P = 400$  torr y la anchura CF de la lámina del ánodo trasera que guía la descarga es de 2 mm.

A partir de los espectros se obtienen las intensidades de las líneas I(SiII, 413.1 nm), I(CaII, 393.4 nm) e I(NII, 399.5 nm). Los cocientes  $I(\text{SiII}, 413 \text{ nm})/I(\text{NII}, 399.5 \text{ nm})$  y  $I(\text{CaII}, 393.4 \text{ nm})/I(\text{NII}, 399.5 \text{ nm})$  frente a la corriente pico son dibujados en la figura (2.7). La brusca aparición de las líneas 413.1 nm (SiII) y 393.4 nm (CaII) correspondientes a elementos extraídos del vidrio para unos determinados valores de la corriente pico se puede observar claramente. Luego ambos cocientes crecen linealmente con el incremento del máximo del pulso de corriente. La intersección de la prolongación lineal con el eje da el umbral de corriente  $i_c$  para la ablación de cada elemento.

En la figura (2.7) se puede ver que el umbral de corriente para

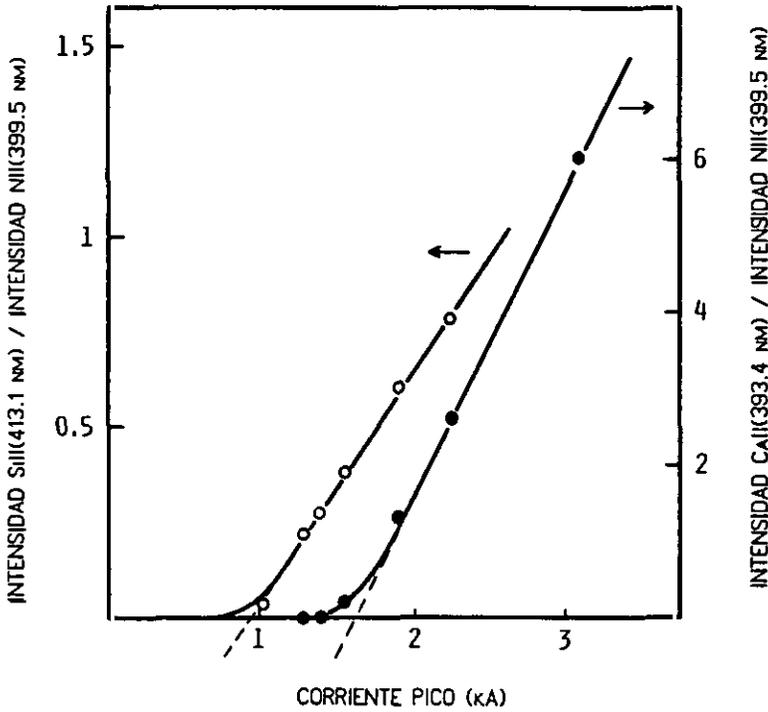


FIGURA (2.7). Dependencia de la ablación con el máximo de la corriente. Relaciones de  $I(\text{SiII } 413.1 \text{ nm})$  e  $I(\text{CaII } 393.4 \text{ nm})$  frente a  $I(\text{NiII } 399.5 \text{ nm})$ .

el silicio es menor que el del calcio. Esto puede ser interpretado como una indicación de que la energía de extracción de la superficie es menor para el silicio que para el calcio. El comportamiento mostrado en la figura es coherente con el hecho [ ] de que el ritmo de evaporación en una descarga superficial completa en el momento de máxima luminosidad  $t_{\text{max}}$  ( $I_{\text{max}} = I(t=t_{\text{max}})$ ) es proporcional a la pendiente máxima de la corriente. En otras palabras

$$\frac{dn}{dt} \propto \left. \frac{di}{dt} \right|_{\text{max}} \quad (2.8)$$

donde  $n$  es la densidad de átomos excitados. Por consiguiente

$$n(t_{\max}) \propto i_{\max}^{-1} t \quad (2.9)$$

Por otra parte, de la distribución de Boltzmann, sabemos que la intensidad de emisión de una línea es

$$I \propto \frac{n \exp(E/kT)}{Z(T)} \quad (2.10)$$

Las temperaturas electrónicas pueden ser determinadas a partir de los espectros tal y como fue hecho en el apartado anterior. Así se encuentra que la temperatura disminuye ligeramente al aumentar la corriente (la ablación aumenta), pero estando alrededor de un promedio de 17400 K, con un máximo de 18400 K cuando la ablación no existe. Despreciando esta ligera variación de la temperatura en (2.10) se tendría

$$\frac{I[\text{Si}]}{I[\text{N}]}, \frac{I[\text{Ca}]}{I[\text{N}]} \propto i_{\max}^{-1} t \quad (2.11)$$

que es la dependencia lineal observada en la figura (2.7). El factor de proporcionalidad y la corriente umbral son características de la especie atómica extraída.

El umbral de ablación definido de esta manera no implica la ausencia total de ablación por debajo de este valor, sólo fija un límite para el aumento lineal, que es la zona donde la ablación es más importante.

#### 2.4.5 Influencia del confinamiento de la descarga en la ablación.

Como ya se ha indicado, para confinar el plasma a una cierta área entre los electrodos, se usa una banda metálica que extiende el ánodo

cerca del cátodo por debajo de la superficie del dieléctrico. Esta banda confina el plasma a una anchura similar a la suya propia CF. En estos experimentos de confinamiento el gas utilizado fué también  $N_2$  a presiones de 400 y 200 torr.

Los espectros obtenidos para  $N_2$  a 400 torr con anchuras de confinamiento de 2,5,10 y 15 mm se encuentran en la figura (2.8). A partir de estos espectros y, de nuevo, usando la línea 399.5 nm del NII como control, se compara su intensidad con la de las líneas 385.6

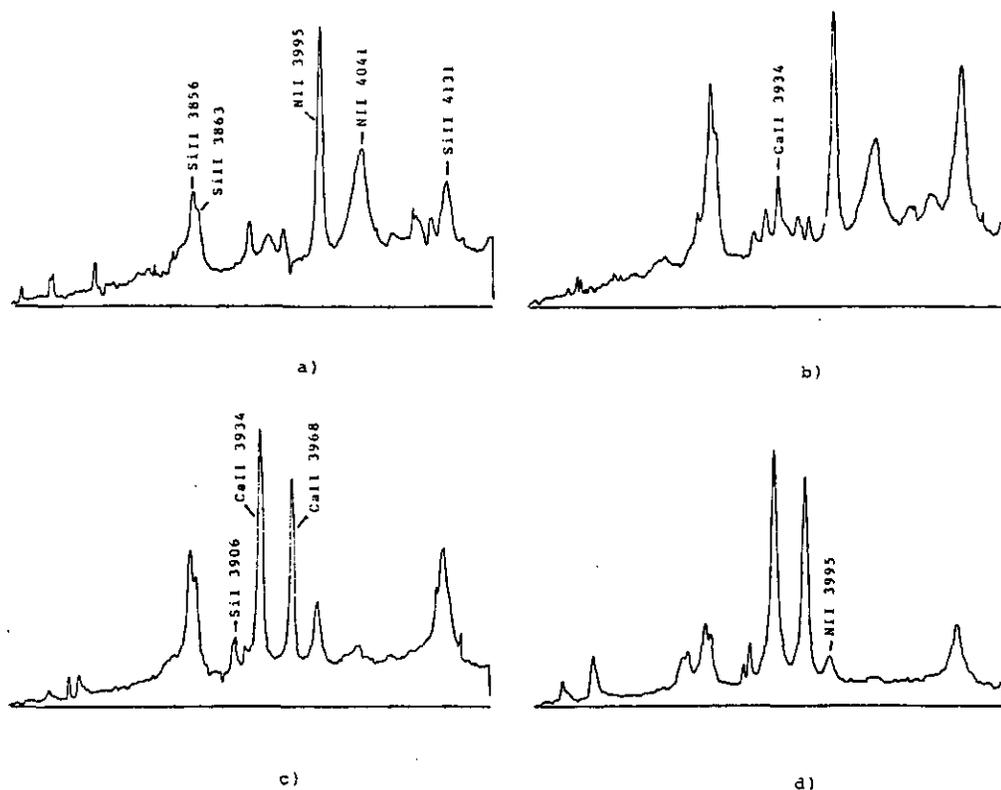


FIGURA (2.8). Espectros de emisión para diferentes anchuras de confinamiento de la descarga: a) CF= 15; b) CF= 10; c) CF= 5; d) CF= 2 mm (longitud de onda de las líneas en angstroms).

nm del SiII y 393.4 nm del CaII, obteniéndose las gráficas de la figura (2.9). En este caso la abcisa es el inverso de la anchura del plasma dada por la anchura CF de la banda guía trasera del ánodo. Un umbral diferente de ablación aparece para el Si y el Ca como función del confinamiento dado por el parámetro  $(1/CF)_t$ . Este parámetro se obtiene a partir del cruce del eje horizontal con la extensión lineal de las curvas de la figura (2.9). El umbral para el Si es más bajo que el del Ca, tal y como se podría esperar de los resultados de la sección anterior. En estas medidas los parámetros del circuito eléctrico prácticamente no cambian para cada confinamiento. Así, la corriente  $I_{\max}$  era siempre la misma ( $I_{\max} \approx 6000$  A), puesto que la impedancia del plasma en nuestro dispositivo es mucho más pequeña que la del circuito exterior.

El umbral ablativo de corriente por unidad de anchura de plasma

$$I_t = I_{\max} \times (1/CF)_t \quad (2.12)$$

se obtuvo de estas medidas para el Si y el Ca a 400 y 200 torr de  $N_2$  (Tabla (2.2)), que muestra claramente que el umbral de ablación depende de la presión. La temperatura electrónica también cambia con el confinamiento, tal y como es de esperar cuando se tiene en cuenta la influencia de la ablación (Tabla (2.3)). Un muy alto grado de ablación se obtiene con el máximo confinamiento de 2 mm, resultando una emisión radiativa del plasma dominada por el elemento con el más bajo potencial de ionización (Ca) y una consiguiente disminución apreciable de la temperatura electrónica.

La densidad electrónica en estas medidas mostró sólo pequeñas variaciones, alcanzando un valor del orden de  $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

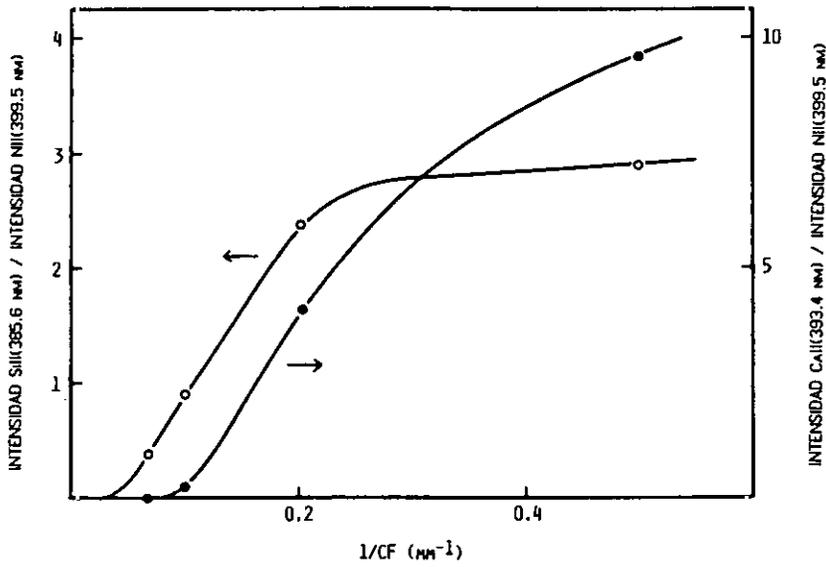


FIGURA (2.9). Relación de  $I(\text{SiII } 385.6 \text{ nm})$  e  $I(\text{CaII } 393.4 \text{ nm})$  frente a  $I(\text{NiII } 399.5 \text{ nm})$  en función del inverso de la anchura de confinamiento  $CF$ .

TABLA (2.2). Corriente por unidad de anchura de plasma umbral  $I_t$  para el Si y el Ca en atmósfera de  $\text{N}_2$  a 400 y 200 torr.

Elemento	Presión (Torr)	$I_t$ ( $\text{A mm}^{-1}$ )
Si	400	300
Ca	400	600
Si	200	500
Ca	200	900

TABLA (2.3). Temperatura electrónica del plasma en función del parámetro de confinamiento  $CF$ .

$CF$ (mm)	Temperatura (K)
2	14,500
5	15,500
10	17,500
15	18,000

#### 2.4.6 Influencia de la presión en la ablación.

La presión del gas influye notablemente en el grado de ablación. Para estudiar la influencia de la presión se tomó la extensión trasera del ánodo con una anchura  $CF = 2$  mm. Puesto que el valor máximo de la corriente  $I_{\max}$  es 6000 A, se tiene una intensidad por unidad de anchura de plasma de  $3000 \text{ Amm}^{-1}$ , que es mucho más alto que el umbral de ablación para el Si y el Ca a 400 y 200 torr de  $N_2$ , de acuerdo con lo descrito en el apartado anterior.

Se han tomado espectros en  $N_2$  y  $CO_2$  separadamente, gases en los cuales el plasma es fácilmente confinado. Un ejemplo de estos espectros se encuentra en la figura (2.10) que muestra que la intensidad de las líneas de ablación del CaII respecto de las demás, aumenta continuamente con la presión. Esto indica que la ablación aumenta con la presión. Se puede observar también, que las líneas de ablación del Si aparecen a presiones superiores a 50 torr, mientras que en el caso del Ca surgen por encima de los 100 torr. A alta presión sólo aparecen líneas de ablación y ligeras trazas de líneas del gas de llenado, siendo la emisión en estas condiciones prácticamente independiente del gas de la cámara de descarga ( $N_2$  o  $CO_2$ ). Los cocientes de las intensidades  $I(385.6 \text{ nm, SiII})$  y  $I(393.4 \text{ nm, CaII})$  con  $I(399.5 \text{ nm, NII})$  se muestran en la figura (2.11) como fué hecho previamente, pero esta vez en función de la presión.

La fuerte reducción de la temperatura y densidad electrónica al aumentar la presión (y, por tanto, la ablación) se recoge en la tabla (2.4).

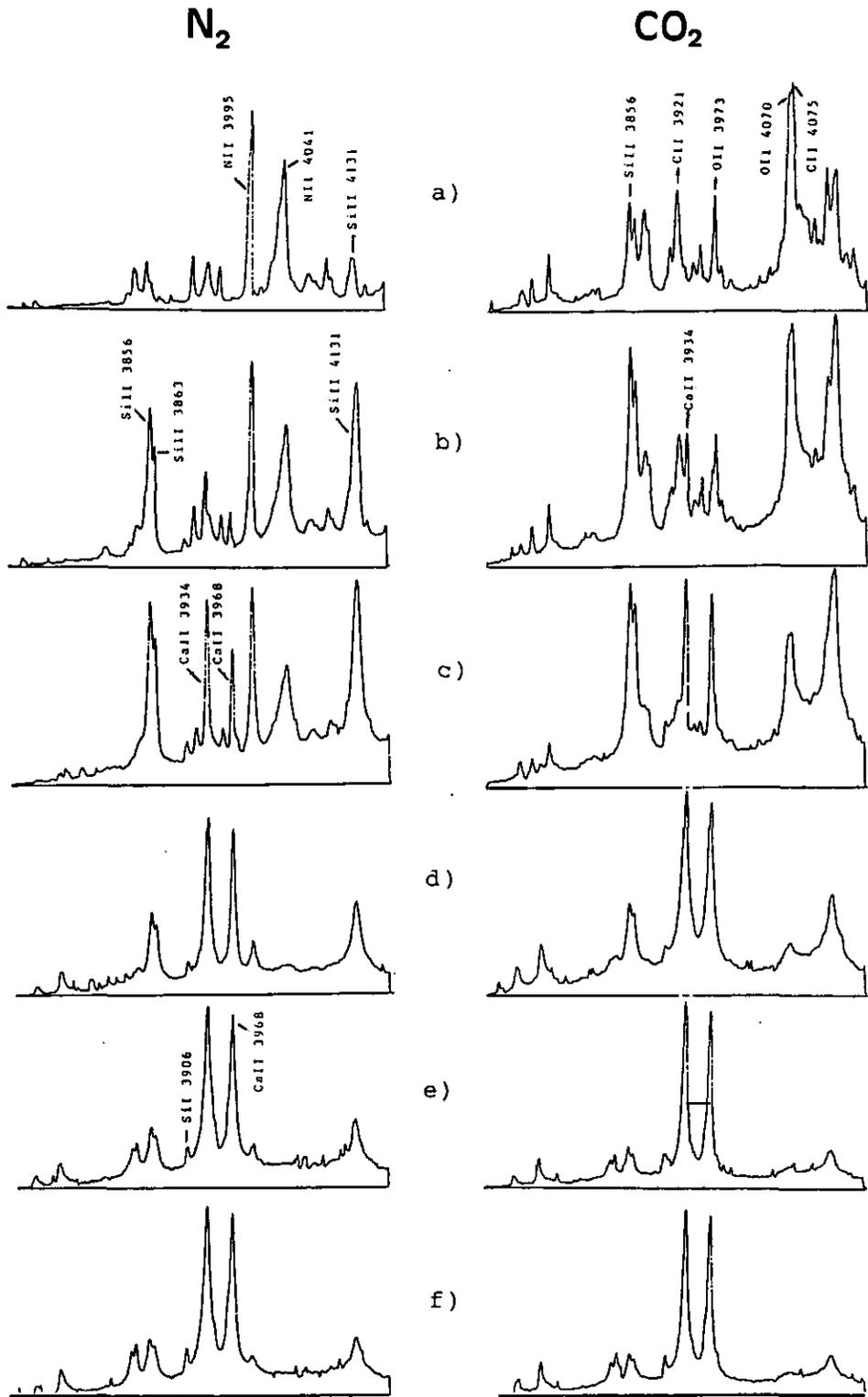


FIGURA (2.10). Espectros emitidos por el plasma con dos gases distintos ( $N_2$  y  $CO_2$ ) a diferentes presiones: a) 100; b) 150; c) 200; d) 300; e) 500; f) 600 Torr (longitud de onda en angstroms).

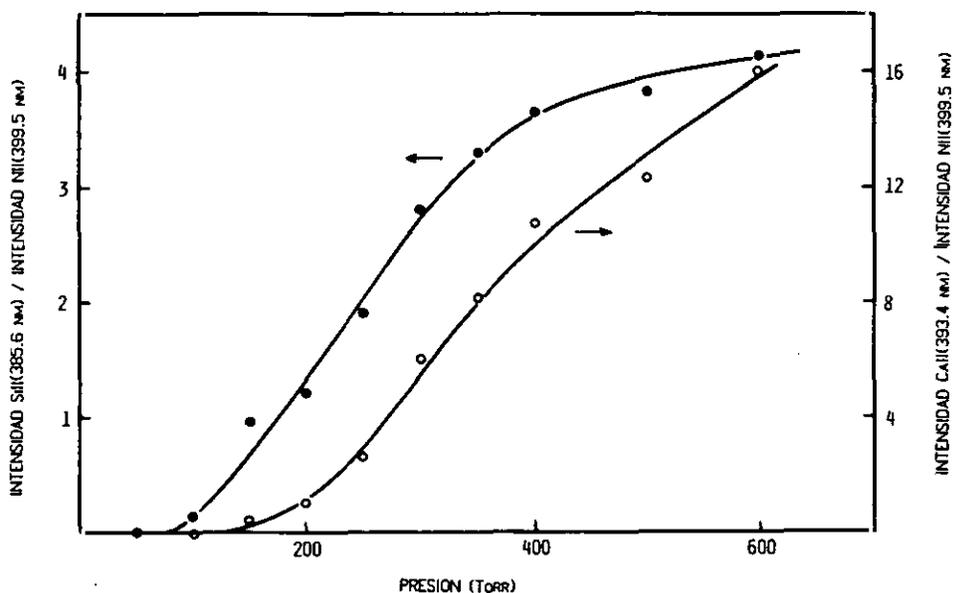


FIGURA (2.11). Cocientes entre las intensidades de las líneas de elementos de ablación e I(Ni II 399.5 nm) en función de la presión.

TABLA (2.4). Temperatura y densidad electrónica del plasma en función de la presión.

Presión (Torr)	Temperatura (K)	Densidad ( $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ )
50	21,500	—
100	21,000	—
150	20,000	15
200	18,500	9
250	16,000	3
300	14,000	1

#### 2.4.7 Origen del umbral de ablación.

En las secciones anteriores se ha encontrado que existen umbrales diferentes para elementos diferentes de la superficie del dieléctrico. El umbral de ablación está relacionado con la corriente por unidad de anchura de la descarga. En nuestro estudio el plasma es confinado por la prolongación del ánodo situada bajo el dieléctrico. El plasma electrónico se confina, por tanto, con un fuerte campo perpendicular a la superficie del dieléctrico.

Todo parece indicar que el umbral de ablación está relacionado con la densidad de corriente en la sección transversal del plasma. La causa de la ablación es la vaporización de los elementos de la superficie del vidrio cuando es calentada. La presión de vapor de un cierto elemento de la superficie es [41]:

$$P \propto T^\beta \exp(-E_e/kT) \quad (2.13)$$

en donde  $\beta \approx 1$ ,  $E_e$  es la energía de extracción del elemento y  $T$  es la temperatura de la superficie. Por tanto, la vaporización de un elemento es sólo importante cuando  $kT \approx E_e$ . Puesto que la función es exponencial, la aparición del vapor es muy brusca y existe un umbral bien definido relacionado directamente con la temperatura de la superficie.

Por otra parte, está bien establecido [32] que el principal mecanismo de transferencia de energía del plasma a la superficie del dieléctrico, es la radiación emitida por la descarga en las bandas de absorción del dieléctrico. La radiación emitida por unidad de volumen de plasma es una función de la densidad de corriente. Por lo tanto, la existencia de un umbral de densidad de corriente es una consecuencia del umbral en la temperatura de vaporización, y en último término de la energía de extracción  $E_e$  característica de cada elemento.

El aumento de la presión del gas eleva la resistencia eléctrica del plasma. Por tanto, la energía transferida por la misma densidad de corriente a las diferentes especies atómicas (excitación y desexcitación emitiendo radiación) se hace mayor. Como consecuencia, es lógico esperar que el incremento de la presión suponga una disminución del umbral de densidad de corriente (ver tabla (2.2)). En las condiciones de nuestro experimento (gas  $N_2$ ) se tiene una densidad de corriente bien por encima de los umbrales de ablación del Si y el Ca a 400 y 200 torr, pero dicha densidad estaba por debajo del umbral del calcio a 100 torr y por debajo de el de el silicio a 50 torr (ver figura (2.11)). Es decir, se tiene un aumento del umbral ablativo de corriente del silicio y del calcio cuando la presión disminuye, tal y como se deduce de la discusión precedente.

#### 2.4.8 Descargas en mezclas de gases.

La capacidad del condensador  $C_s$  que alimenta la descarga superficial completa cuando se usa como sistema de preionización en láseres TEA de  $CO_2$  es habitualmente [42] algo menor a la que se ha usado en los experimentos descritos en las secciones precedentes ( $C_s = 50$  nF). Por consiguiente, las siguientes medidas han sido realizadas con un nivel más bajo de energía, reduciendo el valor del condensador  $C_s$ . El gas usado fue una mezcla  $CO_2:N_2:He$  en la proporción 1:1:4 típica de los láseres TEA. La mezcla se introdujo a presión atmosférica, el condensador  $C_s$  se cargó a 24 kV y la distancia entre electrodos fue 6 mm.

Condensadores  $C_s$  de 6, 4,5, 3, 1.5, y 0.5 nF fueron usados sucesivamente; con cada uno el rango de anchuras CF de confinamiento fue 1, 2, 3 y 5.5 mm. En cada caso se registró un espectro de la radiación emitida por el plasma.

Con el condensador de 6 nF y  $CF = 1$  mm las características del

circuito RCL fueron medidas a partir del pulso de corriente. Se obtuvo una inducción  $L = 200 \text{ nH}$  y una resistencia total  $R = 0.4 \text{ } \Omega$ . La corriente máxima medida en estas condiciones fué de  $I_{\text{max}} = 2200 \text{ A}$ . Los espectros muestran líneas de ablación para todos los confinamientos estudiados con  $C_s = 6 \text{ nF}$ .

Una vez tomados los espectros se determinó la temperatura y densidad electrónicas. Las temperaturas electrónicas se muestran en la figura (2.12). El efecto de la ablación sobre  $T_e$  es apreciable en los

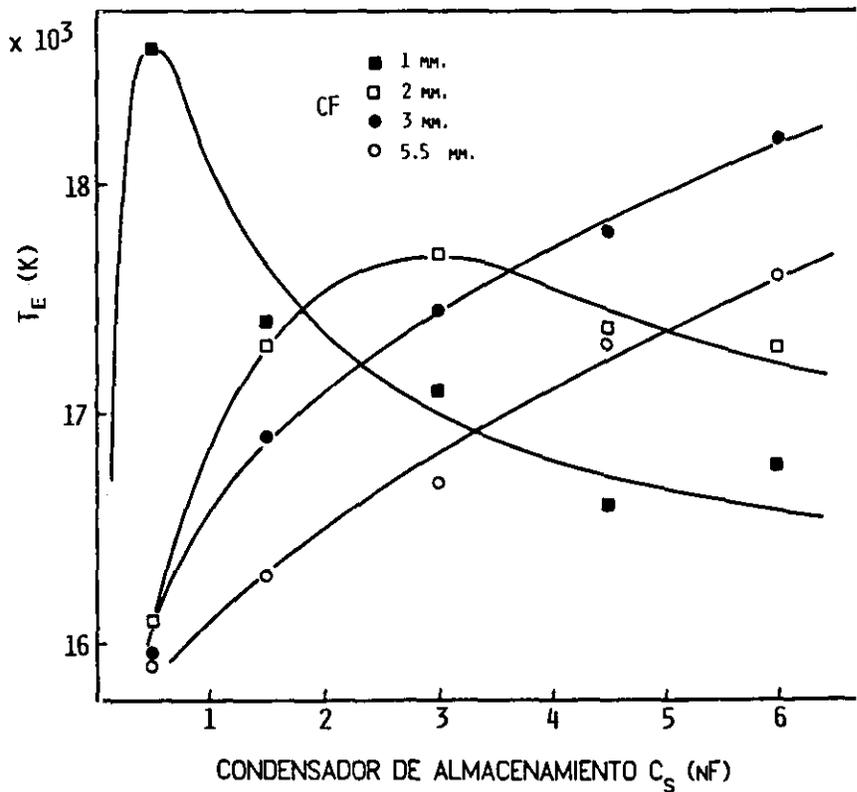


FIGURA (2.12). Temperatura electrónica frente a la capacidad del condensador de almacén de energía  $C_s$  para varias anchuras de confinamiento de la descarga.

plasmas más confinados. Dos tendencias opuestas se pueden observar. Por un lado, la entrada de más energía en el plasma tiende a aumentar la temperatura electrónica. Esto es claro cuando el confinamiento es pequeño y poca la ablación, como en el caso del plasma confinado por el ánodo de 5.5 mm . Por otra parte, la presencia de productos de ablación fácilmente excitables e ionizables causa una disminución de la temperatura al aumentar la energía de entrada puesto que con mayor energía (corriente) mayor es la ablación. Este fenómeno predomina en las gráficas obtenidas con un confinamiento CF de 1 y 2 mm. La densidad electrónica es sólo ligeramente sensible a los cambios en el confinamiento y la energía, resultando ser alrededor de  $N_e \approx 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .

La figura (2.13) representa la energía  $E_r$  emitida por el plasma (dentro del rango  $\approx 300\text{-}500 \text{ nm}$ ) en función de la energía  $E_c$  almacenada en el condensador  $C_s$  para cada grado de confinamiento. Se puede observar que en el intervalo de energías medido, la eficiencia incremental definida como  $\Delta E_r / \Delta E_c$  es prácticamente constante para cada confinamiento. Es también interesante apuntar que la energía de salida aumenta con el confinamiento. Así pues, cuanto más confinado esté el plasma, más eficiente resulta en la conversión a energía de radiación. Sin embargo, cuanto mayor es el confinamiento mayor deterioro (ablación) sufre el dieléctrico. El compromiso entre eficiencia y deterioro del dieléctrico se puede encontrar probablemente en energías de excitación bajas en descargas altamente confinadas.

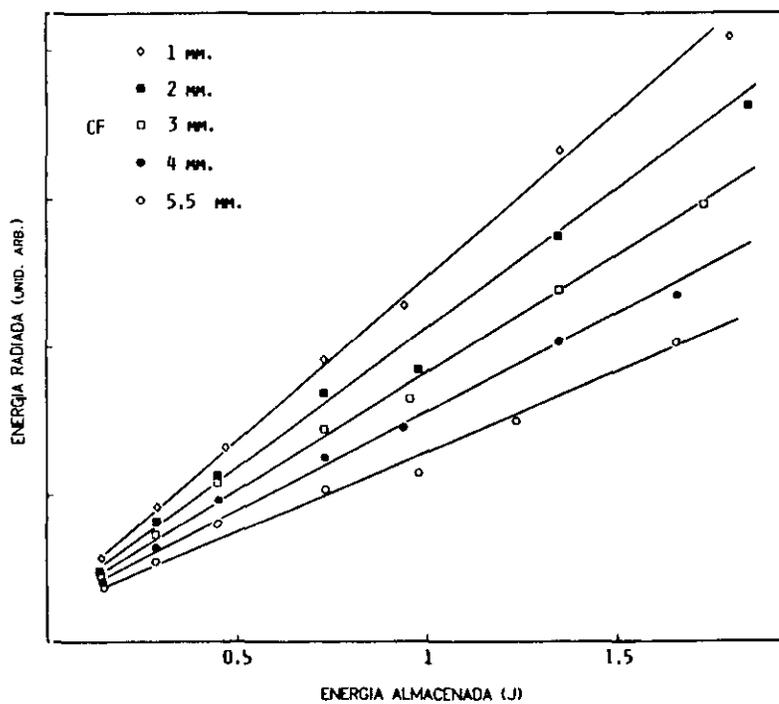


FIGURA (2.13). Variación de la energía de la radiación emitida con la energía almacenada en  $C_s$  para varios confinamientos del plasma.

## CAPITULO 3

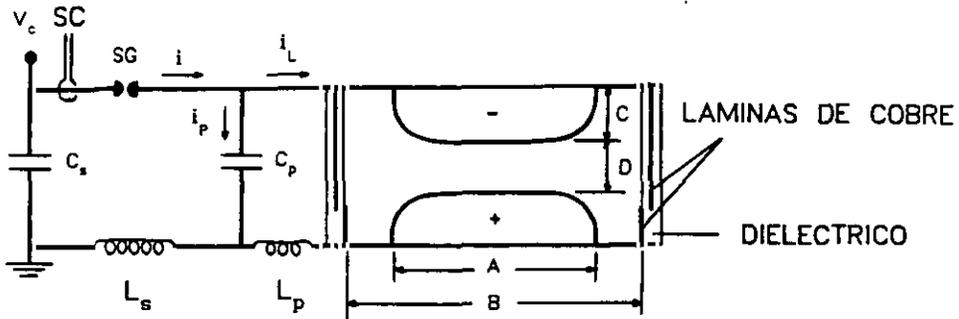
### ESTUDIO Y DESARROLLO DE UN LASER PULSADO TEA DE CO<sub>2</sub> PREIONIZADO CON DESCARGAS SUPERFICIALES INCOMPLETAS

---

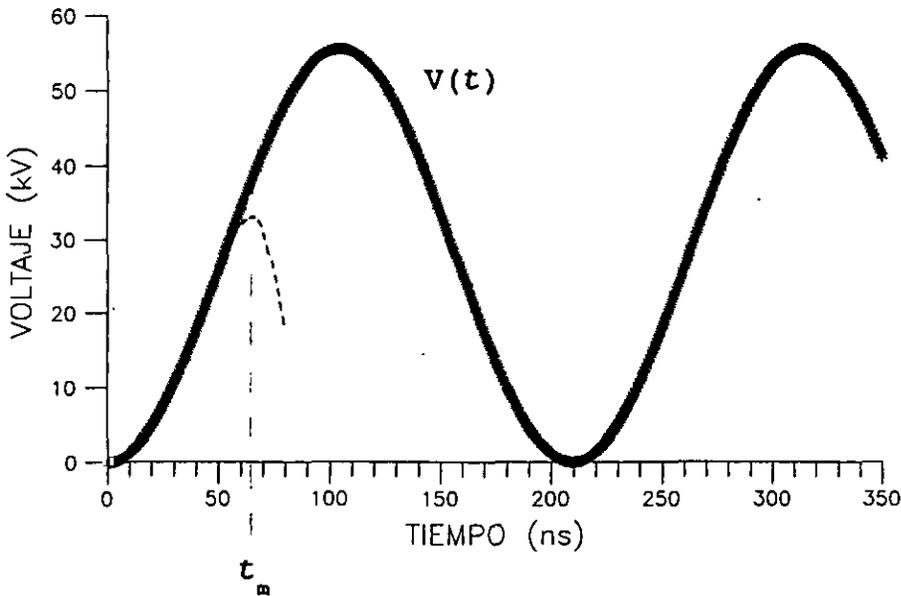
#### 3.1 DISEÑO EXPERIMENTAL Y CIRCUITO DE EXCITACION DEL SISTEMA LASER.

En la figura (3.1a) se muestra un esquema del circuito de excitación y de la cámara de descarga. La descarga se produce en el espacio entre dos electrodos de perfil de alta uniformidad de campo (perfil de Ernst o de Chang). La longitud total de los electrodos es de 70 cm, su anchura 6 cm y la distancia entre ellos es 2 cm. Todas las medidas y experimentos que se describen en este capítulo (con la excepción de algunos que aparecen en el apartado 3.4) se han realizado con los electrodos de tipo Ernst. El gas en el volumen de la descarga experimenta preionización lateral con la radiación ultravioleta procedente de dos descargas superficiales incompletas [15,22,25,43-46]. El dieléctrico utilizado en ellas es vidrio de 3 mm de espesor. Algunos otros detalles del sistema de preionización se discuten en la siguiente sección.

Los elementos principales del circuito de excitación de la descarga aparecen en la figura (3.1a). En los experimentos usualmente el condensador de almacenamiento de energía o de alimentación de la descarga  $C_s$  es un banco de condensadores (asociación en paralelo de



a)



b)

FIGURA (3.1). a) Dispositivo experimental que muestra una vista de la sección transversal de la cámara de descarga y un esquema del circuito. Los elementos del circuito se explican en el texto. Las dimensiones de la cámara de descarga son  $A=6$  cm,  $B=8$  cm y  $C=D=2$  cm. b)  $V(t)$  pulso de voltaje que aparece entre electrodos suponiendo infinita la resistencia entre ellos. Si el voltaje aplicado es suficientemente alto se puede iniciar en  $t_m$  una descarga de alta corriente (brusca caída de la impedancia y del voltaje entre electrodos (tramo discontinuo)).

condensadores individuales de 50 nF). Estos elementos son condensadores comerciales de alto voltaje y de baja inducción (encapsulados en aceite y con sobrepresión en su interior). Dependiendo del número de condensadores que se conectan en paralelo, la capacidad  $C_s$  se podía variar entre los valores 50, 100, 150 y 200 nF. El acoplo en paralelo permite reducir la inducción total del banco por debajo del valor de la inducción de cada condensador individual. En el caso del acoplo que da  $C_s = 200$  nF, el valor de la inducción es  $L_s = 140$  nH. Este nivel de inducción no es fácil reducirlo con ese tipo de condensadores. También se ha podido usar un único condensador de 200 nF (en este caso la inducción es sensiblemente mayor:  $L_s = 190$  nH). El máximo potencial de carga  $V_c$  es 30 kV en corriente continua. El condensador de acoplo directo  $C_p$  se conecta en paralelo con los electrodos de la descarga y se caracteriza por una muy baja inducción. Su inducción  $L_p$  es varias decenas de veces inferior a la del condensador de almacén de energía  $C_s$  ( $L_s \approx 30L_p$ ; ver capítulo 5). Este bajo valor de la inducción de  $C_p$  permite una muy rápida descarga de la energía que almacena (rápido acoplo o acoplo directo con el plasma de la descarga), puesto que en un circuito RCL la pendiente máxima de la corriente de descarga del condensador es inversamente proporcional a la inducción del circuito. El origen de la baja inducción de  $C_p$  reside en su estructura y tipo de conexión con los electrodos. El condensador de acoplo directo  $C_p$  consiste en dos planchas planas de laminado de fibra de vidrio epoxi cubierta con lámina de cobre por ambas caras. Estos condensadores se unen a ambos lados de los electrodos mediante una lámina de cobre que se extiende (al igual que los condensadores) a lo largo de toda la longitud de los electrodos. Su capacidad es del orden del 10% de  $C_s$ . El disruptor o spark-gap se presuriza con  $N_2$  y se dispara (establecimiento de la descarga arco entre sus electrodos) despresurizando. Una corta descarga ( $\approx 2-3$  mm) de tipo arco de alta conductividad entre los electrodos del disruptor suministra una rápida conexión entre los dos condensadores  $C_s$  y  $C_p$ . Simetría y acoplamientos de baja inducción fueron los dos criterios principales seguidos en la construcción mecánica del dispositivo láser.

El circuito de la figura (3.1a) usado para la alimentación de la descarga difusa recibe la denominación genérica de circuito de transferencia de carga (cuando se cierra el interruptor SG el condensador  $C_s$  se descarga sobre  $C_p$  que inicialmente se encuentra descargado). El pulso de voltaje que aparece entre las placas del condensador  $C_p$  (y por tanto el que se aplica a los electrodos de la descarga) cuando se dispara el disructor, es fácilmente calculable para un circuito de este tipo. Suponiendo despreciable la baja resistencia del disructor, el voltaje que surge entre electrodos es de la forma (figura (3.1b)):

$$V(t) = \frac{V_c}{1+(C_p/C_s)} \left( 1 - \cos \frac{t}{(LC')^{1/2}} \right) \quad (3.1)$$

en donde

$$C' = \frac{C_p C_s}{C_p + C_s} \quad (3.2)$$

$V_c$  es el voltaje de carga de  $C_s$  y  $L$  es la inducción del circuito de transferencia de carga. En nuestro sistema la principal contribución a  $L$  proviene de la inducción propia del condensador de almacenamiento de energía  $C_s$  ( $L \approx L_s \approx 140-200$  nH). Antes se ha mencionado que  $C_s \gg C_p$  por lo que, de acuerdo con (3.8), el potencial máximo alcanzable es  $\approx 2V_c$ . Por la misma razón se tiene que el tiempo de subida de  $V(t)$  es directamente proporcional a  $(LC_p)^{1/2}$ . Obviamente, la expresión  $V(t)$  es correcta sólo mientras no se haya establecido la descarga difusa, es decir, mientras se pueda suponer que la resistencia entre electrodos es infinita ( $i_L = 0$ ; figuras (3.1a) y (3.1b)).

Si el voltaje de carga  $V_c$  es suficientemente alto el pulso de potencial resultante (ecuación (3.1)) puede iniciar el desarrollo de

una descarga de alta corriente  $i_L$  (brusca caída de la resistencia entre electrodos y del voltaje entre placas de  $C_p$  como consecuencia del inicio de su descarga a través del plasma de baja impedancia formado (figura (3.1b))) . La sonda de corriente SC (figura (3.1a)) mide la corriente  $i$  suministrada por el condensador  $C_s$ . Esta corriente corresponde a la suma de la que circula a través de  $C_p$  cargándolo (figura (3.1a))  $i_p$ , que verifica:

$$i_p = C_p \frac{dV}{dt} \quad (3.3)$$

más la que circula por la cámara de descarga del láser  $i_L$ :

$$i = i_p + i_L \quad (3.4)$$

Cuando el voltaje entre electrodos (y, por tanto, entre placas del condensador de acoplo directo  $C_p$ ) alcanza el máximo ( $t = t_m$ ) se tiene entonces que  $dV/dt = 0$  (cesa la carga de  $C_p$  y comienza su descarga a través del plasma (figura (3.1b))) y por consiguiente  $i_p(t_m) = 0$ , por lo que en ese instante  $t_m$  la corriente medida por la sonda SC corresponde íntegramente con la que circula por la cámara de descarga:

$$i(t_m) = i_L(t_m) \quad (3.5)$$

El láser se ha operado en modo de disparo único, es decir, no más de cuatro pulsos por minuto. Un sistema de rotámetros que permite controlar el flujo de cada uno de los componentes de la mezcla  $CO_2:N_2:He$  fue usado para variar en un amplio rango la proporción de la mezcla. Los gases circulan dentro de la cámara de descarga en régimen de flujo lento ( $\approx 5$  litros por minuto) y su pureza es del 99.998 %.

Se ha usado un resonador estable constituido por un espejo curvo cóncavo de oro (reflector total) con un radio de curvatura de 10 metros. La ventana de salida de ZnSe es plana y tiene unos

recubrimientos que le confiere una transmisión del 60% R/AR (60 % reflectante en una cara y antirreflectante en la otra). En lo que concierne a los experimentos descritos en este capítulo, el régimen de funcionamiento del láser es multimodo transversal, es decir, no se ha introducido ningún diafragma intracavidad para seleccionar modos transversales y, por tanto, el área del spot del láser está determinado por la sección transversal de la descarga difusa de bombeo. La longitud del resonador o distancia entre espejos es de 90 cm.

La figura (3.2a) muestra la disposición física de los elementos fundamentales del dispositivo láser construido que aparecían de forma esquemática en la figura (3.1a). La figura (3.2b) recoge una sección longitudinal (a lo largo de la longitud de los electrodos) de la cámara de descarga en donde se muestran los espejos del resonador.

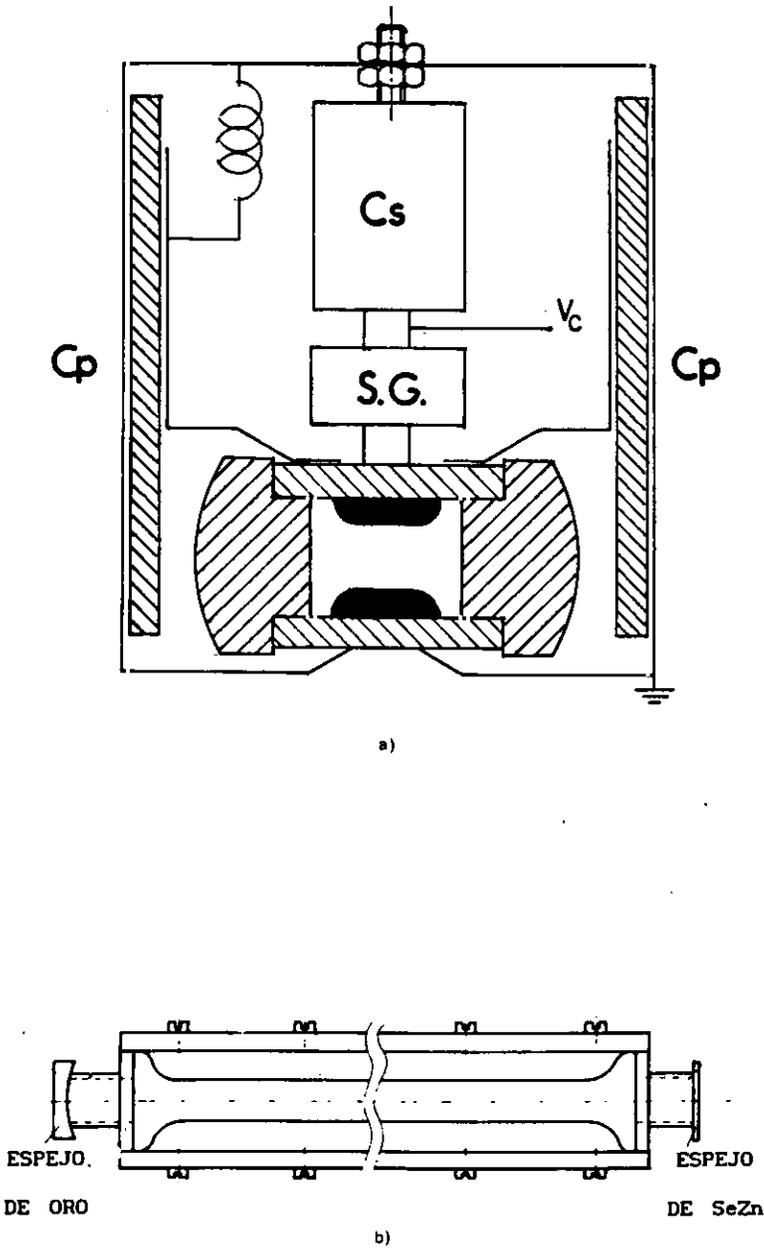


FIGURA (3.2). a) Disposición física de los elementos del circuito de excitación y de la cámara de descarga del dispositivo láser (corte transversal). b) Sección longitudinal de la cámara de descarga con los espejos del resonador en ambos extremos.

### 3.2 SISTEMA DE PREIONIZACION.

Ya se ha comentado en la sección precedente que se han usado descargas superficiales incompletas (descargas de tipo corona) como medio de preionización del volumen activo de la descarga. Este tipo de descargas de gran homogeneidad constituyen una eficiente fuente de radiación ultravioleta [21,30] que preioniza por fotoionización de las impurezas de la mezcla de gases (capítulo 1). La figura (3.3) es una sección transversal de la cámara de descarga en la que se aprecia la posición lateral de las dos descargas superficiales incompletas de preionización. Las descargas superficiales se extienden a lo largo de toda la longitud de los electrodos (su longitud  $l$  (figura (1.6)) es la misma que la de los electrodos). El dieléctrico utilizado habitualmente es vidrio de 3 mm de espesor.

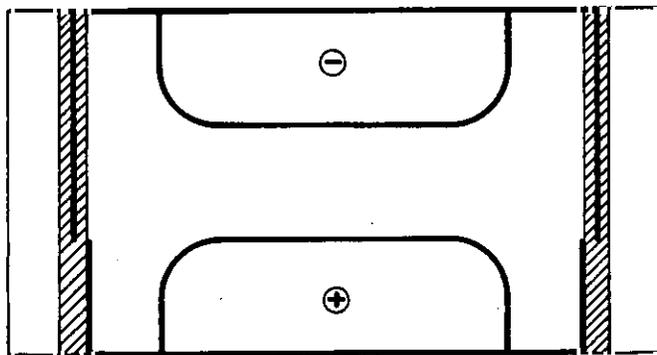


FIGURA (3.3). Sección transversal de la cámara de descarga del laser TEA de  $\text{CO}_2$ . A ambos lados aparece el sistema de electrodos de las descargas superficiales incompletas que preionizan el volumen de la descarga principal.

Una ventaja fundamental de este tipo de descargas incompletas como sistema auxiliar de preionización (en relación con otros sistemas tales como descargas superficiales completas, redes lineales de arcos ...), es la sencillez del circuito de excitación del dispositivo láser. Para ser más exactos, dicha ventaja radica en que con un único circuito (figura 3.1) se puede alimentar la descarga de preionización y la descarga difusa principal que produce el bombeo. Es decir, no es necesario un circuito de excitación para cada descarga, mientras que los otros sistemas mencionados requieren dos circuitos independientes para alimentar cada una de ellas, con la consiguiente complicación del dispositivo eléctrico del láser.

La secuencia de formación y desarrollo de la descarga superficial incompleta y la descarga difusa principal sigue las siguientes pautas cualitativas. El alto campo eléctrico característico de las descargas superficiales (en ellas los electrodos están separados por 3 mm de vidrio, frente a los 20 mm de separación de los electrodos de la descarga difusa principal) hace que inicialmente, en los primeros instantes del pulso de voltaje (ecuación (3.1)), se desarrolle únicamente la descarga superficial que produce con su radiación la preionización del medio activo. El sucesivo aumento del voltaje entre electrodos en instantes posteriores, da lugar al crecimiento (mediante colisiones ionizantes) de esa siembra electrónica de preionización hasta el establecimiento de la descarga de volumen difusa (caída brusca de la impedancia). La alta impedancia de las descargas incompletas (en este caso el voltaje creciente no es capaz de generar el número de portadores suficientes como para dar lugar a un plasma de baja impedancia o alta corriente (capítulo 2)) comparada con la de la descarga difusa principal, hace que la casi totalidad de la energía almacenada en  $C_s$  se descargue a través de la descarga difusa produciendo el bombeo del láser. Un análisis más detallado del régimen eléctrico de funcionamiento del láser se describe en una sección posterior.

En la práctica, para que el desarrollo de las descargas siga ese esquema, es imprescindible evitar el desarrollo inhomogéneo de la descarga superficial (arcos aislados de muy alta corriente situados erráticamente a lo largo del vidrio (ver sección 2.2)). Es decir, no se debe superar el umbral de ruptura en modo arco de la descarga superficial (descarga completa). Si no se evitan estos arcos, por ser la impedancia de la descarga superficial completa inhomogénea (arco) muy inferior a la de la descarga difusa de volumen ( $Z_{\text{arco}} \approx 0.1 \Omega$ ,  $Z_{\text{difusa}} \approx 5-10 \Omega$ ) toda la energía se transfiere al arco de alta conductividad. De hecho, la descarga difusa no llega a establecerse pues el desarrollo inhomogéneo de la descarga superficial no da lugar a una preionización homogénea que es necesaria para una formación uniforme de la descarga difusa.

Con la configuración usual del sistema de preionización basado en descargas superficiales incompletas (figura (3.4a)) hasta un cierto voltaje umbral entre electrodos [25], que depende de la presión y de la composición del gas, se tiene una descarga superficial corona incompleta uniforme. Al aumentar el voltaje entre electrodos por encima de dicho umbral se alcanza el régimen inhomogéneo de desarrollo de la descarga (la descarga superficial se completa con arcos aislados

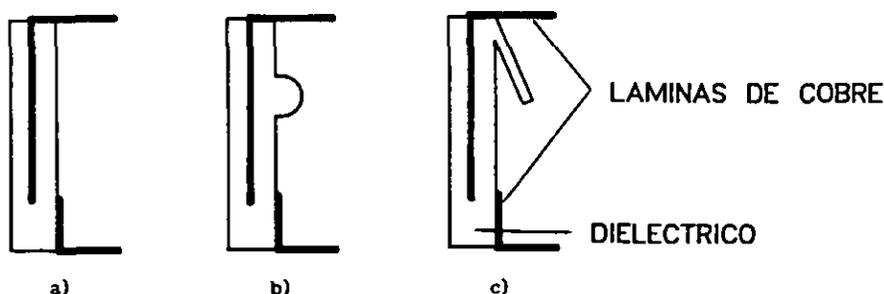


FIGURA (3.4). Geometrías preionizadoras empleadas. El voltaje umbral para el desarrollo en modo arco o inhomogéneo de la descarga superficial es mayor en b) y c) que en a).

que se desarrollan en la superficie del vidrio). Para aumentar el voltaje umbral de la transición a un arco superficial se han diseñado las geometrías preionizadoras que se muestran en las figuras (3.4b y c). Estas configuraciones permiten sustentar potenciales más altos entre los electrodos (lo que permite trabajar con mezclas más ricas en  $\text{CO}_2$  y  $\text{N}_2$  que se traduce, como veremos más adelante, en un aumento de la energía del láser) con un desarrollo incompleto y uniforme de la descarga superficial (libre de arcos de alta conductividad). En la mezcla  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$  un aumento de la proporción de gases moleculares trae consigo un aumento del potencial de ruptura de la descarga, es decir, del potencial necesario para dar lugar al crecimiento del plasma y desarrollo completo de la descarga. La razón de esto radica en los múltiples mecanismos inelásticos (vibracionales y rotacionales) del  $\text{N}_2$  y  $\text{CO}_2$  que enfrían el plasma electrónico dificultando, por tanto, los procesos de ionización necesarios para el establecimiento de la descarga.

### 3.3 ESTUDIO ELECTRICO Y OPTICO DEL LASER TEA DE $\text{CO}_2$ .

#### 3.3.1 Introducción.

El objeto principal de los estudios experimentales que se describen en esta sección ha sido la clarificación del papel del condensador de acoplo directo  $C_p$  en el desarrollo de la descarga y en la optimización de la energía de salida del láser. Los parámetros eléctricos de la descarga que se han medido son el pulso de corriente que suministra el condensador  $C_g$  y el pulso de voltaje entre electrodos (figura (3.1)). Para ello se han usado, respectivamente, una sonda de corriente de tipo Rogowski (tiempo de subida de 10 ns) y una sonda de voltaje o divisor de voltaje (tiempo de subida de 2 ns).

La evolución temporal del pulso láser de  $10.6 \mu\text{m}$  se mide con un detector del tipo arrastre de fotones (deriva de fotones por presión de radiación) cuyo tiempo de subida es inferior a 1 ns. La energía del pulso láser se mide con una termopila calibrada (la precisión de la calibración es del 10 %). Por último, se han tomado registros del pulso de luz visible de la descarga difusa de volumen mediante un fotodiodo rápido de silicio (tiempo de subida inferior a 1 ns). El sistema y procedimiento de medida (registros con un digitalizador de transitorios) se describió en el apartado (2.3).

### 3.3.2 Descarga superficial incompleta.

En el capítulo 2 se recogió el estudio de descargas superficiales completas de alta y media energía. Los experimentos realizados permitieron establecer umbrales de ablación del orden del kiloamperio por centímetro de anchura de electrodo. A continuación se describen brevemente las características eléctricas de las descargas superficiales corona incompletas (baja corriente) usadas para preionizar con radiación ultravioleta. El carácter no ablativo de estas descargas quedará establecido.

Operando con un potencial de carga  $V_c = 17 \text{ kV}$  del condensador  $C_s$  de almacenamiento de energía, se consigue que el pulso  $V(t)$  (ecuación(3.1)) aplicado esté por debajo del potencial de ruptura del gas situado entre los electrodos de la descarga principal con la mezcla utilizada de  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:5$ . El potencial de ruptura es el voltaje mínimo necesario para que tenga lugar el crecimiento del plasma por colisiones ionizantes y el consiguiente desarrollo de la descarga. Por encima del potencial de ruptura la temperatura electrónica del plasma es suficientemente alta como para garantizar el grado de ionización necesario para la formación de la descarga difusa ( $n_e \approx 10^{13} \text{ electrones/cm}^3$ ) a partir del nivel de preionización ( $n_e \approx 10^8 \text{ electrones/cm}^3$ ).

Con ese potencial de carga sólo se produce la ignición o excitación de la descarga superficial incompleta preionizante (nótese que en ella el campo eléctrico ortogonal a la superficie del dieléctrico es considerablemente mayor que el de la descarga principal para un mismo pulso de voltaje aplicado (ver sección (3.3)). La evolución temporal sincronizada del voltaje entre electrodos y de la intensidad de corriente en estas condiciones se muestra en la figura (3.5). En el circuito de excitación del láser el valor del condensador

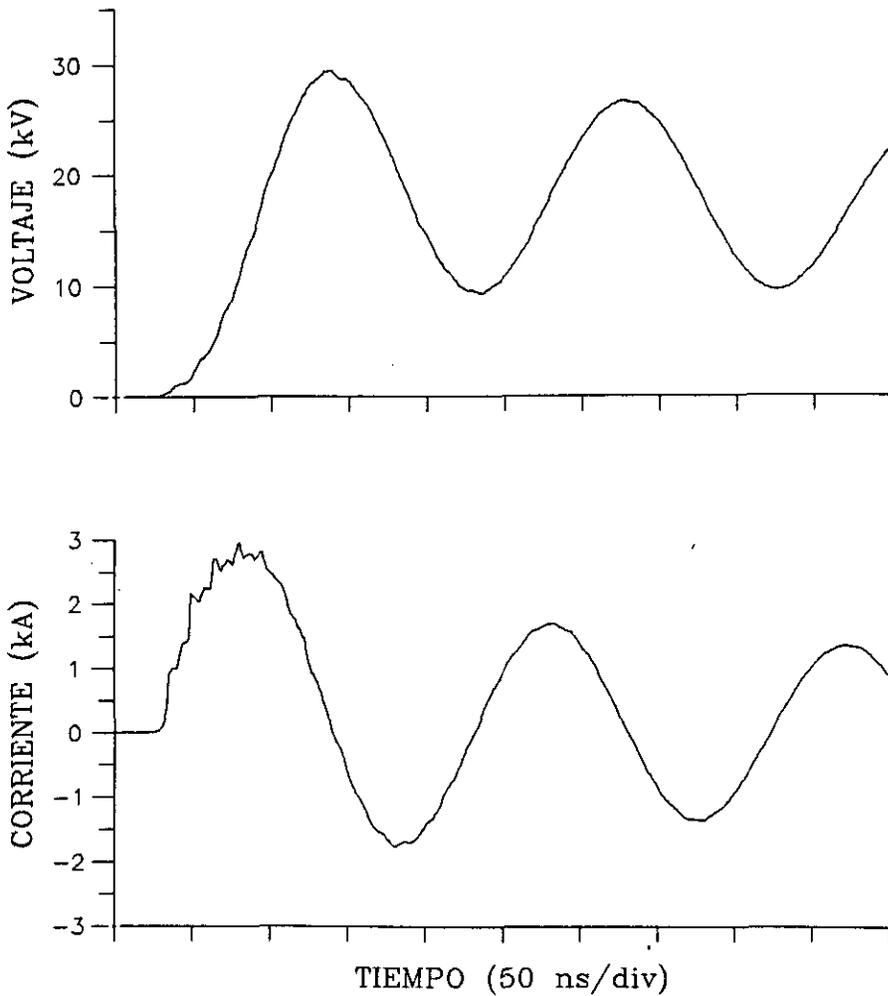


FIGURA (3.5). Evolución temporal sincronizada del voltaje y la corriente cuando sólo se desarrolla la descarga superficial corona (incompleta).  $V_c = 17$  kV,  $C_p = 8$  nF y  $CO_2:N_2:He = 1:2:5$ .

de acoplo directo fue  $C_p = 8 \text{ nF}$  y  $C_s = 100 \text{ nF}$  para el de almacenamiento de energía. Con estos valores el potencial máximo predicho por la ecuación (3.5) es  $V_{\max} = 2V_c / (1 + (C_p / C_s)) = 31.5 \text{ kV}$  que está en razonable acuerdo con el valor experimental que es  $\approx 30 \text{ kV}$ . La corriente y el voltaje tienen un desfase prácticamente igual a  $\pi/2$ . Por tanto, la impedancia de la descarga superficial es mucho mayor que la del condensador de acoplo directo  $C_p$  (en paralelo con los electrodos). Es decir, en el instante del máximo de voltaje la corriente medida, que corresponde con la corriente de la descarga superficial (ver sección (3.1)), es muy pequeña (figura (3.5)). Esta característica de alta impedancia y baja corriente de las descargas superficiales incompletas coincide con los resultados de la referencia [47], en donde se le midió una corriente  $i \approx 20 \text{ A}$ , que es al menos cien veces inferior a la corriente de la descarga difusa de volumen ( $i \approx 5\text{-}10 \text{ kA}$ ).

### 3.3.3 Evolución temporal de los parámetros del láser.

Las medidas que se describen en esta sección se han realizado con el mismo circuito de excitación y mezcla de gases que los de la sección precedente ( $C_s = 100 \text{ nF}$ ,  $C_p = 8 \text{ nF}$  y  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:5$ ). La diferencia fundamental es el potencial de carga de  $C_s$ . En este caso  $V_c = 30 \text{ kV}$  el cual da lugar a un pulso de voltaje  $V(t)$  entre electrodos (ecuación (3.5)) que permite superar el potencial de ruptura del gas contenido entre los electrodos de la descarga principal y establecer la descarga de volumen difusa que bombea el láser. De esta manera se forman las dos descargas: primero la descarga superficial que preioniza y después la descarga difusa a partir de la siembra de electrones de preionización. El comportamiento eléctrico del sistema difiere, por tanto, drásticamente del mostrado en la figura (3.5). La figura (3.6) recoge la evolución temporal sincronizada de las medidas eléctricas y ópticas del láser. La corriente que carga el condensador de acoplo directo  $C_p$  durante la subida del pulso de potencial  $V(t)$  es

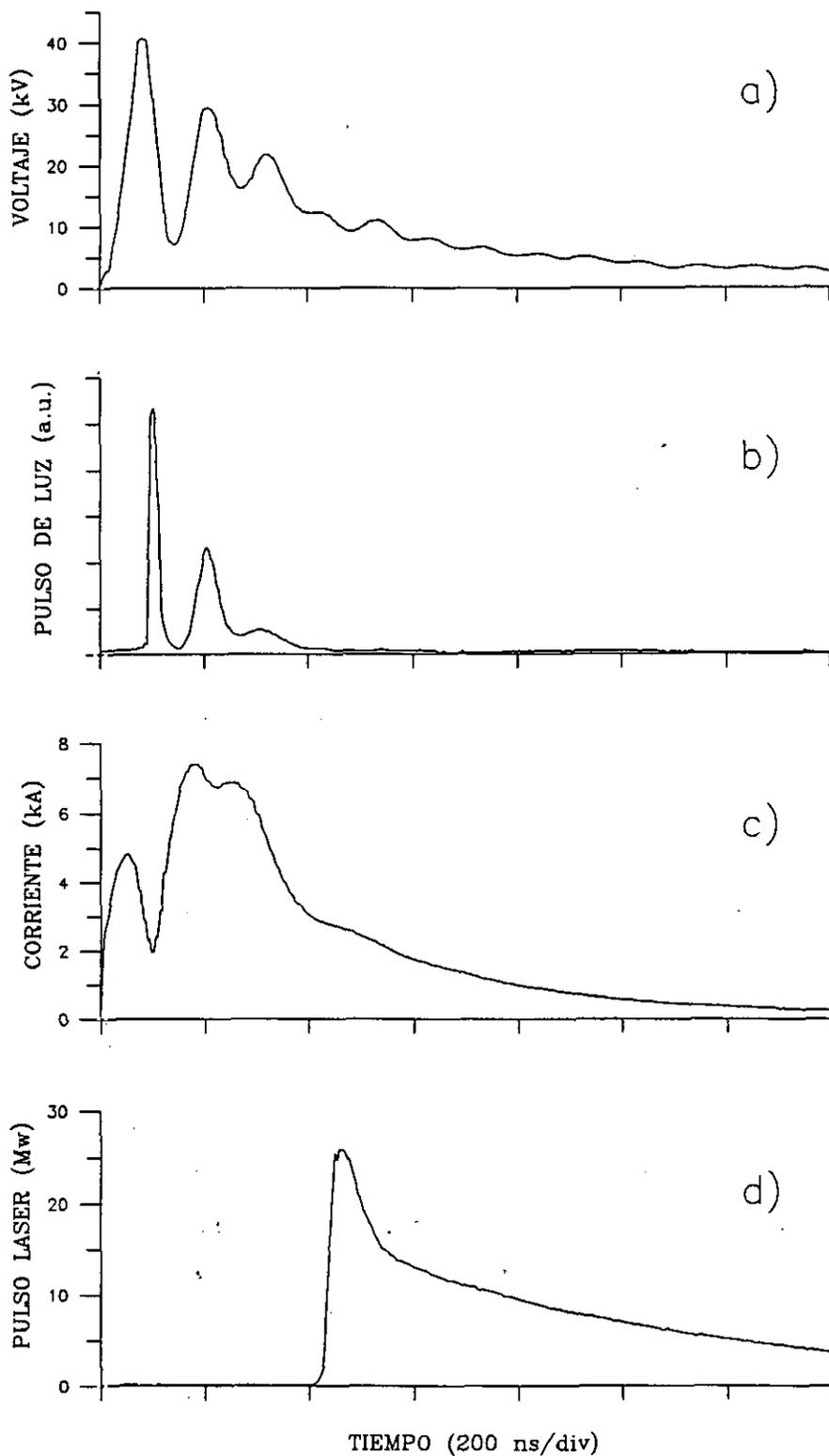


FIGURA (3.6). Evolución temporal sincronizada de las medidas eléctricas y ópticas. a) Voltaje entre electrodos, b) pulso de luz visible producido por la descarga difusa principal, c) corriente que suministra el condensador de almacén de energía y d) pulso láser.  $V_c = 30$  kV,  $C_p = 8$  nF y  $CO_2:N_2:He = 1:2:5$ .

almacén de energía  $C_s$ , la descarga de  $C_p$  culmina mucho antes de que finalice la de  $C_s$ . Asociado con la descarga de  $C_p$  aparece el primer pico intenso de luz visible de la descarga principal (figura (3.6b)) que pone de manifiesto la corriente producida por la descarga rápida del condensador de acoplo directo (baja inducción). Dicha descarga se produce cuando la densidad electrónica en el plasma ( $i_{dif} \approx 3 \text{ kA}$ ,  $Z_{dif} \approx 13 \Omega$ ) es muy superior al nivel de preionización (sección (3.3.5)), por lo que, la corriente que suministra  $C_p$  en su descarga no es la responsable de la preionización del medio activo (el proceso de preionización ya ha finalizado cuando comienza la descarga de  $C_p$ ). La corriente de descarga del condensador de acoplo directo pasa fundamentalmente por la descarga difusa de volumen que bombea el láser (su impedancia  $\approx 10 \Omega$  es muy inferior a la de la descarga superficial corona). Es errónea, por tanto, la interpretación dada en algunos trabajos [25,45] en los que se supone que el pico de corriente debido a la descarga de  $C_p$  representa la descarga corona superficial y que es el responsable de la preionización del volumen de descarga. Así pues, el condensador de acoplo directo no está directamente relacionado con el proceso de preionización. En una sección posterior discutiremos los efectos beneficiosos que trae consigo su empleo en el circuito de excitación.

La figura (3.6d) muestra el pulso láser de radiación de  $10.6 \mu\text{m}$  y el instante de su aparición. Es interesante destacar que el pulso láser surge unos 300 ns después del inicio de la descarga (máximo del potencial), cuando la descarga difusa se encuentra ya en sus estadios finales de desarrollo. Se ha observado experimentalmente que este tiempo de retardo en la aparición del pulso láser aumenta al aumentar la proporción de He de la mezcla. La razón de este comportamiento radica en que al disminuir el contenido de  $\text{CO}_2$  y  $\text{N}_2$  también disminuye la ganancia por paso en el resonador y, por tanto, aumenta el tiempo de formación del pulso láser a partir del nivel de radiación espontánea.

### 3.3.4 Forma temporal del pulso láser: influencia del $N_2$ .

En este apartado se recoge un estudio experimental de la forma y duración del pulso del láser TEA de  $CO_2$ . Los parámetros del circuito de excitación son los mismos que en la sección anterior, es decir,  $C_s = 100$  nF,  $C_p = 8$  nF y  $V_c = 30$  kV. La evolución temporal se ha medido introduciendo en el detector todo el área de la sección transversal del haz láser, para lo cual se ha empleado un sistema formado por atenuadores y una lente convergente de ZnSe.

La forma temporal del pulso se muestra con diferentes escalas temporales en la figura (3.7). En este caso la mezcla utilizada fue  $CO_2:N_2:He=1:2:5$ . El pulso está constituido por un primer pico estrecho e intenso seguido de una larga cola de menor potencia (capítulo 1). En nuestro caso particular, dicha cola se extiende cerca de  $3 \mu s$ . Así mismo, en estas condiciones la energía y potencia pico del pulso medidas son  $8.1$  J y  $27$  MW respectivamente. En el capítulo 1 se discutió que parte de estas características están drásticamente determinadas por la presencia de  $N_2$  en la mezcla que constituye el medio activo del láser. Para estudiar este aspecto se ha medido la forma del pulso en la mezcla anterior pero suprimiendo el  $N_2$ , es decir, con las proporciones  $CO_2:N_2:He=1:0:5$ . Los resultados se recogen en la figura (3.8). El pulso queda reducido prácticamente al pico de conmutación de ganancia (excitación directa de la molécula de  $CO_2$  por colisiones electrónicas en el plasma), pues el origen de la larga cola del pulso observada en las condiciones anteriores está asociada al bombeo por transferencia colisional de la excitación entre la molécula de  $N_2$  y la de  $CO_2$ . En este caso la energía y potencia pico medidas son  $1.6$  J y  $27$  MW, siendo su anchura a mitad de altura de  $\approx 60$  ns. Así pues, la energía del pulso láser asociada a la larga cola de transferencia colisional que produce la presencia del  $N_2$ , representa el 80 % de la energía total. Se debe anotar que aunque la energía es muy diferente en ambas condiciones, la potencia pico es la misma. La razón de ello es que el pico de conmutación de ganancia tiene su

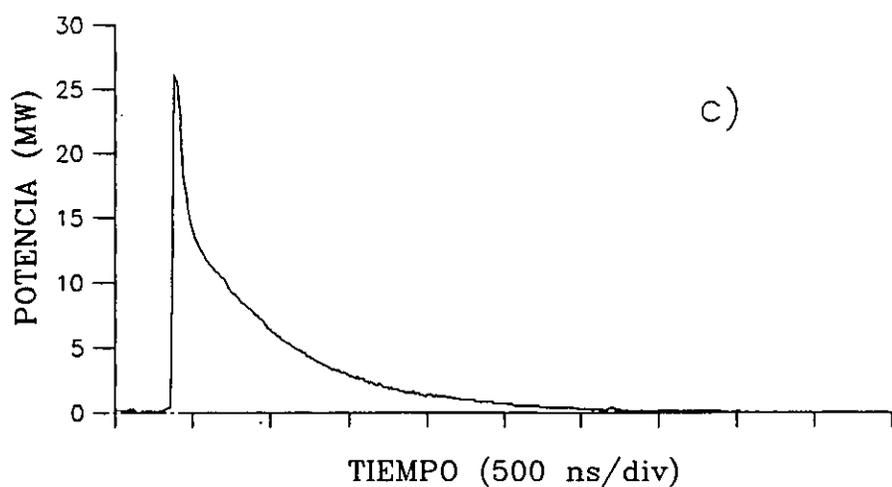
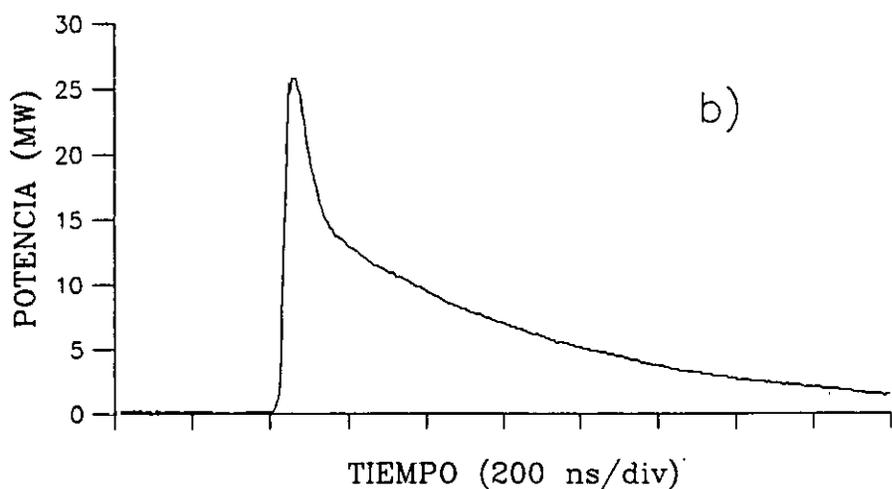
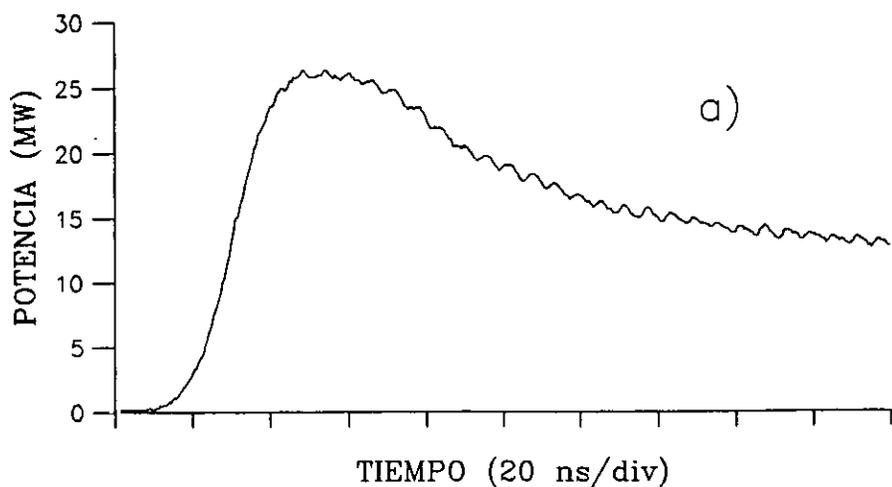


FIGURA (3.7). Evolución temporal del pulso del láser TEA de  $\text{CO}_2$  con diferentes escalas temporales. La mezcla empleada fue  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:5$ .

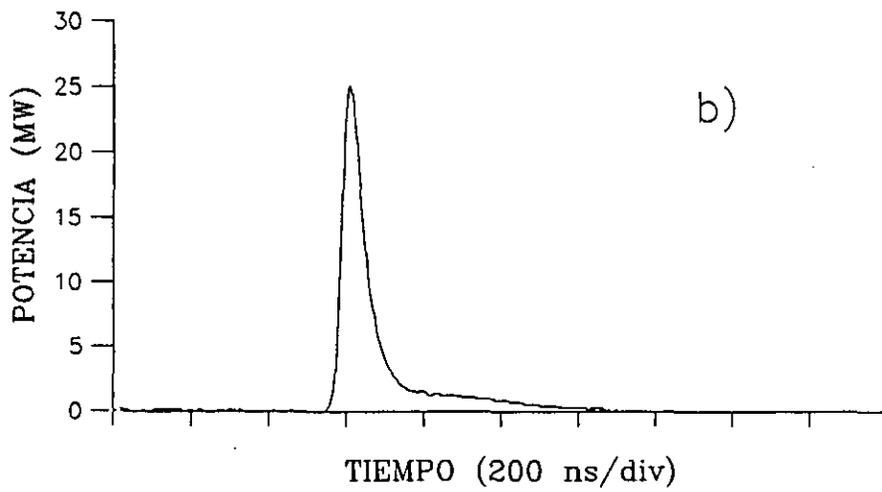
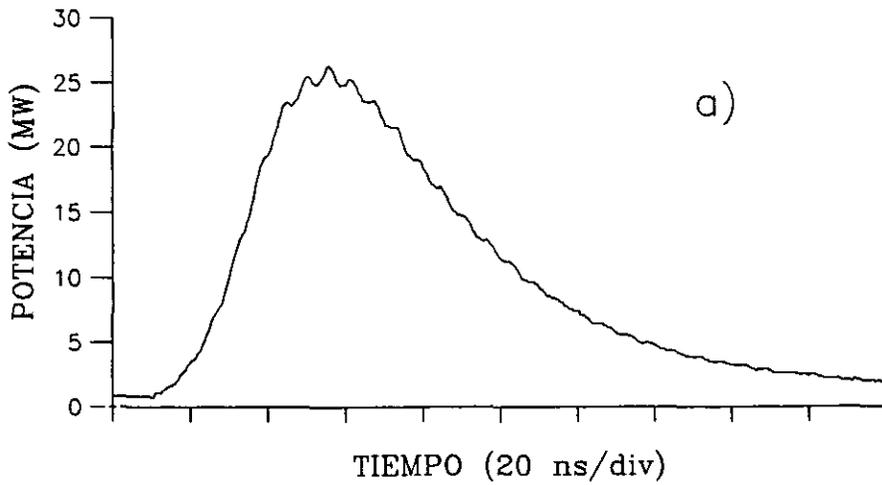


FIGURA (3.8). Forma temporal del pulso láser TEA  $\text{CO}_2$  en diferentes escalas temporales cuando no se introduce  $\text{N}_2$  en la mezcla ( $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:0:5$ ).

origen en la excitación directa del  $\text{CO}_2$  por el plasma electrónico, es decir, no depende directamente de la presencia de  $\text{N}_2$  en la descarga.

### 3.3.5 Estimación del nivel de preionización.

En la sección (3.1) se ha descrito el procedimiento para la determinación de la intensidad de corriente  $i_m$  de la descarga de volumen difusa en el instante del máximo del pulso de voltaje (ruptura de la descarga). Una vez conocida dicha corriente, a partir de la relación entre ella y la densidad electrónica  $n_e$  para una descarga difusa en campo eléctrico uniforme:

$$i_m = en_e v_d s \quad (3.6)$$

se puede obtener la correspondiente densidad electrónica  $n_e$  del plasma. En la ecuación (3.6)  $s$  es el área de la sección de la descarga difusa de volumen. En nuestro caso  $s \approx 65(\text{longitud}) \times 2.5(\text{anchura}) \text{ cm}^2$  (la anchura de la descarga se estima a partir del perfil de energía del haz láser (sección (3.4.1))).  $v_d$  es la velocidad de deriva de los electrones bajo la acción del campo aplicado. Se ha medido la intensidad y el voltaje entre electrodos (figura (3.9)) para una mezcla de gases  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:8$  ( $C_s = 100 \text{ nF}$ ,  $C_p = 8 \text{ nF}$  y  $V_c = 30 \text{ kV}$ ) de la cual se dispone de datos de  $v_d$  en función del campo eléctrico  $E$  [ ]. A partir de los pulsos sincronizados de la figura (3.9) se tiene que  $V_{\text{max}} \approx 37 \text{ kV}$  y  $i_m \approx 3.7 \text{ kA}$ . Con estos valores la densidad electrónica resulta ser:

$$n_e(t_m) = 10^{13} \text{ cm}^{-3} \quad (3.7)$$

Es interesante señalar la gran diferencia que existe entre la densidad electrónica de una descarga difusa de volumen y la de un arco ablativo en descargas superficiales completas ( $n_e \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (capítulo 2)). En esas condiciones de alta densidad electrónica el plasma se encuentra en equilibrio termodinámico local y es imposible el establecimiento de inversión de población o bombeo láser. Sin embargo, en las descargas difusas la densidad electrónica es demasiado baja como para dar lugar

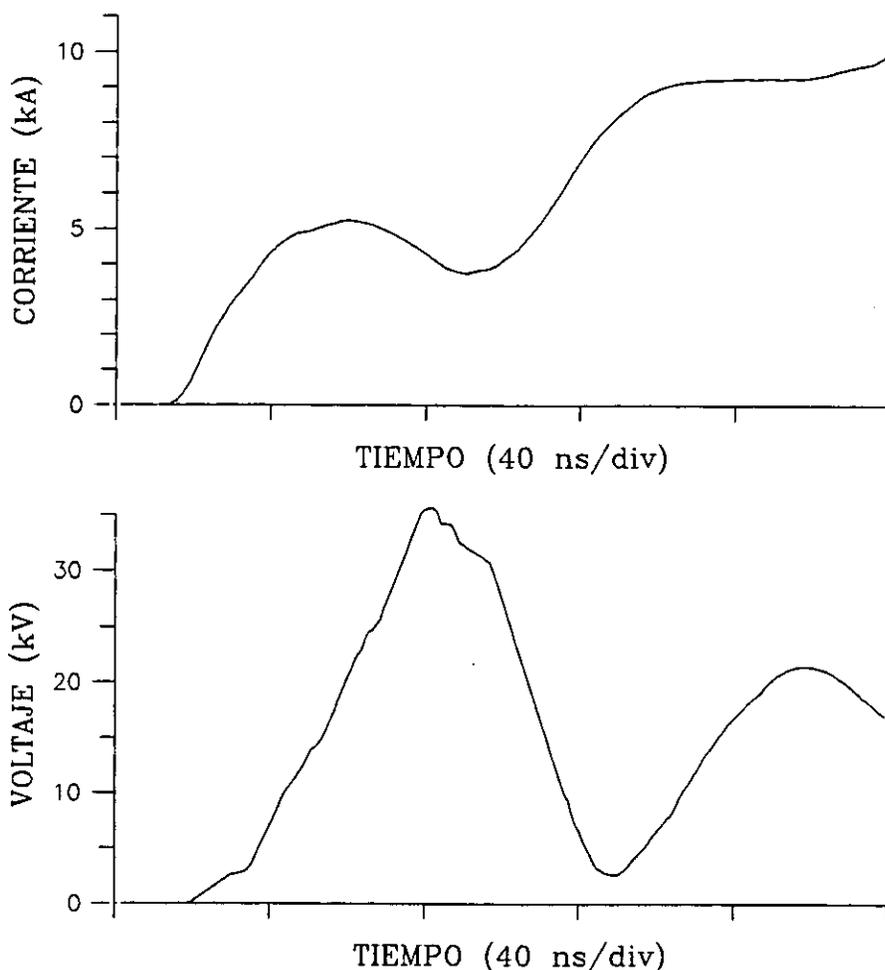


FIGURA (3.9). Corriente y voltaje entre electrodos sincronizados para una mezcla  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:8$ .

a una distribución de equilibrio de las poblaciones de los niveles excitados, pudiendo resultar condiciones de inversión de población y emisión láser.

A partir de la ecuación de Townsend que da el crecimiento de la densidad electrónica  $n_e$  de una descarga (ecuación (1.10)):

$$\frac{n_e(t_m)}{n_{e0}} = \exp \left\{ \int_0^{t_m} [\alpha(E(t)) - \beta(E(t))] v_d(E(t)) dt \right\} \quad (3.8)$$

se puede hacer una estimación del crecimiento de la densidad electrónica con relación al nivel inicial de ionización  $n_{e0}$  (preionización). En la ecuación (3.8)  $n_e \equiv n_e(t_m)$  representa la densidad electrónica alcanzada en el instante  $t_m$  del máximo del voltaje  $V(t)$ . A partir del pulso de potencial medido  $V(t)$  (figura (3.9); el campo eléctrico es  $E(t) = V(t)/d$  siendo  $d = 2$  cm la distancia entre electrodos) y de los valores de  $\alpha(E)$ ,  $\beta(E)$  y  $v_d(E)$  se encuentra integrando la ecuación (3.8):

$$\frac{n_e}{n_{e0}} \approx 10^7 \quad (3.9)$$

Este resultado, junto con la medida previa de  $n_e$  (ecuación (3.7)) nos da una estimación del nivel de preionización de nuestro sistema basado en descargas superficiales incompletas. De esta forma se tiene:

$$n_{e0} \approx 10^6 \text{ cm}^{-3} \quad (3.10)$$

Este valor está por encima del mínimo necesario para la obtención de una descarga homogénea de volumen (capítulo 1)  $n_{e0} \geq 10^4 - 10^5 \text{ cm}^{-3}$ . De este análisis se concluye que aunque el sistema de preionización basado en descargas superficiales incompletas es suficiente y de fácil implementación, los niveles de preionización que suministra son claramente menores a los que se alcanzan en sistemas de preionización basados en descargas superficiales completas [42].

Resulta ilustrativo obtener la dependencia temporal de la densidad electrónica  $n_e(t)$  a partir de la ecuación de Townsend (3.8) para las condiciones experimentales de la figura (3.9). La figura (3.10) muestra el pulso de voltaje  $V(t)$  y la densidad electrónica  $n_e(t)$  sincronizados. La densidad electrónica parte del nivel de preionización  $n_{e0} \approx 10^6$  electrones por  $\text{cm}^3$ . La temperatura electrónica alcanza valores suficientemente altos como para producir ionización y crecimiento del plasma apreciable ( $n_e \approx 2n_{e0}$ ), cuando el voltaje entre

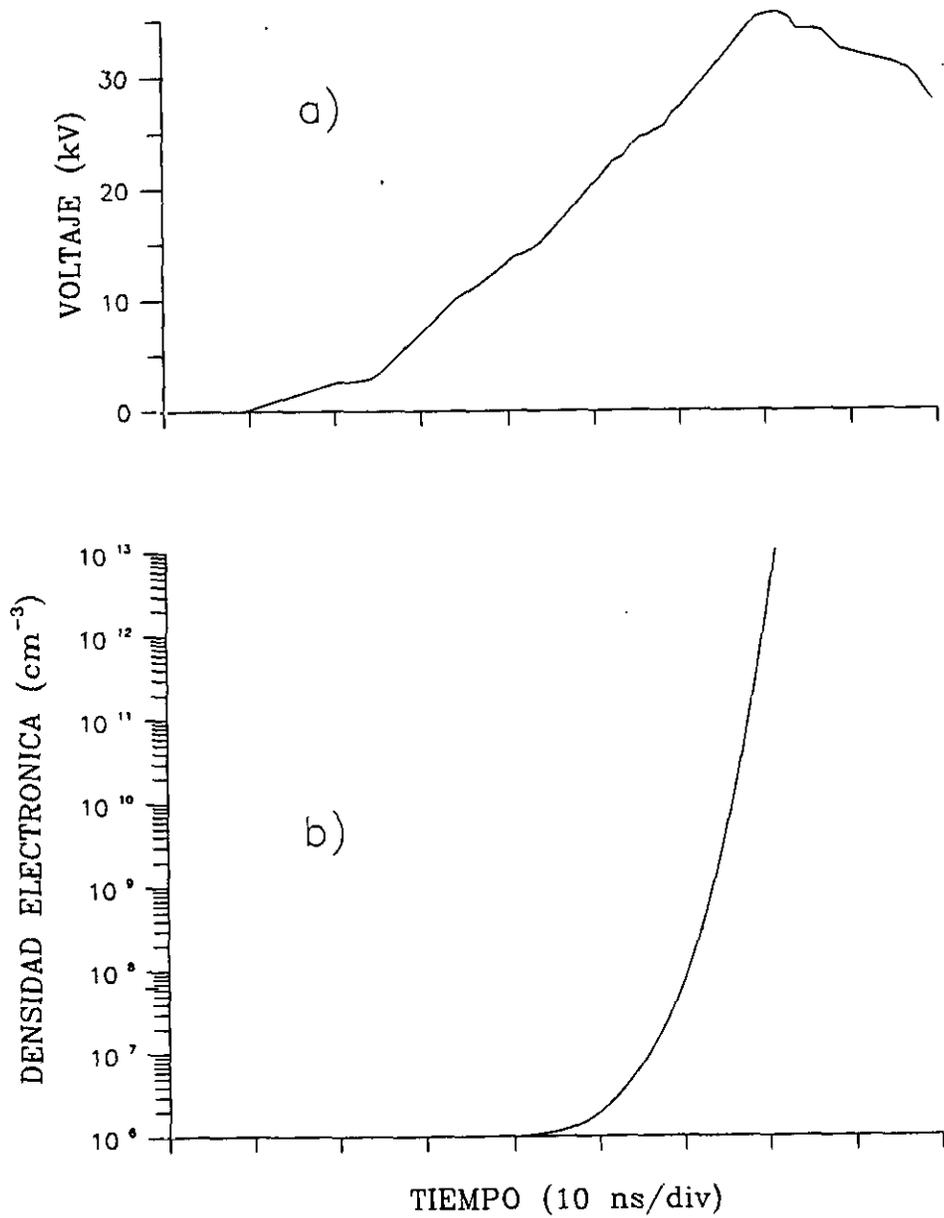
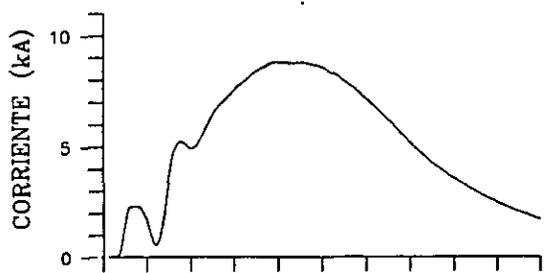
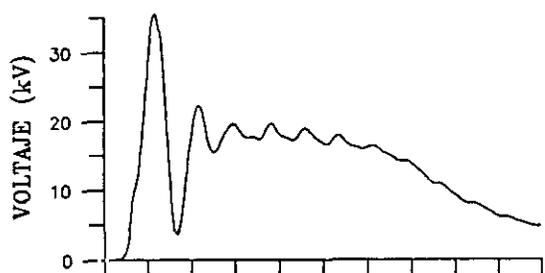


FIGURA (3.10). Pulso de voltaje entre electrodos  $V(t)$  (a) y evolución de la densidad electrónica del plasma que produce (b). Ambas señales se encuentran sincronizadas.

electrodos es  $V \approx 19$  kV, es decir, unos 30 ns después del comienzo del pulso de voltaje (la separación temporal entre el principio del pulso y su máximo es  $\approx 65$  ns (figura (3.9))). En los primeros 30 ns del pulso de voltaje la descarga superficial se ha desarrollado ya en grado suficiente como para producir el nivel de preionización requerido ( $n_{e0} \approx 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) para el posterior desarrollo y crecimiento homogéneo de la descarga difusa de volumen. El muy rápido crecimiento de la densidad electrónica para los voltajes más altos queda reflejado en la figura (3.10). Así, por ejemplo, en el tiempo  $\tau$  que transcurre desde el instante en que el voltaje entre electrodos es  $V(t_1) = 30$  kV y el instante en que se alcanza el máximo del potencial  $V_{\text{max}} = V(t+\tau) = 37$  kV ( $\tau \approx 10$  ns) la densidad electrónica crece cinco órdenes de magnitud pasando de  $n_e \approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$  a  $n_e \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Por tanto, la brusca caída de la impedancia del gas entre electrodos de la descarga principal se produce en tiempos inferiores o del orden de 10 ns.

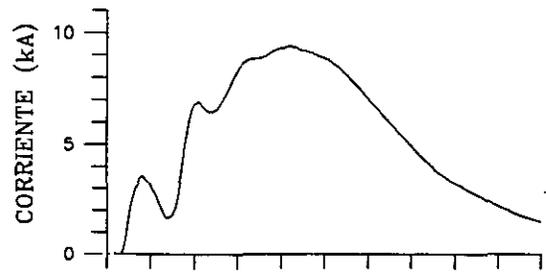
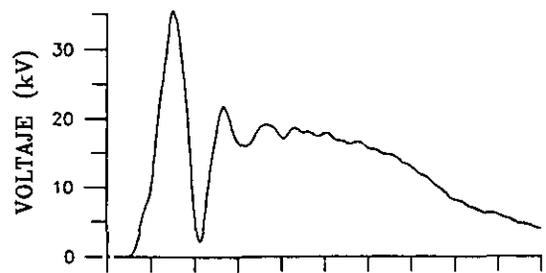
### 3.3.6 El condensador de acoplo directo $C_p$ .

Para conseguir una comprensión más completa de la influencia del condensador de acoplo directo se han registrado las formas de pulso de la intensidad de corriente de la descarga del condensador  $C_s$  y del voltaje entre electrodos para varios valores de  $C_p$  (figura (3.11)). Las diferentes capacidades empleadas han sido  $C_p = 1, 3, 8, \text{ y } 17$  nF; en todos los casos  $C_s = 100$  nF y  $V_c = 30$  kV. La mezcla utilizada ha sido  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:1:8$ . A partir del análisis de los pulsos de la figura (3.11) se ha obtenido para cada valor de  $C_p$  la corriente  $i_m$  de la descarga difusa en el instante  $t_m$  del máximo del voltaje. Dicho voltaje de ruptura o voltaje máximo  $V(t_m)$  es similar en todos los casos, mientras que el tiempo de subida de  $V(t)$  aumenta con  $C_p$  (sección (3.1)). La observación de la figura (3.12) permite concluir que  $i_m$  (y, por tanto, la densidad electrónica del plasma de la descarga difusa  $n_e$  en el instante  $t_m$  de la ruptura (ecuación (3.6))) es proporcional a la raíz cuadrada de la capacidad del condensador de



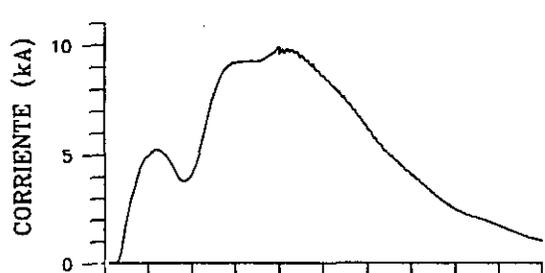
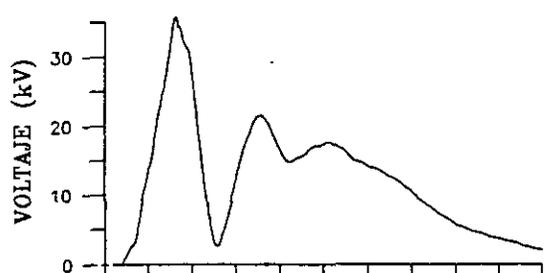
TIEMPO (50 ns/div)

a)



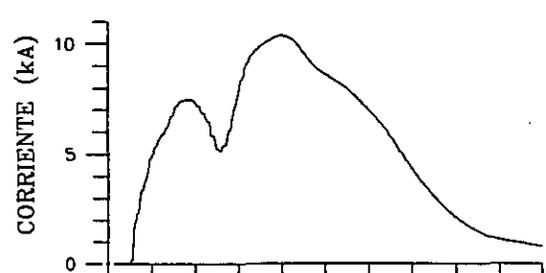
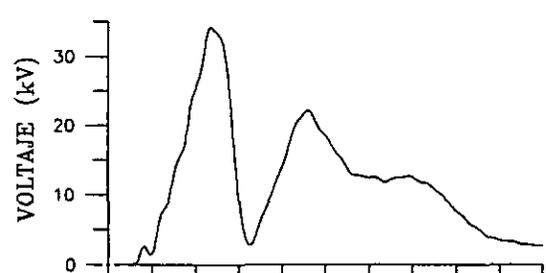
TIEMPO (50 ns/div)

b)



TIEMPO (50 ns/div)

c)



TIEMPO (50 ns/div)

d)

FIGURA (3.11). Pulsos de voltaje entre electrodos y corriente suministrada por  $C_p$  para varios valores del condensador  $C_p$ : a) 1 nF, b) 3 nF, c) 8 nF y d) 17 nF.  $CO_2:N_2:He=1:1:8$ .  $V_c=30$  kV.

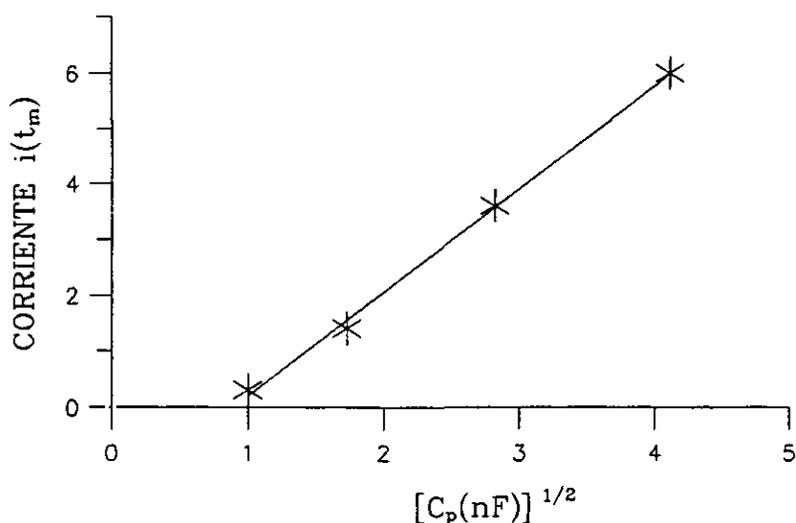


FIGURA (3.12). Corriente que circula por la descarga difusa en el instante  $t_m$  de la ruptura (máximo del voltaje entre electrodos) en función de la raíz cuadrada de la capacidad  $C_p$  del condensador de acoplamiento directo.

acoplamiento directo  $C_p$ . El proceso de descarga del condensador de almacenamiento de energía  $C_s$  se puede considerar como una competencia entre, por un lado, la impedancia del condensador de acoplamiento directo  $Z_p$  y, por otro, la impedancia de la descarga difusa  $Z_d(t)$ . En los primeros instantes de la descarga de  $C_s$ , por ser entonces aun la impedancia de la descarga prácticamente infinita, el condensador  $C_s$  sólo cede carga a través de la impedancia  $Z_p$ , cargando el condensador  $C_p$ . En instantes posteriores, cuando el voltaje entre electrodos alcanza valores sucesivamente más altos, la impedancia  $Z_d(t)$  va disminuyendo hasta que llega un momento (ruptura de la descarga; máximo del voltaje aplicado ( $t = t_m$ )) en que es suficientemente baja como para que  $C_s$  deje de cargar a  $C_p$ , sólo pierda carga a través del plasma de baja impedancia formado en la descarga difusa y, así mismo,  $C_p$  inicie su descarga sobre dicho plasma. Es razonable prever, en base a esta competición entre las dos impedancias, que una variación de  $C_p$  (y, por tanto, de  $Z_p$ ) implique un cambio en la impedancia del plasma en el instante  $t_m$  de la ruptura. Para estudiar con un poco más de detalle esta competencia entre impedancias es necesario considerar su dependencia

de parámetros fundamentales del circuito y de la descarga. La impedancia  $Z_p$  del condensador de acoplo directo es de la forma:

$$Z_p = \frac{1}{\omega C_p} \propto (C_p)^{-1/2} \quad (3.11)$$

en donde se ha tenido en cuenta que la frecuencia  $\omega$  del circuito es, cuando  $C_p \ll C_s$ , de la forma  $\omega = (C_p L)^{1/2}$  (sección (3.1)). Para la impedancia  $Z_d$  de la descarga se tiene:

$$Z_d(t) \propto \frac{1}{n_e(t)} \propto \frac{1}{i(t)} \quad (3.12)$$

en donde  $n_e(t)$  es la densidad electrónica del plasma de la descarga difusa e  $i(t)$  la corriente correspondiente. El resultado experimental mostrado en la figura (3.12) permite concluir, a la vista de las relaciones (3.11) y (3.12), que la impedancia de la descarga en el instante  $t_m$  de la ruptura está estrechamente ligada con la impedancia de  $C_p$ , de tal manera, que ambas son proporcionales:  $Z_d(t_m) \propto Z_p \Leftrightarrow i(t_m) \propto (C_p)^{1/2}$ .

El incremento de la densidad electrónica en los momentos de la ruptura de la descarga (máximo del pulso de voltaje y su siguiente caída) cuando se aumenta la capacidad  $C_p$ , tiene una contribución adicional asociada a la posterior descarga del condensador de acoplo directo a través del plasma de la descarga difusa. Dicho condensador actúa como una fuente de baja impedancia (baja inducción) que en su descarga produce un rápido pulso de corriente intenso cuya amplitud aumenta con  $C_p$  ( $i(t)|_{\max} \propto (C_p/L_p)^{1/2}$  y  $di/dt|_{\max} \propto 1/L_p$  siendo  $L_p$  la inducción del condensador de acoplo directo). Así pues, la densidad electrónica y la producción de radiación del plasma (figura (3.6d)) asociadas con esta corriente son mayores cuanto más lo es  $C_p$ .

### 3.3.7 Optimización del condensador de acoplo directo y de la mezcla de gases del láser.

El campo eléctrico que origina la descarga del láser TEA de  $\text{CO}_2$  tiene dos límites para la obtención de una descarga difusa homogénea (capítulo 1). El nivel de preionización o densidad electrónica inicial, fundamentalmente determina el límite superior asociado a la condición de solapamiento transversal de las avalanchas electrónicas. El límite inferior tiene su origen en la condición de que el ritmo de producción electrónica debe ser suficiente en la región que el plasma electrónico deja en su deriva hacia el ánodo, para evitar que el desarrollo de la descarga en ese volumen (zona vaciada) sea como en ausencia de preionización. Los procesos que conducen a la siembra de este volumen con nuevos electrones son la fotoionización del gas y la fotoemisión del cátodo bajo la acción de la radiación que procede del plasma en el desarrollo de la propia descarga. La intensidad de esta radiación es aproximadamente proporcional a la densidad electrónica generada en el plasma, por lo que, es imprescindible que el campo eléctrico aplicado supere el campo umbral necesario para la producción del plasma en grado suficiente. Este umbral inferior de estabilidad de la descarga difusa es mucho más crítico (ligeras disminuciones conducen al desarrollo inhomogéneo de la descarga) que el límite superior de estabilidad [11].

Por otro lado, la densidad electrónica y radiación del plasma son mayores cuanto mayor es el condensador de acoplo directo, tal y como ha sido explicado en la sección precedente, por lo que cabe esperar algún tipo de influencia del condensador de acoplo directo en la estabilidad y desarrollo de la descarga difusa.

La figura (3.13) muestra la observación experimental de que cuanto mayor es  $C_p$ , una mayor proporción de  $\text{N}_2$  se puede usar en la mezcla del láser operando la descarga libre de arcos, es decir, con una descarga de volumen difusa estable. En este experimento se varió

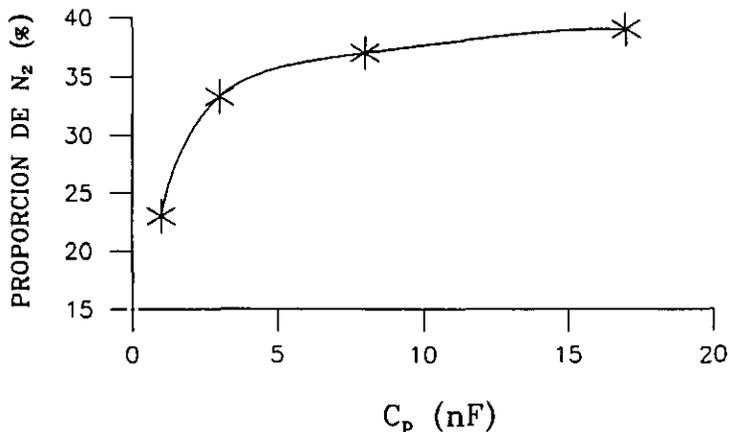


FIGURA (3.13). Máxima proporción de  $N_2$  en la mezcla manteniendo una descarga difusa homogénea libre de arcos en función de la capacidad  $C_p$  del condensador de acople directo.

$C_p = 1, 3, 8$  y  $17$  nF ( $C_s = 100$  nF y  $V_c = 30$  kV) y se mantuvo constante en la mezcla la proporción de helio frente a  $CO_2$  ( $CO_2:He=1:5$ ). Es decir, cuando la mezcla es, por ejemplo,  $CO_2:N_2:He=1:2:5$ , el campo eléctrico durante la ruptura (máximo del pulso de voltaje) es tal que permite el desarrollo difuso de la descarga para todos los valores de  $C_p$  estudiados (nótese que, de acuerdo con lo visto en la sección (3.3.6) dicho campo en la ruptura es aproximadamente independiente de  $C_p$ ), sin embargo, cuando la mezcla es  $CO_2:N_2:He=1:3.5:5$  (al aumentar la proporción de gases moleculares aumenta también el potencial de ruptura (sección (3.2))) el pulso de voltaje aplicado entre electrodos es insuficiente (por debajo del umbral inferior de ruptura difusa) para mantener una descarga de volumen difusa cuando  $C_p = 1$  nF, pero suficiente para sustentarla en el caso de  $C_p = 17$  nF (para conseguir descarga difusa con  $C_p = 1$  nF en esa mezcla sería necesario incrementar el potencial de carga  $V_c$  del condensador  $C_s$ ; de esta forma, el pulso de voltaje  $V(t)$  (ecuación (3.1)) entre electrodos aumenta también en todo instante y puede dar lugar al crecimiento necesario de la densidad electrónica para que el desarrollo de la descarga sea homogéneo). En definitiva, se puede concluir que el condensador de acople directo influye en el límite inferior de estabilidad de las descargas difusas, disminuyendo el campo eléctrico umbral inferior para una mezcla dada cuando la capacidad  $C_p$  de dicho

condensador se aumenta. Es razonable suponer que este efecto sea debido al aumento de la corriente en el momento de la ruptura y en la posterior descarga de  $C_p$  que tiende a reforzar los mecanismos que repueblan con electrones la zona vaciada próxima al cátodo, favoreciendo el desarrollo difuso de la descarga.

Se ha medido la energía del pulso láser  $E_L$  con la máxima proporción posible de  $N_2$  para cada valor de  $C_p$  (ver figura (3.13)). Estos resultados se recogen en la figura (3.14). Es evidente la existencia de un valor de  $C_p$  que optimiza la energía de salida del pulso láser. Correspondientemente, una elección adecuada de  $C_p$  optimiza la eficiencia  $\epsilon$  del láser, definida como el cociente entre la energía extraída del láser y la almacenada inicialmente en  $C_s$ :

$$\epsilon = \frac{2E_L}{C_s V_c^2} \quad (3.13)$$

El máximo de eficiencia se alcanza para  $C_p \approx 8 \text{ nF}$  y es de un 18 %. La eficiencia cae a un 15% para  $C_p \approx 1 \text{ nF}$ .

La existencia de un valor óptimo para  $C_p$  se puede explicar como

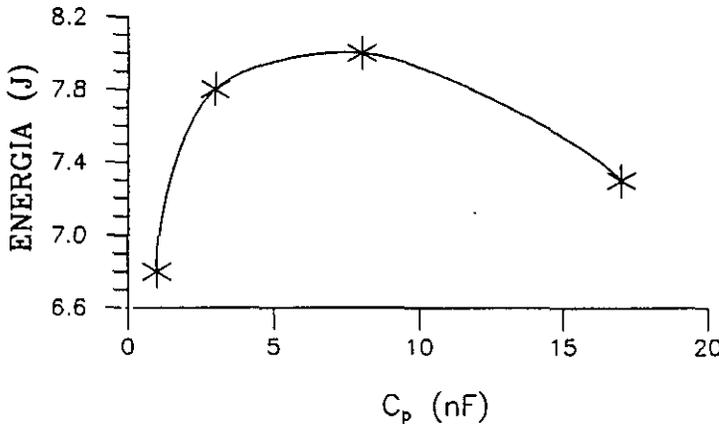


FIGURA (3.14). Energía del pulso láser con la máxima proporción posible de  $N_2$  para cada valor de la capacidad  $C_p$ .

la competición entre la mejora producida por una mayor proporción de  $N_2$  en la mezcla (aumento del bombeo por transferencia resonante de excitación del  $N_2$  al  $CO_2$  (figura (3.15)) y un mecanismo de pérdida de eficiencia asociado con el aumento de  $C_p$  (figura (3.16)). Este mecanismo puede tener su origen en el hecho de que durante la descarga del condensador de acoplo directo el voltaje alcanza los valores más altos en toda la duración de la descarga (próximos al máximo del pulso de voltaje). Por consiguiente la temperatura electrónica en esta corriente es más alta que en la posterior corriente de descarga del

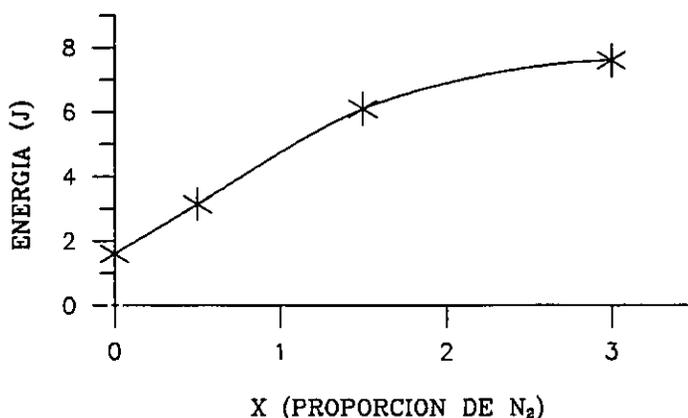


FIGURA (3.15). Energía del pulso láser en función de la proporción X de  $N_2$  en la mezcla ( $CO_2:N_2:He=1:X:5$ ).  $C_p=3$  nF.

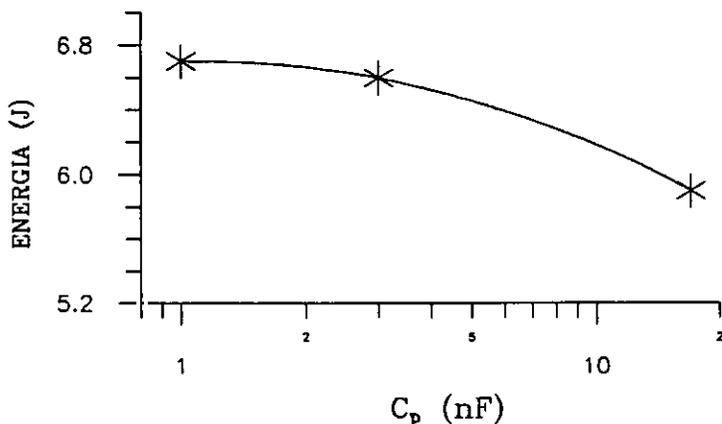


FIGURA (3.16). Energía del pulso láser en función de la capacidad del condensador de acoplo directo. Mezcla:  $CO_2:N_2:He=1:2:5$ .

condensador de almacenamiento de energía. Esa alta temperatura favorece la producción de radiación fotoionizante que siembra con electrones la zona vaciada, pero está más fuertemente desacoplada con las secciones eficaces de excitación vibracional del  $N_2$  y el  $CO_2$  (bajas energías de excitación (0.3-3 ev)), por lo que la excitación láser o bombeo es menos eficiente. Es decir, cuanto mayor es  $C_p$  mayor es la corriente de baja eficiencia en el bombeo producida.

### 3.4 ENERGIA MAXIMA DE SALIDA DEL LASER.

#### 3.4.1 Influencia del perfil de los electrodos.

Hasta ahora todos los experimentos discutidos se han realizado con los electrodos de tipo Ernst. En la presente sección pretendemos analizar la influencia del perfil de los electrodos en la energía máxima que se puede extraer del sistema láser. Tal y como se discutió en el capítulo 1, la limitación de dicha energía radica en la aparición de inhomogeneidades de plasma que dan lugar a descargas de tipo arco cuando se introduce energía en la descarga durante más tiempo que el tiempo característico para la aparición y establecimiento de las inhomogeneidades mencionadas.

Para realizar estos estudios se han calculado (capítulo 1) y fabricado dos parejas de electrodos de diferente grado de uniformidad, los cuales dan lugar a descargas de diferente anchura y, por tanto, a diferentes volúmenes de plasma. Una de las parejas de los electrodos es de perfil de tipo Ernst (realizado en aluminio) y el otro de tipo Chang (realizado en acero inoxidable). Los valores del parámetro  $k_0$  (ver capítulo 1 y ref. [25]) que definen el perfil de Chang y el de Ernst son, respectivamente,  $k_0 = 0.01$  y  $k_0 = 0.015$ . En el caso del perfil de Chang esto supone una desviación de la homogeneidad del

campo entre el centro ( $x = 0$ , donde el campo es mayor) y una distancia igual a la separación entre electrodos  $d = 2$  cm ( $x = d$ ), de  $5 \times 10^{-3}$  (la desviación de la uniformidad es definida como  $[E(x=0) - E(x=d)]/E(x=0)$ ). En el caso del perfil de Ernst supone una desviación de  $1 \times 10^{-4}$  a la misma distancia  $d$  del centro del perfil. Este incremento de la homogeneidad del campo en el perfil de Ernst está asociado a su mayor planitud y se consigue sin aumentar la anchura total de los electrodos (figura (3.17)).

Con estos dos tipos de electrodos se ha medido el perfil de la radiación del pulso láser en la dirección perpendicular (dirección  $x$ ) al campo eléctrico de la descarga. La medida de estos perfiles se realizó moviendo en la dirección  $x$  una rendija paralela a las líneas del campo eléctrico de la descarga (la anchura de la rendija era de 1 mm y su altura igual a la distancia entre electrodos). En cada posición se midió con la termopila la energía de la radiación que atraviesa la rendija. Los perfiles obtenidos se muestran en la figura (3.18). A partir de ellos se obtiene el volumen efectivo de la descarga, considerando como su anchura la medida a mitad de altura del perfil en cada caso. En estas medidas de barrido transversal se ha observado también una caída de la intensidad máxima del pico de conmutación de ganancia desde el centro hasta los bordes de la descarga (electrodos tipo Ernst). El perfil de potencia pico del pulso láser (figura (3.18c)) es muy diferente del perfil de energía (figura (3.18a)), mostrando el primero una caída más fuerte que resulta en un perfil apreciablemente más estrecho.

La figura (3.19) recoge la impresión sobre papel negro brillante de un impacto del láser en campo próximo con los dos tipos de electrodos. Tanto esta figura como la (3.18) reflejan claramente la influencia del grado de uniformidad del campo eléctrico entre electrodos en la anchura de la descarga. La estructura espacial de la radiación emitida en forma de bandas paralelas es típica de una emisión multimodo del láser.

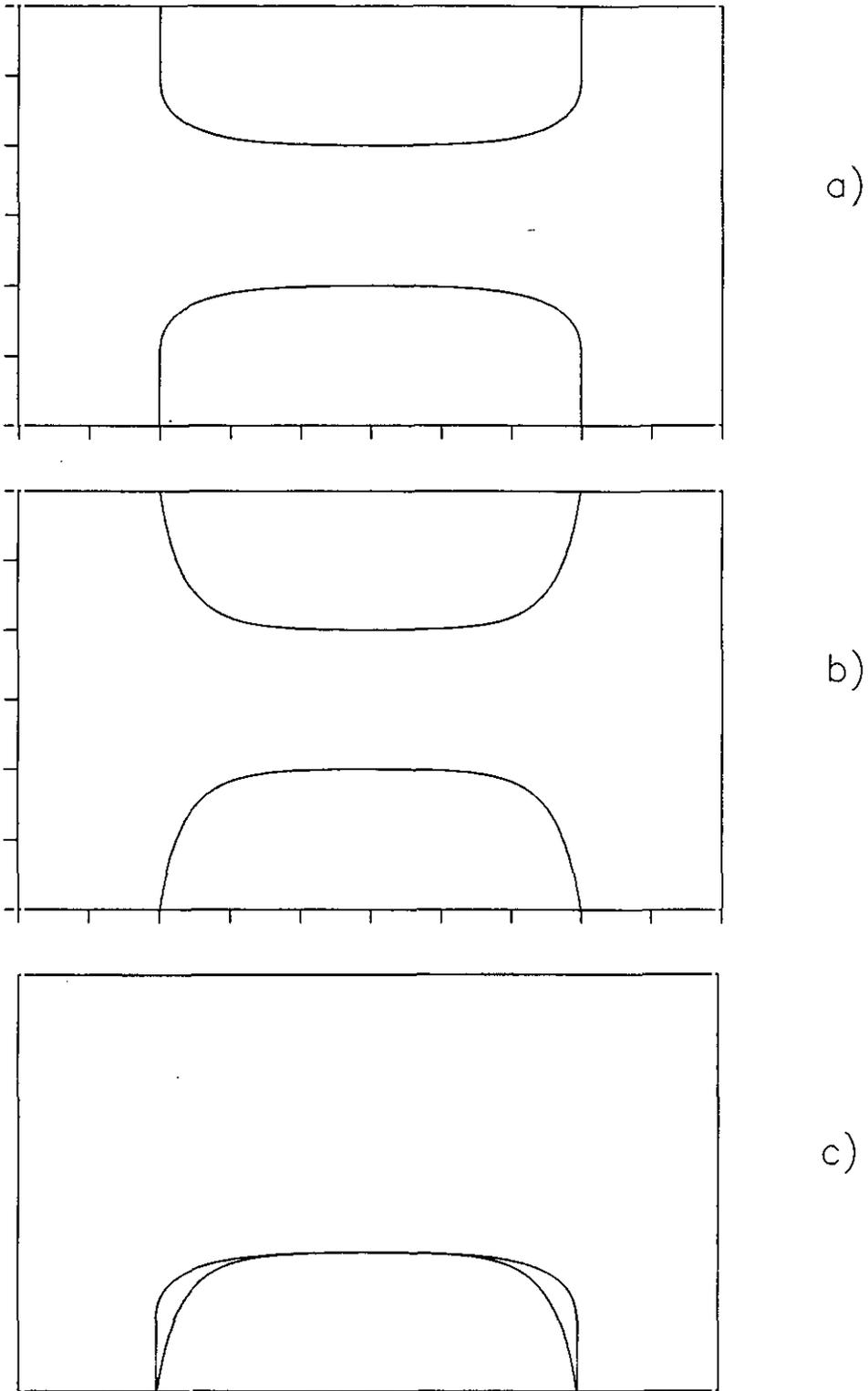


FIGURA (3.17). Perfiles (sección transversal) de los dos tipos de electrodos empleados. a) Electrodo con perfil de Ernst, b) electrodo con perfil de Chang, c) comparación de ambos perfiles. Los electrodos se han dibujado en tamaño real (cada división en los dos ejes es 1 cm).

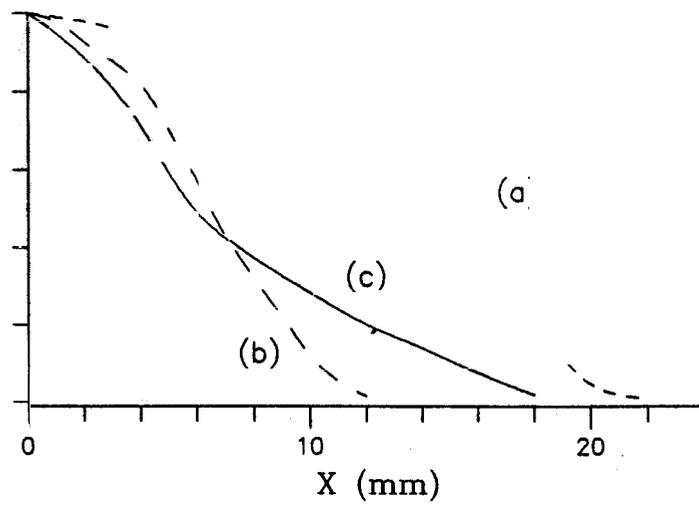
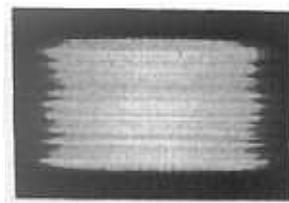


FIGURA (3.18). Perfiles transversales de la energía del pulso láser TEA CO<sub>2</sub> con los electrodos de Ernst (a) y de Chang (b), y el perfil de la potencia pico con los electrodos tipo Ernst (c). La dirección X es perpendicular al campo eléctrico de la descarga.



a)

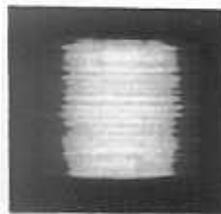


FIGURA (3.19). Impresión en campo próximo sobre papel negro de un impacto del láser con los dos tipos de electrodos: a) perfil Ernst, b) perfil Chang.

Las condiciones óptimas de funcionamiento (máxima energía obtenida) para los dos tipos de electrodos se encuentran en la tabla (3.1). El resultado más interesante que se desprende de este estudio

**TABLA (3.1).** Condiciones de máxima energía de salida con ambos tipos de electrodos. A, anchura del perfil de intensidad;  $V_o$ , volumen de la descarga;  $V_c$ , potencial de carga;  $C_s$ , condensador de almacén de energía;  $E_i$ , energía de entrada;  $E_o$ , energía de salida;  $W_i$ , energía de entrada por unidad de volumen de descarga;  $W_o$ , energía de salida por unidad de volumen de descarga. En ambos casos  $C_p = 3 \text{ nF}$ .

	A (mm)	$V_o$ (l)	$V_c$ (kV)	$C_s$ (nF)	$E_i$ (J)	$E_o$ (J)	$W_i$ (J l <sup>-1</sup> )	$W_o$ (J l <sup>-1</sup> )	Mezcla
Perfil de Ernst	28	0.36	30	150	67.5	12	190	34	1:3:5
Perfil de Chang	13	0.17	27	100	36.5	6.2	215	36	1:3:6

es que la energía máxima del láser es aproximadamente proporcional a la anchura A de la descarga (determinada por el grado de uniformidad de campo de los electrodos). Sin embargo, la energía máxima por unidad de anchura de descarga o por unidad de volumen  $W_o$  que se puede extraer del láser es similar para los dos tipos de electrodos. La estabilidad de la energía del pulso láser de un disparo a otro es bastante buena, siendo su dispersión de un 2%.

Los resultados descritos en la tabla (3.1) fueron obtenidos en la frontera de estabilidad de la descarga difusa usando gases de alta pureza (99.998 %). La adición de pequeñas cantidades no controladas (presión parcial < 10 torr) de propeno (aditivo de bajo potencial de ionización: potencial de ionización = 9.74 eV [49]) mejoró significativamente la homogeneidad del plasma. En estas condiciones es posible añadir un condensador más de 50 nF al condensador  $C_s$  en el sistema con los electrodos de Ernst, dando una capacidad total para el banco de condensadores  $C_s = 200 \text{ nF}$  (cuatro condensadores de 50 nF

acoplados en paralelo;  $V_c = 30$  kV). El pulso láser tiene entonces una energía de 16 julios, una potencia pico del orden de 40 MW y una intensidad pico en el centro del perfil próxima a los  $20$  MW/cm<sup>2</sup>. En este caso la energía de salida por unidad de volumen es de 45 julios/litro que está próximo a los más altos valores aparecidos en la literatura [43-46].

### 3.4.2. La transición descarga difusa-arco.

La transición descarga difusa-arco se produce cuando las inhomogeneidades del plasma se desarrollan y culminan con la formación de arcos de alta conductividad antes de finalizar la introducción de energía en la descarga a través del circuito de excitación. La inducción del circuito de descarga (en nuestro sistema de excitación el elemento que contiene la casi totalidad de la inducción es el condensador de almacenamiento  $C_s$ ) es, en último término, la que limita el ritmo de deposición de la energía en el láser, pues determina el ritmo de crecimiento (pendiente) de la corriente de la descarga difusa. Cuanto mayor es dicha inducción más tiempo se tarda en descargar una energía almacenada dada. Por lo tanto, cuanto más grande es la inducción del circuito, menor es la cantidad de energía que se puede introducir al sistema sustentando una descarga difusa (antes de la transición al modo arco) y en consecuencia menor es la energía del pulso láser.

Hemos estudiado experimentalmente en nuestro láser la influencia de la inducción del circuito en la energía máxima de entrada del sistema sustentando una descarga difusa libre de arcos. Para ello se han montado dos condensadores de almacenamiento de energía de igual capacidad  $C_s = 200$  nF, pero de diferente inducción. El primero de ellos es un único condensador con una inducción  $L_1 = 190$  nH. El segundo es un banco de condensadores formado por la asociación en paralelo de cuatro pequeños de 50 nF. La asociación en paralelo reduce

la inducción a un valor  $L_2 = 140$  nH. En este segundo caso (sección 3.4.1) la máxima energía de entrada por unidad de volumen es 250 J/l que corresponde a  $C_s = 200$  nF y  $V_c = 30$  kV. En el caso del condensador único  $C_s = 200$  nF y  $L_1 = 190$  nH, para potenciales de carga  $V_c > 26$  kV tiene lugar la transición al modo arco, no siendo factible el bombeo láser. Así pues, un aumento de la inducción próximo al 40 % reduce la energía máxima de entrada de 250 J/l a 185 J/l, con similares consecuencias para la energía del láser. En este último caso, para potenciales  $V_c \leq 26$  kV la descarga es de tipo difuso, pero entre 21 kV y 26 kV muestra en la proximidad de la superficie del cátodo estrechas filamentos (filamentación local de la densidad electrónica) asociadas al desarrollo inicial de las inestabilidades de plasma (figura (3.20)); etapas previas al desarrollo del arco de alta conductividad que se observan, en general, siempre que se trabaja en condiciones próximas a la frontera de estabilidad de la descarga difusa). En esta figura se puede apreciar que la longitud de estas filamentos aumenta al aumentar el potencial de carga (aumento de la energía almacenada). Por ser mayor el tiempo involucrado en la descarga de esa energía, las inhomogeneidades de alta densidad electrónica se observan en estadios de su desarrollo y crecimiento cada vez más tardíos. Cuando el potencial de carga  $V_c$  es tal que dichas filamentos alcanzan el ánodo cortocircuitando ambos electrodos, se forma un estrecho canal o arco de alta conductividad por el que se descarga la totalidad de la energía que queda en el condensador  $C_s$ .

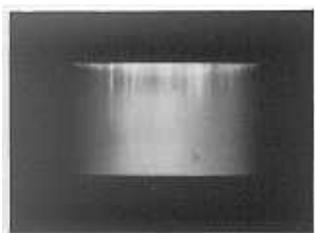
La figura (3.21) muestra los pulsos de corriente medidos, siendo  $C_s$  el condensador único de 200 nF ( $L_2 = 190$  nH) para dos voltajes de carga  $V_c$ . El primero de ellos  $V_c = 26$  kV corresponde a un desarrollo difuso y homogéneo de la descarga. En el segundo  $V_c = 27$  kV se puede apreciar claramente la transición descarga difusa-arco. Nótese que en este caso, durante los 500-600 ns primeros el desarrollo de la descarga es similar al primer caso, es decir, en la forma difusa y homogénea. En el momento que los filamentos cortocircuitan el espacio



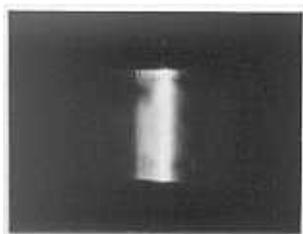
a)



b)



c)



d)

FIGURA (3.20). Transición descarga difusa-arco al variar el potencial de carga  $V_c$  del condensador de almacenamiento de energía  $C_s$ : a)  $V_c = 19$  kV; b)  $V_c = 21$  kV; c)  $V_c = 26$  kV; d)  $V_c = 27$  kV. En todos los casos la mezcla empleada fue  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:10$ .

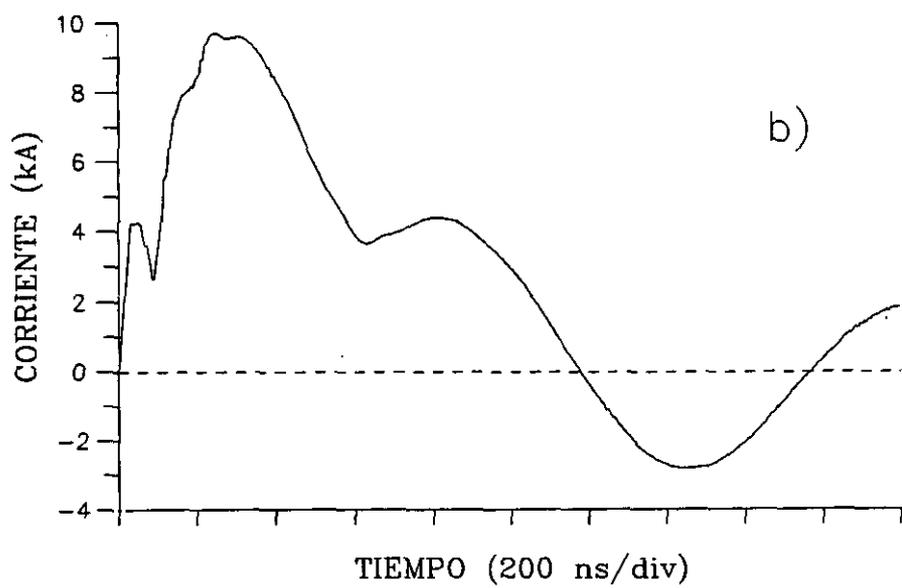
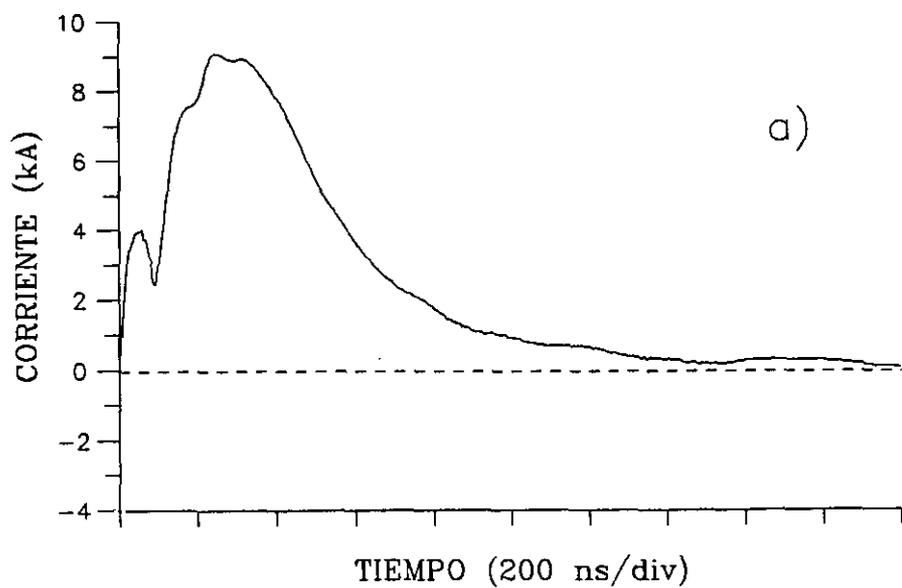


FIGURA (3.21). Evolución temporal del pulso de corriente de la descarga en condiciones de energía depositada en el plasma próximas al umbral de la transición descarga difusa-arco. a) Desarrollo difuso de la descarga (voltaje de carga del condensador de almacén de energía  $V_c = 26$  kV). b) Descarga que culmina en un desarrollo en modo arco de alta conductividad ( $V_c = 27$  kV).

entre electrodos (figura (3.20)), el repentino desarrollo del arco de alta conductividad altera las características eléctricas de la descarga, dando lugar a un régimen oscilante del circuito. Cuanto mayor sea el potencial de carga  $V_c$  por encima del potencial umbral, es decir, cuanta mayor energía se introduce por encima del nivel máximo que puede sustentar una descarga difusa estable, menos tiempo tarda en surgir la transición difusa-arco mostrada en la figura (3.21b) (más rápidamente se desarrollan las inhomogeneidades del plasma). A partir del periodo de la oscilación de la corriente y de la constante de decaimiento exponencial (figura (3.21b)) se puede determinar la inducción del circuito y la resistencia de la descarga de tipo arco, que resultan ser  $L_{cir} \approx 190$  nH y  $R_{arco} \approx 0.1 \Omega$ . Así mismo, a partir de esta inducción (que es fundamentalmente la inducción del condensador  $C_s$  de almacenamiento de energía) y de la constante de amortiguamiento  $\alpha = R/2L$  obtenida de la figura (3.21a), se puede estimar la resistencia de la descarga difusa de volumen:  $R_{dif} = 2 \Omega$ . Es decir,  $R_{arco} \approx R_{dif}/20$ , por lo que, una vez establecido el arco toda la energía se descarga a través de él. Dicha energía no es aprovechable en el bombeo del láser y además el arco introduce fuertes pérdidas por difracción, todo lo cual da lugar a una muy sustancial disminución de la energía del láser y a un fuerte deterioro de la calidad óptica del haz láser.

En la sección precedente se ha observado que la energía máxima que se puede introducir en el láser (sustentando descarga difusa) es aproximadamente proporcional a la sección transversal de la descarga difusa (transversal al campo eléctrico de la descarga), si bien, la energía máxima por unidad de anchura de descarga (o unidad de volumen) no depende de la configuración o perfil de los electrodos. Por debajo de un cierto valor umbral de energía introducida por unida de área de la sección de la descarga, ésta se desarrolla en forma difusa; si se excede dicho umbral el modo arco se establece en la descarga. Estos resultados parecen indicar que la transición difusa-arco está estrechamente relacionada con la densidad de corriente de la descarga.

Para un nivel dado de energía depositada en la descarga, un aumento de la densidad de corriente con la que se introduce (disminución de la anchura de la descarga) parece implicar un incremento del ritmo de crecimiento de las inhomogeneidades del plasma que dan lugar al desarrollo posterior de arcos. Esta observación parece razonable pues cuanto mayor es la densidad de corriente mayor es el calentamiento directo del gas resultante de las colisiones elásticas con electrones e iones (esto corresponde con el término  $\vec{J} \cdot \vec{E}$  en la ecuación de energías, siendo  $J = \vec{J}_e + \vec{J}_i$  la densidad de corriente total (electrones más iones) y  $\vec{E}$  el campo eléctrico). Cuanto más caliente se encuentra el gas, más rápidamente se desarrollan las inhomogeneidades de origen térmico del plasma (capítulo 1). Por otro lado, los fuertes campos eléctricos que se originan en la proximidad del cátodo asociados al desplazamiento relativo y acumulación de cargas de signos opuestos, justifican que sean en estas zonas donde se desarrollen con más facilidad las inhomogeneidades del plasma. Además, este campo aumenta con la densidad de corriente [50].

Se ha observado que las superficies de electrodos no pulidas o la acumulación de partículas de polvo en su superficie degradan muy apreciablemente la estabilidad de la descarga difusa, favoreciendo el crecimiento y desarrollo de arcos. Trabajar con electrodos no pulidos o con una cámara de descarga no libre de partículas de polvo o similares, puede llegar a reducir a menos de la mitad la energía máxima depositada en la descarga difusa. Por estas razones, habitualmente se ha trabajado con electrodos pulidos y cuidando en lo posible la limpieza de la cámara de descarga.

Finalizo esta sección con un resumen de los puntos en los que hay que incidir para lograr optimizar la energía de salida de un láser TEA de  $\text{CO}_2$ :

- 1) Reducir lo más posible la inducción del condensador  $C_g$  de almacenamiento de energía. El empleo de condensadores de baja inducción y acoplados en paralelo da buenos resultados, aunque en

la práctica no es fácil tener inducciones inferiores a 100 nH.

- 2) Aumentar la anchura o sección transversal de la descarga para disminuir la densidad de corriente y retardar el crecimiento de las inhomogeneidades de plasma.
- 3) Trabajar con superficies de electrodos pulidas y en atmósfera controlada libre de partículas de polvo o similares que se pueden depositar sobre los electrodos.
- 4) Introducir aditivos de bajo potencial de ionización, los cuales retardan el desarrollo y crecimiento de las inestabilidades del plasma (capítulo 1).

### **3.5 APLICACIONES DEL SISTEMA LASER.**

#### **3.5.1 Introducción.**

El láser TEA de  $\text{CO}_2$  posee un amplio abanico de aplicaciones posibles tanto científicas como tecnológicas (fotoquímica, interacciones no lineales con la materia, separación de isótopos, corte, taladro, marcado, tratamientos térmicos ...). La presente sección recoge un avance preliminar no exhaustivo de algunos estudios de aplicación del láser TEA que están en vías de desarrollo. El primero de ellos se centra en un nuevo efecto fotovoltaico que hemos observado [3,4], inducido por la radiación de  $10.6 \mu\text{m}$  del láser en juntas de semiconductores (Si y Ge); se discute su posible aplicación en el desarrollo de nuevos detectores en ese rango de longitudes de onda. En el otro se ejemplifica muy brevemente una aplicación de carácter "industrial" como es el marcado de materiales con láser.

### 3.5.2 Efecto fotovoltaico inducido por la radiación de 10.6 $\mu\text{m}$ del láser de $\text{CO}_2$ .

Es bien conocido que la radiación actúa sobre las junturas o uniones de semiconductores dando lugar a efectos fotovoltaicos o fotoconductorivos [51]. Estos efectos cuánticos requieren una energía umbral necesaria para la creación de pares electrón-hueco. El estudio de los fotoefectos en interfases de semiconductores de diferente conductividad ha mostrado que el valor del umbral de energía está próximo a la anchura  $E_G$  de la banda prohibida en el caso de los efectos fotovoltaicos convencionales [52].

La alta potencia pico obtenida con el láser de  $\text{CO}_2$  ( $\approx$  decenas de MW) lo convierte en una útil herramienta en el estudio de fenómenos ópticos no lineales. Con él hemos podido observar un nuevo efecto fotovoltaico o fotoconductor de origen no lineal inducido en fotodiodos de Si y Ge por la radiación de 10.6  $\mu\text{m}$  del láser TEA de  $\text{CO}_2$ . Puesto que la energía de los fotones del láser es 0.117 eV y para el silicio, por ejemplo,  $E_G = 1.11$  eV, este es un nuevo efecto fotovoltaico con umbrales de energía muy inferiores a  $E_G$ .

La figura (3.22) muestra el esquema de los fotodiodos de Si usados en los experimentos (estructuras  $n^+/p$  y  $p^+/n$ ). Las uniones se

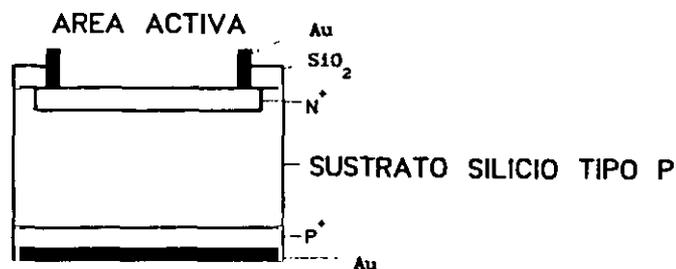


FIGURA (3.22). Diagrama de la estructura  $n^+/p$  del fotodiodo de silicio.

obtienen por difusión sobre silicio monocristalino (111). La profundidad de la zona de difusión de alto dopaje ( $n^+$  o  $p^+$ ) sobre cuya superficie incide la radiación es de  $0.45 \mu\text{m}$ . El espesor del sustrato es de  $400 \mu\text{m}$ .

La figura (3.23) recoge los resultados de un experimento de fotoconducción resuelta en el tiempo en un fotodiodo de Si tipo  $n^+/p$  con un dopaje en la superficie de la zona de difusión de  $10^{20}$ - $10^{21} \text{cm}^{-3}$  y de  $10^{17} \text{cm}^{-3}$  en el sustrato p. El fotodiodo se polarizó en inversa con un voltaje de 7 voltios. La figura recoge los pulsos de respuesta fotoconductiva del fotodiodo para niveles decrecientes de la intensidad pico del pulso láser; la intensidad máxima de irradiación es de  $10 \text{ MW/cm}^2$  que corresponde a  $10^{26}$ - $10^{27}$  fotones/ $\text{cm}^2\text{s}$ . Integrando el pulso de corriente que da el fotodiodo en cada caso (los pulsos de voltaje de la figura (3.23) se tomaron sobre  $50 \Omega$ ) se puede calcular el número de portadores recolectados por la juntura en función de la intensidad del pulso láser. La figura (3.24) muestra el resultado de este cálculo, en la cual se aprecia claramente el carácter no lineal del fenómeno, y la existencia de un umbral bien definido por debajo del cual la respuesta no es detectable.

Se ha atribuido el origen de este fenómeno a un proceso de absorción multifotónico que da lugar al efecto fotovoltaico o fotoconductor observado. La probabilidad de que sean absorbidos diez fotones simultáneamente para llevar un electrón desde la banda de valencia hasta la banda de conducción ( $E_G(\text{Si}) \approx 10 E_L$  siendo  $E_L = 0.117 \text{ eV}$  la energía del fotón del láser) es siempre pequeña, excepto cuando la radiación tiene intensidad suficiente. En nuestro caso la intensidad de  $10^{26}$ - $10^{27}$  fotones/ $\text{cm}^2\text{s}$ , aun siendo alta, es demasiado pequeña como para producir la absorción directa de diez fotones desde la banda de valencia a la banda de conducción. Sin embargo, la probabilidad aumenta grandemente si la absorción tiene lugar a través de una secuencia de saltos por medio de un fotón en cuasiresonancia con estados intermedios situados dentro de la banda prohibida (este

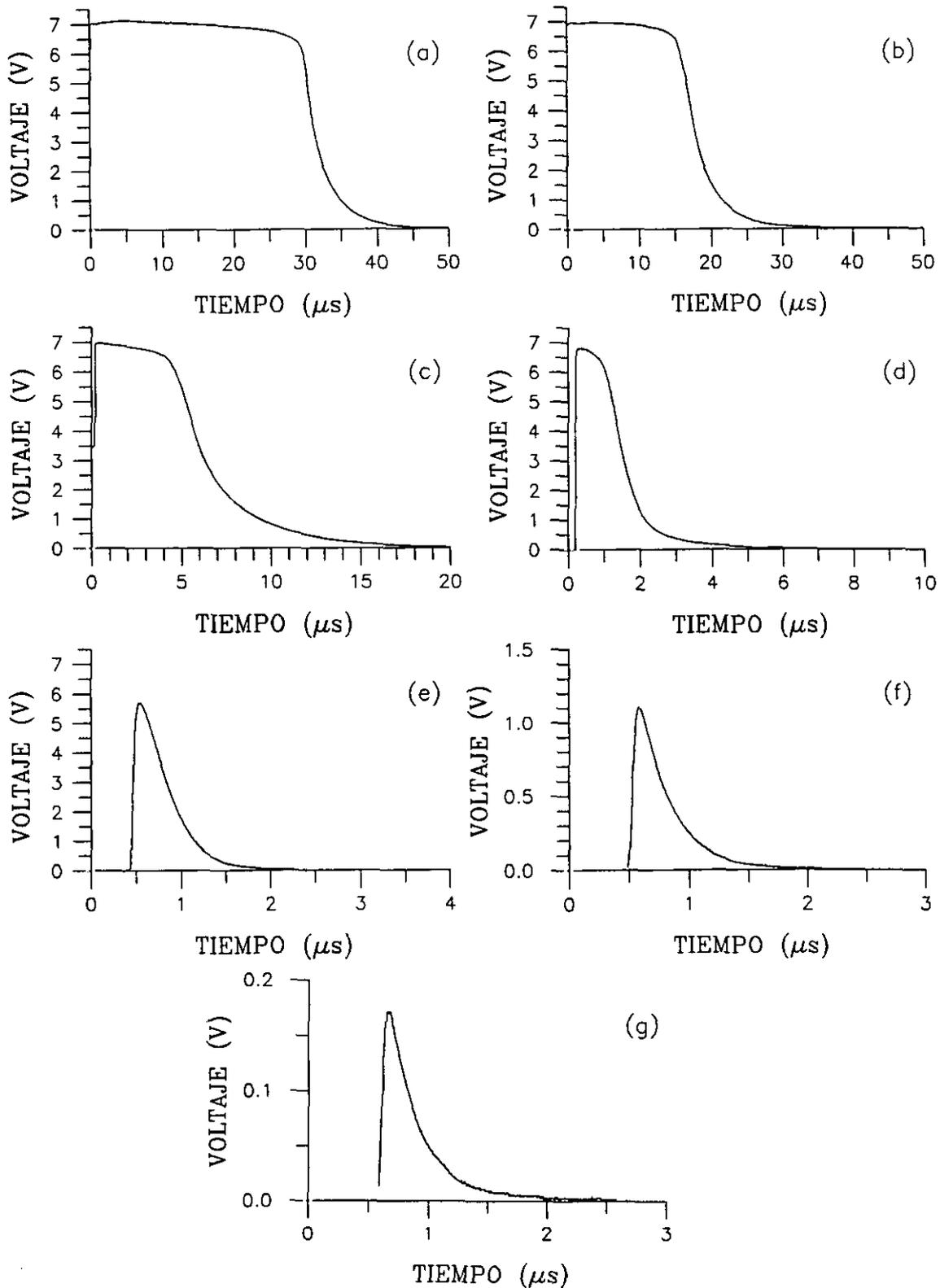


FIGURA (3.23). Respuesta fotoconduktiva inducida por el pulso del láser TEA de  $\text{CO}_2$  en un fotodiodo de Si polarizado en inversa con un voltaje de 7 V para diferentes intensidades del pulso láser (pico de conmutación de ganancia). Desde a) hasta g), 10, 7, 4.8, 3.3, 2.3, 1.6 y 1  $\text{MW}/\text{cm}^2$ .

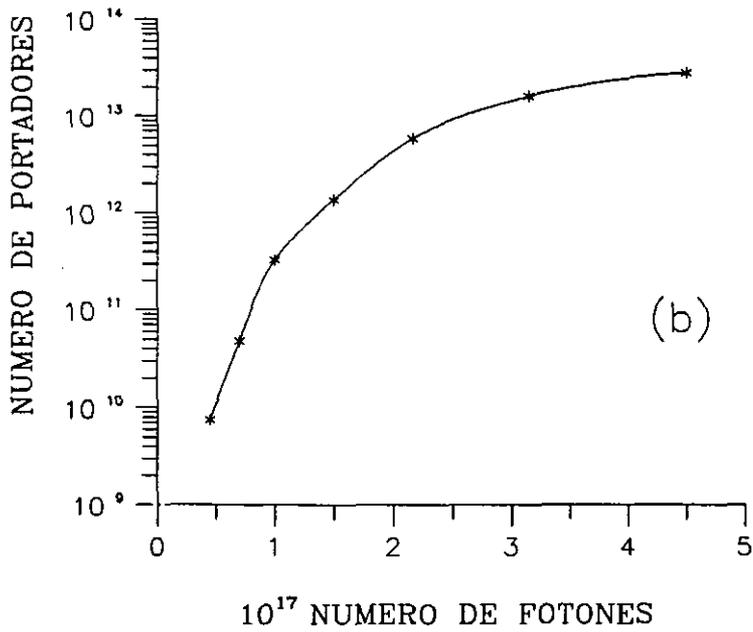
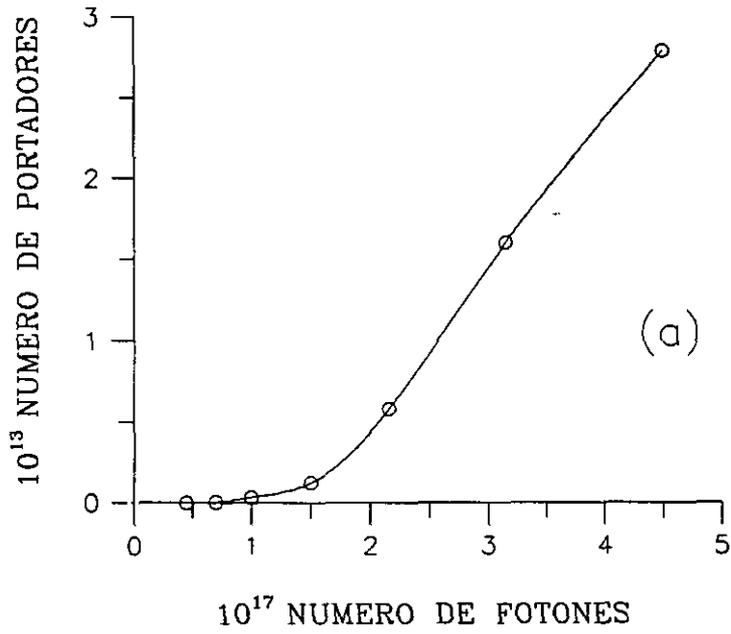


FIGURA (3.24). Número de portadores generados por la respuesta fotoconductiva frente al número de fotones incidentes. a) Escala lineal; b) escala logarítmica.

tipo de procesos de absorción multifotónica resonante son también los responsables de los fenómenos bien conocidos de disociación e ionización multifotónica de moléculas [53]). En el caso de los diodos estudiados estos estados intermedios corresponden a la conocida cola de densidad de estados que se encuentra en la banda prohibida de los semiconductores altamente dopados (para niveles de dopaje mayores de  $10^{18}$ - $10^{19}$   $\text{cm}^{-3}$  las impurezas se encuentran suficientemente cerca entre sí, como para que su interacción mútua de lugar a la cola de densidad de estados [54]). Un esquema del modelo de bombeo multifotónico se muestra en la figura (3.25). Experimentos realizados sobre la

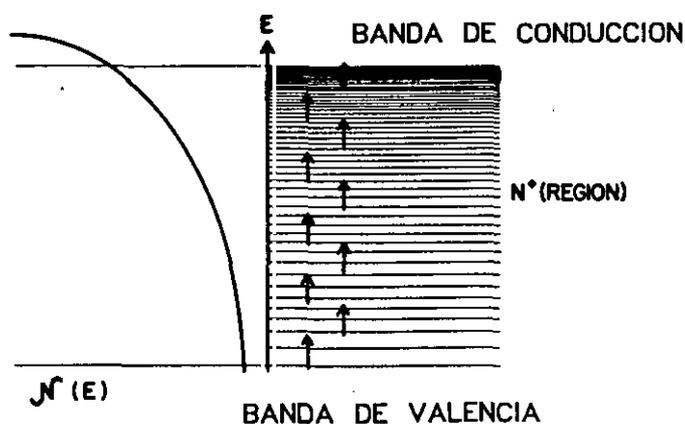


FIGURA (3.25). Esquema de la excitación multifotónica quasiresonante a través de la cola de estados de impurezas situada dentro de la banda prohibida.

transmisión de la oblea de Si de los diodos han demostrado que la radiación del pulso láser se absorbe íntegramente en la zona de difusión de alto dopaje en donde es mayor la densidad de estados de impurezas. Estimaciones teóricas (la absorción es proporcional al dopaje) confirman estos resultados en el sentido de que a la juntura y al sustrato no llega nivel apreciable de radiación y de que la zona activa es la región de difusión de alto dopaje ( $\approx 0.5 \mu\text{m}$ ).



WX

## CAPITULO 4

### ASPECTOS DINAMICOS DEL PULSO DEL LASER TEA DE CO<sub>2</sub>.

---

#### 4.1 INTRODUCCION.

El tipo de dinámica o evolución temporal del pulso de radiación del láser TEA de CO<sub>2</sub> está determinado por la estructura transversal seleccionada en la oscilación láser. Sin la introducción de diafragmas intracavidad para la selección de modos transversales, el láser funciona en un régimen multimodo transversal. Todos los experimentos descritos y discutidos en el capítulo 3 se realizaron en este régimen de funcionamiento. En este capítulo se describe la dinámica en dicho régimen multimodo y en otros regímenes de estructura transversal más sencilla, como la oscilación monomodo transversal en el modo fundamental TEM<sub>00</sub>. La selección de estas estructuras espaciales más simples se realiza mediante la introducción de diafragmas dentro del resonador.

Excepto para las medidas descritas en la sección (4.5.3), el área de la sección transversal del láser que se introduce en el detector ( $\approx 3 \text{ mm}^2$ ) es siempre muy inferior al área total de dicho spot ( $\approx 50 \text{ mm}^2$  para el TEM<sub>00</sub> y  $\approx 500 \text{ mm}^2$  para el régimen multimodo transversal sin diafragma intracavidad). Se ha estudiado, por tanto, la dinámica del láser a nivel local. Este aspecto ha sido fundamental en la

identificación de un nuevo tipo de fluctuaciones irregulares en el régimen multimodo axial-transversal del láser. El interés del estudio de estas fluctuaciones es doble. Desde un punto de vista práctico o aplicado, para tener una más completa caracterización de la salida del láser y desde un punto de vista fundamental por su posible carácter caótico espacio-temporal. Todos los experimentos descritos en este capítulo se han realizado con el láser operando en las siguientes condiciones: la mezcla empleada ha sido  $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}=1:2:5$  y los parámetros eléctricos fueron  $V_c = 30$  kV,  $C_s = 100$  nF y  $C_p = 8$  nF; se han utilizado los electrodos de perfil Ernst.

## 4.2 ADQUISICION Y TRATAMIENTO DE LOS DATOS.

### 4.2.1 Introducción.

Tal y como se mencionó en el capítulo anterior, se ha empleado un detector de arrastre de fotones para medir la evolución temporal del pulso láser. La apertura del detector se sitúa en el centro del de la sección transversal del haz láser, salvo que se indique otra cosa. El sistema de adquisición de datos (ver sección (2.3)) está basado en un digitalizador de transitorios que muestrea la señal en el tiempo con un total de 512 puntos de muestreo. Estos registros o series temporales son los datos directamente extraídos de los experimentos. En este apartado se da una descripción de los algoritmos matemáticos que se han usado para extraer información de dichas series. Se han usado los siguientes algoritmos: un método de interpolación para extraer la modulación o fluctuaciones de la señal experimental (eliminación de la componente cuasicontinua o de lenta variación temporal en relación a la de las fluctuaciones), la transformada de Fourier y la autocorrelación y correlación cruzada de las señales temporales.

El estudio de la dinámica del láser se ha realizado tanto en el transitorio que representa el pico de conmutación de ganancia como en el régimen cuasiestacionario asociado a la larga cola del pulso láser. En el primer caso se adquiere el pulso desde su inicio con una longitud total de registro de 50 o 100 ns; en el segundo caso se adquiere a partir de 150 ns después del comienzo del pulso (para tal fin se introduce un retardo de 150 ns en el disparo externo del digitalizador de transitorios) siendo la longitud temporal del registro 100 ns.

#### 4.2.2 Algoritmo de interpolación.

Las señales tomadas en el pico de conmutación de ganancia han sido filtradas en frecuencia usando un algoritmo de interpolación diseñado para extraer la parte de evolución lenta y obtener las fluctuaciones o modulación de rápida variación temporal que están superpuestas con la evolución promedio o envolvente de frecuencia más baja. A partir del registro experimental del pulso láser  $I(t)$  y de la señal de variación lenta  $SV(t)$  obtenida aplicando el filtro matemático se construye la señal  $S(t)$ :

$$S(t) = \frac{I(t) - SV(t)}{SV(t)} \quad (4.1)$$

en donde  $S(t)$  contiene esencialmente la misma información que  $I(t)$  para altas frecuencias (las frecuencias características de las rápidas fluctuaciones de intensidad del pulso láser). La división de  $I(t)-SV(t)$  por  $SV(t)$  compensa parcialmente el hecho de que la amplitud de las oscilaciones es aproximadamente proporcional a  $SV(t)$ , dando lugar a una oscilación con amplitud más uniforme. De esta manera  $S(t)$  representa también la amplitud relativa de la oscilación frente a la evolución promedio. La figura (4.1) muestra la evolución temporal del láser en el pico de conmutación de ganancia para un régimen multimodo

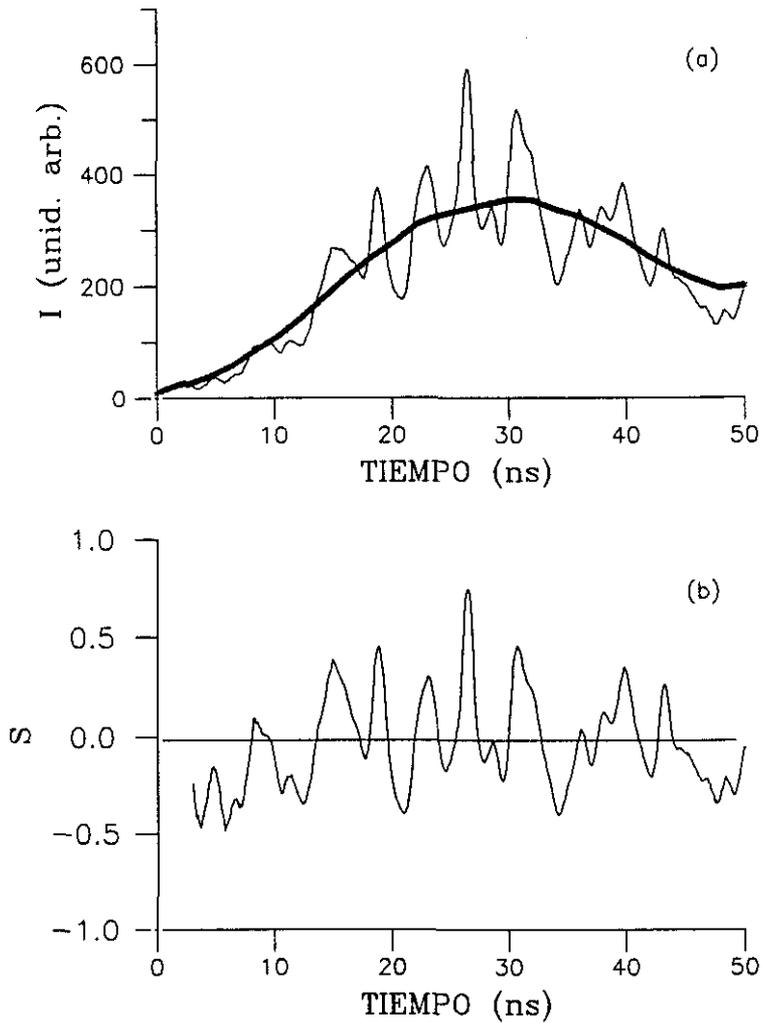


FIGURA (4.1). Un ejemplo de la aplicación del algoritmo de interpolación. a) Señal experimental obtenida en el pico de conmutación de ganancia (tramo fino) y su promedio suave (tramo grueso). b) Fluctuaciones filtradas y normalizadas.

transversal de funcionamiento (sin diafragma intracavidad) y ejemplifica el procedimiento de extracción de la señal  $S(t)$  asociada a la modulación o fluctuación de alta frecuencia del pulso láser.

El procedimiento de interpolación se realiza muestreando la señal experimental de partida a una frecuencia mucho más baja que la frecuencia característica de las fluctuaciones. A partir de este muestreo se obtiene una línea quebrada que representa el ajuste de evolución lenta o promedio de los datos. Para suavizar las conexiones

de los tramos lineales de la quebrada, se promedian cinco de ellas, obteniéndose cada una a partir de muestreos diferentes de la señal experimental. Este procedimiento es equivalente al filtrado de las altas frecuencias de la función  $I(t)$  [56]. La frecuencia de corte del filtro matemático se eligió igual a 100 MHz.

El comportamiento dinámico en la cola de transferencia de excitación colisional es muy aproximadamente estacionario, debido a su largo tiempo de decaimiento ( $\approx 3 \mu\text{s}$ ) comparado con el tiempo característico de las fluctuaciones ( $\approx 5 \text{ ns}$ ; figura (4.1)). Por esta razón, al ser la evolución promedio prácticamente estacionaria en el rango de tiempo  $T$  de muestreo de las fluctuaciones ( $T = 100 \text{ ns}$ ), el tratamiento previo de la señal se simplifica. En este caso, a partir de la señal experimental  $I(t)$  se construye  $SV^*(t) = (I(t) - \bar{I}(t)) / \bar{I}(t)$  en donde  $\bar{I}(t)$  representa el promedio temporal:

$$\bar{I}(t) = \frac{1}{T} \int_0^T I(t) dt \quad (4.2)$$

$SV^*(t)$  contiene la misma información que  $I(t)$  excepto en la componente continua que usualmente en la dinámica del láser es inessential cuando se está estudiando fluctuaciones de alta frecuencia.

#### 4.2.3 Transformada de Fourier e integral de correlación.

Los algoritmos de la integral de Fourier y de correlación han sido aplicados a las señales desprovistas de su componente continua o de evolución lenta, tal y como ha sido descrito en la sección precedente.

Un buen indicador de la naturaleza de la dinámica asociada a una señal fluctuante  $f(t)$  es el espectro de potencia o espectro de frecuencias de la misma:  $S(\nu) = |\mathcal{F}(\nu)|^2$  en donde  $\mathcal{F}(\nu)$  es la

transformada de Fourier de  $f(t)$ :

$$\mathcal{F}(\nu) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(-i2\pi\nu t) dt \quad (4.3)$$

Se ha empleado igualmente la transformada inversa de Fourier para reconstruir la señal de partida  $f(t)$  con un número mayor de puntos que con los que se muestrea experimentalmente (512 puntos):

$$f(t) = \frac{1}{(2\pi)^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{F}(\nu) \exp(i2\pi\nu t) d\nu \quad (4.4)$$

La señal sintetizada con un muestreo de puntos alto permite la construcción más fiel de las características dinámicas del sistema como, por ejemplo, el movimiento en el espacio de fases (atractores).

Se ha aplicado también la integral de correlación a las señales experimentales:

$$C(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau)h(t+\tau) d\tau \quad (4.5)$$

Cuando  $x(t) = h(t)$  la integral  $C(t)$  representa la autocorrelación de la señal, mientras que si  $x(t) \neq h(t)$ ,  $C(t)$  es la correlación cruzada de ambas señales.

### 4.3 MODOS LONGITUDINALES Y TRANSVERSALES EN EL RESONADOR DEL LASER TEA DE CO<sub>2</sub>.

El número de modos longitudinales con una misma estructura transversal que pueden oscilar en la cavidad láser se estima fácilmente a partir de la anchura colisional  $\Delta\nu_c$  de la transición láser y de la separación en frecuencia  $\Delta\nu_{ax}$  de los modos axiales o longitudinales. La primera de ellas depende fundamentalmente de la presión y de la composición de la mezcla y resulta ser para nuestro sistema [25]:

$$\Delta\nu_c \approx 2.5\text{-}3 \text{ GHz} \quad (4.6)$$

La segunda está fijada por la longitud  $L$  del resonador  $\Delta\nu_{ax} = c/2L$ , siendo  $c$  la velocidad de la luz. El resonador empleado tiene una longitud de  $L = 0.9 \text{ m}$ , por lo que:

$$\Delta\nu_{ax} \approx 167 \text{ MHz} \quad (4.7)$$

Por consiguiente, el número de modos longitudinales que caen dentro de la anchura de amplificación del láser es de aproximadamente 15 modos (figura (4.2)).

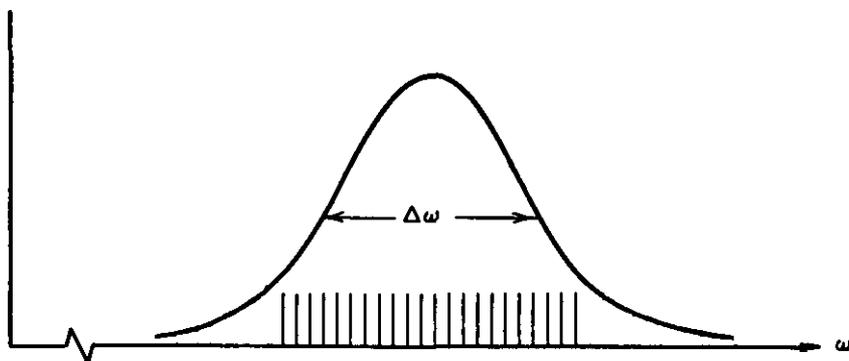


FIGURA (4.2). Número de modos longitudinales que caen dentro de la anchura colisional (perfil de línea lorentziano) de la transición laser.

En nuestro sistema láser no se ha introducido ningún dispositivo para variar o seleccionar el número de modos longitudinales. Si que se ha hecho, sin embargo, para seleccionar la estructura transversal del láser. Para este fin, se ha introducido un diafragma intracavidad próximo al espejo de reflectividad total que afecta a el número de modos o estructuras transversales que oscilan. La figura (4.3) muestra la impresión en papel negro del haz láser, para diferentes aperturas del diafragma intracavidad de geometría circular y sin la inclusión de dicho diafragma (figura (4.3e)). Para aperturas  $\phi \leq 8$  mm el láser es forzado a oscilar en el modo fundamental  $TEM_{00}$  (oscilación transversal monomodo). El aumento del diámetro de la apertura produce la incorporación sucesiva a la oscilación láser de contribuciones de modos de orden superior.

En resumen, el láser oscila en grupos de modos longitudinales (hasta un máximo de unos 15 modos) estando caracterizado cada grupo por una misma estructura transversal. Independientemente del número de estos grupos o modos transversales presentes, la oscilación láser tiene siempre un carácter multimodo axial.

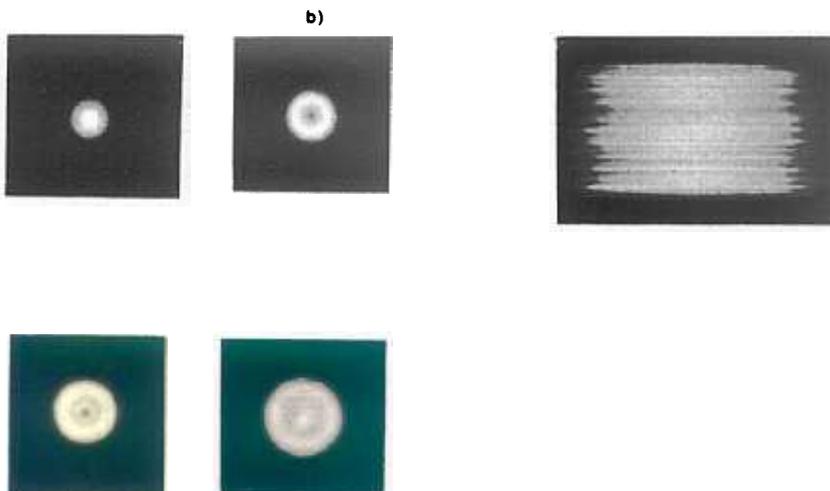


FIGURA (4.3). Impresión en campo próximo del haz láser para diferentes diámetros del diafragma intracavidad: a) 8 mm, b) 10 mm, c) 12 mm, d) 14 mm y e) sin diafragma.

#### 4.4 ACOPLA EN FASE DE MODOS LONGITUDINALES.

En esta sección se describe el estudio de la dinámica o evolución temporal del pulso de radiación emitido por el láser en régimen de funcionamiento monomodo transversal (modo fundamental  $TEM_{00}$ ; figura (4.3a)). Este es el régimen más simple de nuestro dispositivo en cuanto que en dichas condiciones el número de frecuencias resonantes disponibles para la oscilación láser es el menor posible. Dicha oscilación dispone de un único grupo de modos longitudinales ( $\approx 15$  modos con diferente índice axial) con estructura transversal común ( $TEM_{00}$ ) y una separación de frecuencia entre sí de  $\Delta\nu_{ax} = 167$  MHz.

El diámetro o apertura del diafragma circular intracavidad utilizado para seleccionar el  $TEM_{00}$  es de 8 mm. La energía por pulso en este régimen es de 0.5 J y la potencia pico de  $10 \text{ MW/cm}^2$ .

La figura (4.4) muestra la evolución temporal de varios pulsos correspondientes a disparos diferentes del láser en las mismas condiciones de funcionamiento. En este caso se ha registrado el pulso desde su inicio, mostrando el pico de conmutación de ganancia y el comienzo de la cola cuasiestacionaria de transferencia colisional (longitud temporal de los registros 100 y 50 ns). Se puede ver que la intensidad emitida por el láser posee una modulación u oscilación de carácter periódico. Sin embargo, las peculiaridades de dicho movimiento periódico son distintas de un disparo a otro del láser. Para estudiar en detalle este tipo de peculiaridades se han aplicado los algoritmos descritos en la sección (4.2). Para ello se han registrado los pulsos del láser en la cola cuasiestacionaria de transferencia colisional. Algunos de estos pulsos se muestran en la figura (4.5). Su intensidad promedio es de unos  $2 \text{ MW/cm}^2$ . La simple observación de la forma temporal de los pulsos de intensidad  $I(t)$  denota la presencia de varios armónicos con un periodo fundamental de 6 ns, el cual coincide con el tiempo de ida y vuelta de la luz en la

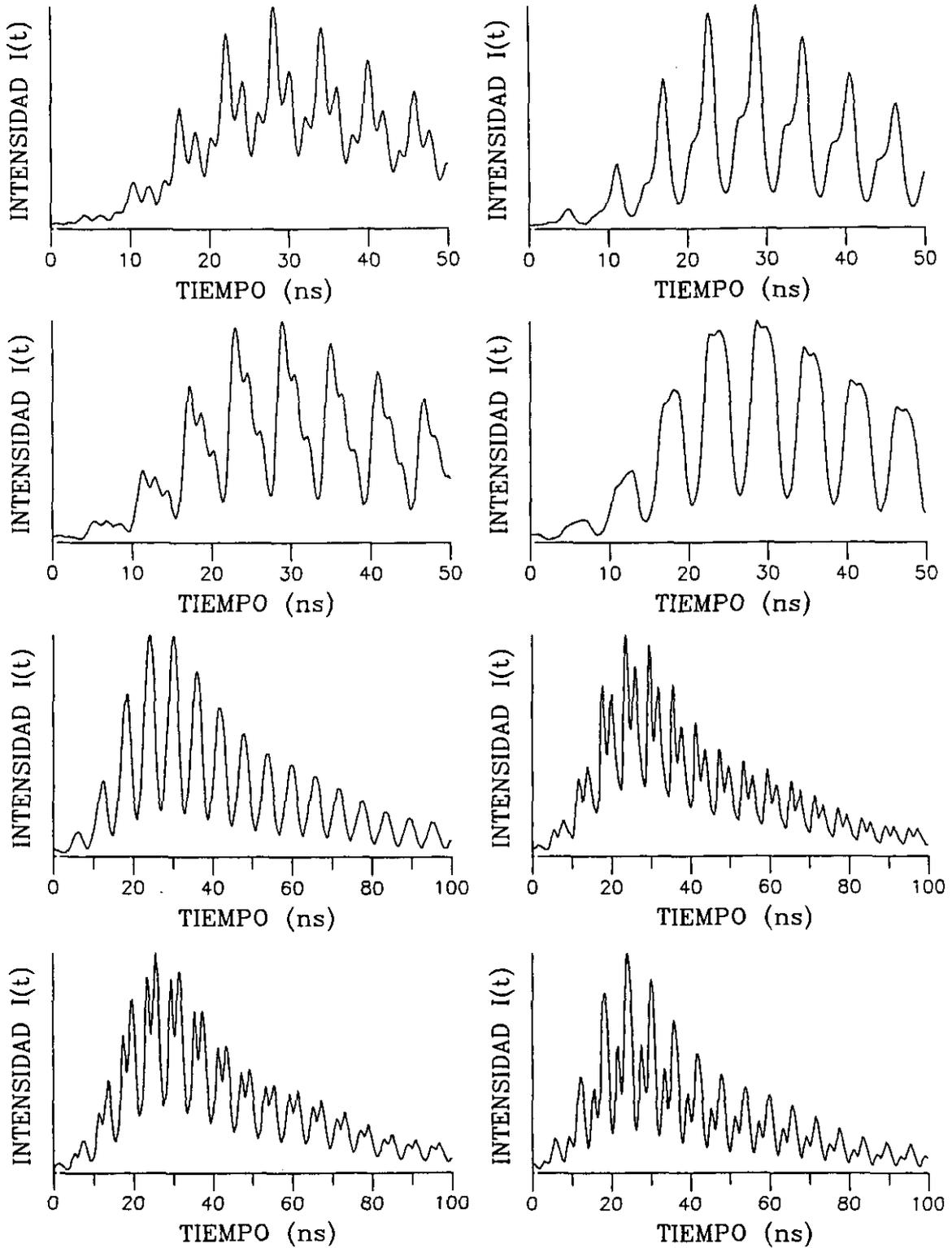


FIGURA (4.4). Evolución temporal de varios pulsos desde su inicio (pico de conmutación de ganancia) tomados con dos longitudes de registro distintas: 50 y 100 ns. En este último caso se puede apreciar el comienzo de la cola cuasiestacionaria de transferencia colisional. Cada pulso corresponde a un disparo diferente del laser en las mismas condiciones de funcionamiento. Régimen monomodo transversal ( $TEM_{00}$ ). Unidades arbitrarias en ordenadas.

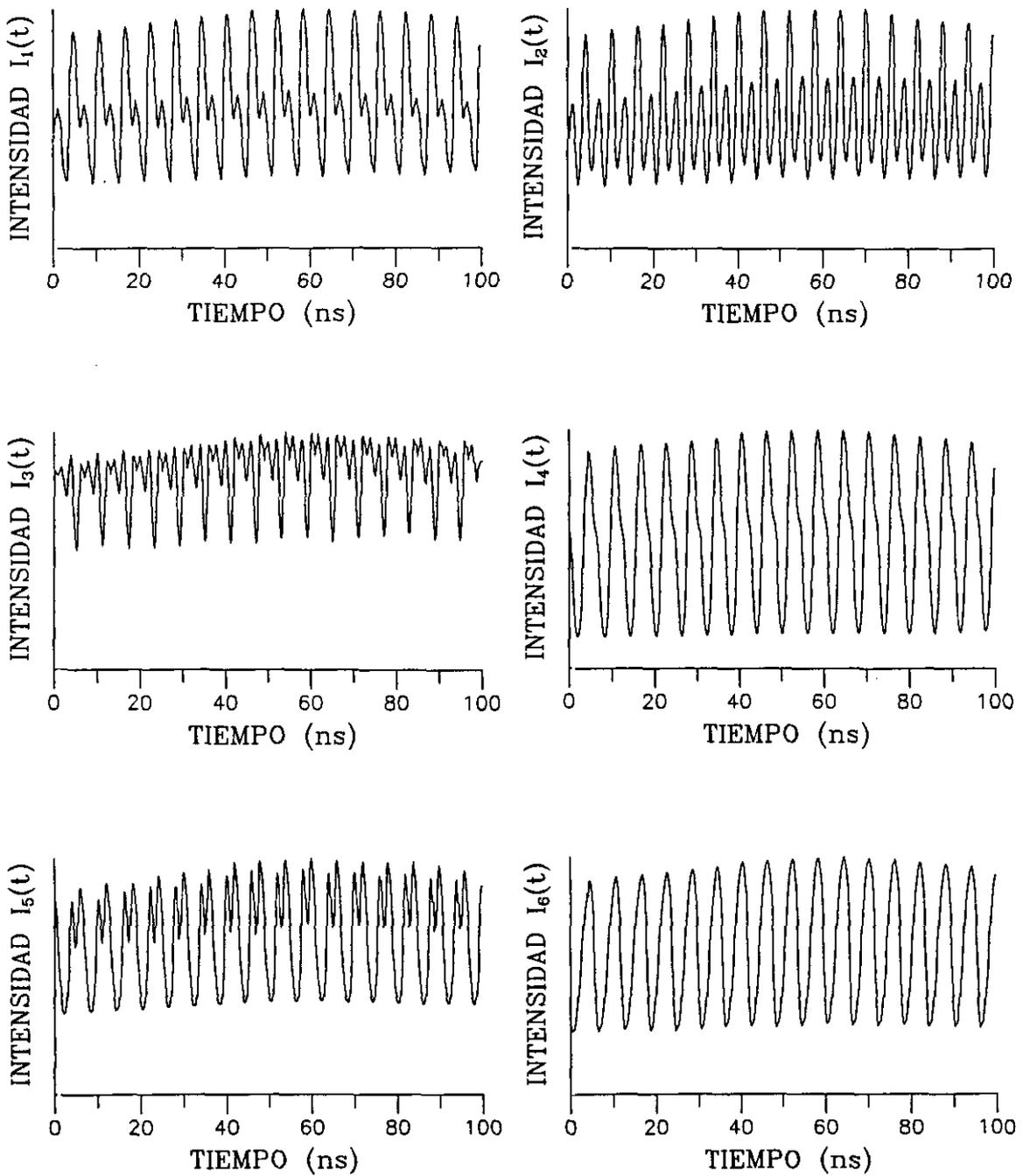


FIGURA (4.5). Registros experimentales de la evolución temporal de la intensidad  $I(t)$  en la cola cuasiestacionaria de transferencia colisional para varios pulsos correspondientes a disparos diferentes del láser en las mismas condiciones de funcionamiento. Régimen de funcionamiento del láser: monomodo transversal  $TEM_{00}$  (diámetro diafragma intracavidad = 8 mm). Unidades arbitrarias en ordenadas.

cavidad ( $2L = 1.8$  m). Los espectros de Fourier de estas señales permiten identificar más claramente las frecuencias presentes en la oscilación periódica (figura (4.6)). La modulación presenta una frecuencia fundamental  $\nu_1 = 167$  MHz y armónicos superiores de la misma:  $\nu_n = n\nu_1$  (n entero). La frecuencia  $\nu_1$  medida en los espectros coincide exactamente con la separación  $\Delta\nu_{ax} = 167$  MHz de los modos longitudinales del resonador. De hecho, se ha comprobado experimentalmente que dicha frecuencia  $\nu_1$  varía con la longitud del resonador de la forma que lo hace  $\Delta\nu_{ax} = c/2L$ . Es obvio, por tanto, que la dinámica periódica observada corresponde a un batido o acoplo en fase de los modos longitudinales de la cavidad presentes en la oscilación láser (ver sección (1.5.2)).

Una caracterización complementaria de la modulación periódica o regular asociada al batido de modos longitudinales se ha realizado calculando las funciones de autocorrelación de los pulsos (figura (4.7)). Tal y como corresponde a oscilaciones periódicas las señales presentan alta correlación próxima a uno para retardos entre ellas diferentes de cero (la caída progresiva de los picos de correlación es debido a la anchura temporal finita de las señales). Así mismo, la figura (4.8) muestra la proyección en el plano  $I(t)$ ,  $\dot{I}(t)$  ( $I(t)$  es la señal de intensidad del láser) del atractor (estructura geométrica asociada al movimiento en el espacio de fases de un sistema dinámico) que caracteriza la dinámica del láser. Los pulsos han sido sintetizados con 2000 puntos a partir de la transformada de Fourier inversa para conseguir unas trayectorias más suavizadas. Los atractores así contruidos tienen, en este caso de dinámica regular, un carácter de ciclo límite. El número de armónicos presentes en cada pulso determina la estructura global del atractor (compárense conjuntamente las figuras (4.5)-(4.8)).

El espectro promedio  $S(\nu)$  obtenido a partir de promediar 40 espectros de otros tantos pulsos individuales ( $S(\nu) \propto \sum_i s_i(\nu)$ ) tomados en las mismas condiciones que los de la figura (4.5) (tiempo de

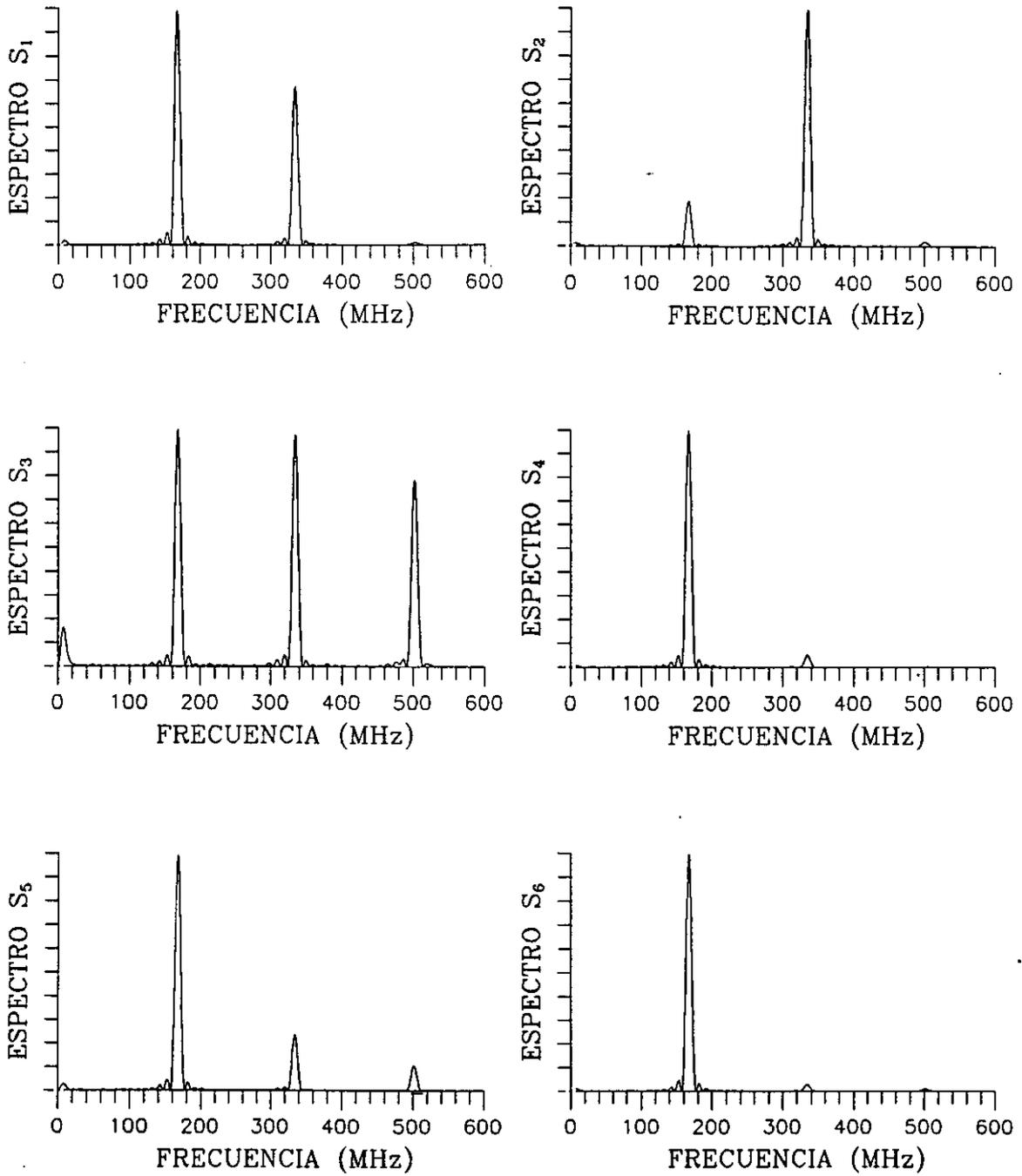


FIGURA (4.6). Espectros de Fourier de los pulsos de la figura (4.5).

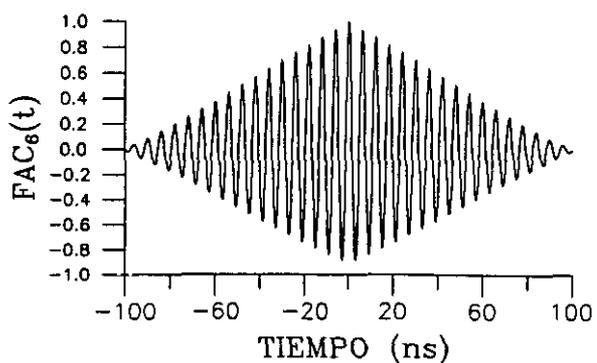
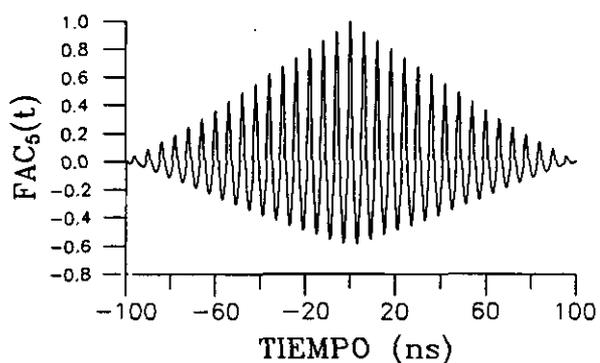
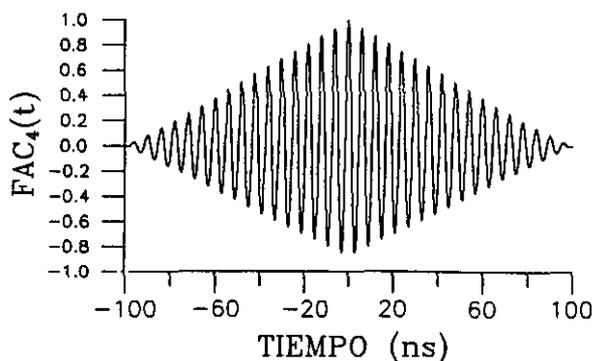
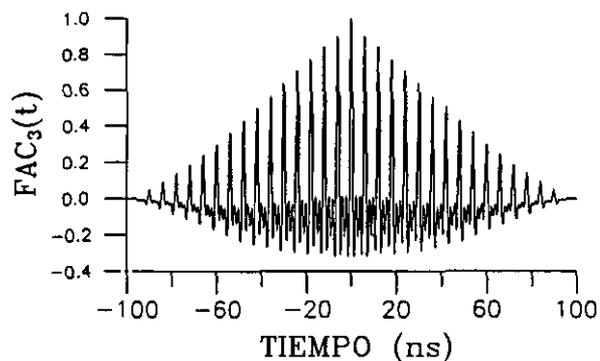
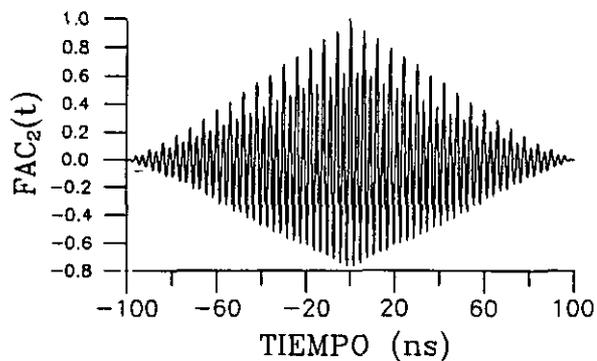
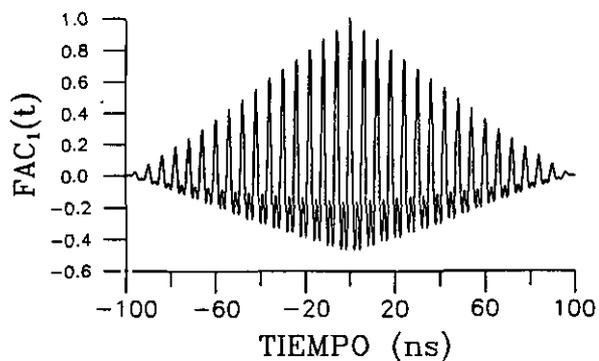


FIGURA (4.7). Funciones de autocorrelación (FAC) de los pulsos de la figura (4.5).

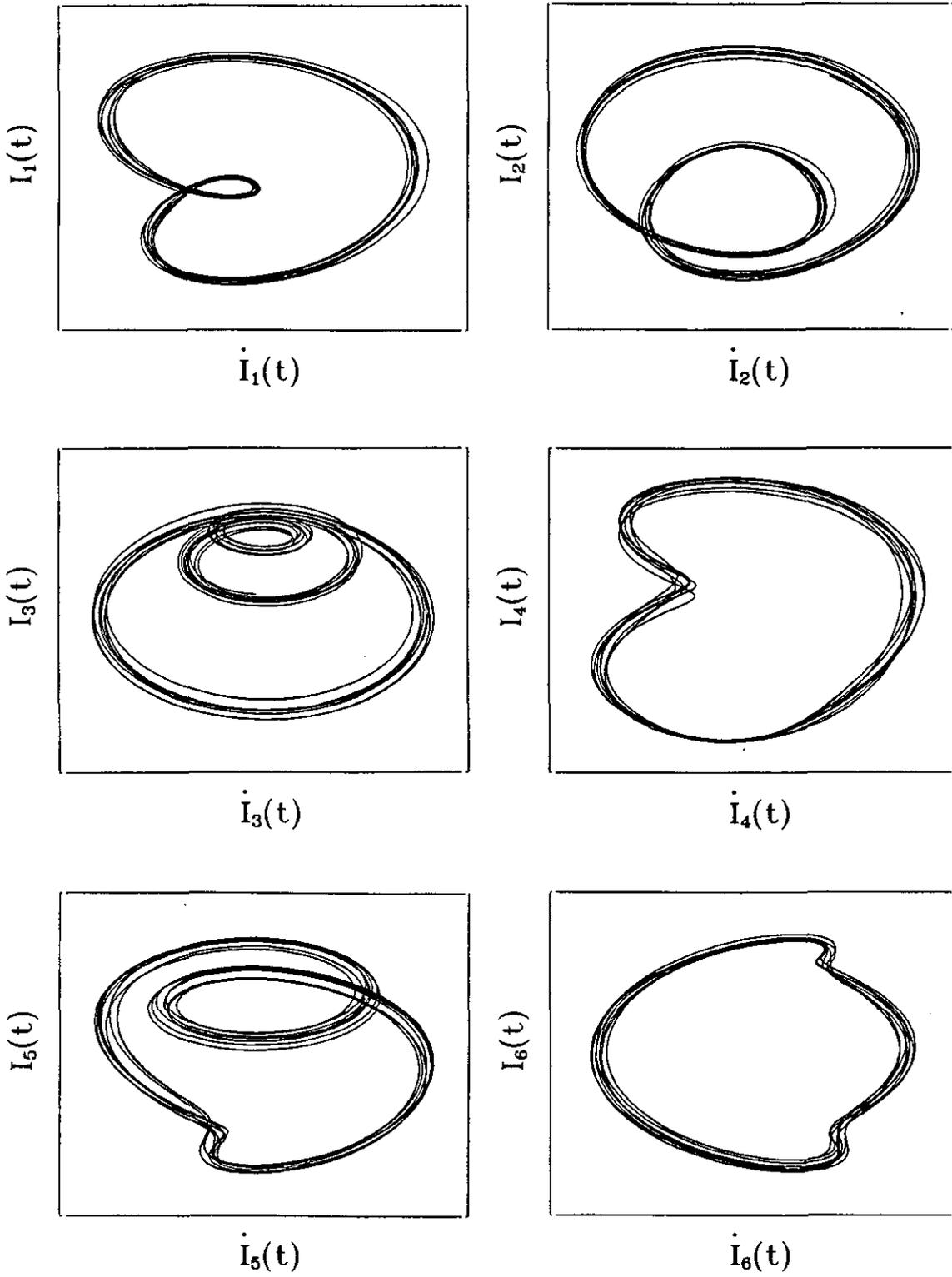


FIGURA (4.8). Movimiento en el espacio de fases de los pulsos de la figura (4.5) ( $I(t)$ ).

registro de los pulsos  $T = 100$  ns) se recoge en la figura (4.9) en el rango 0-600 MHz. Se puede observar que en promedio domina el acoplo o batido entre modos longitudinales que son próximos vecinos, es decir, que difieren entre sí en frecuencia  $\Delta\nu_{ax} = c/2L = 167$  MHz. Los batidos con frecuencias  $\nu_n = n\Delta\nu_{ax}$  con  $n \geq 2$  son más débiles. Esto es razonable pues la magnitud relativa del batido es mayor cuanto más próximas son las amplitudes de los modos acoplados (sección (1.5.2)) y, por tanto, cuanto menos estén separados en frecuencia (figura (4.2)). Estas diferencias de amplitud en el batido son, por otra

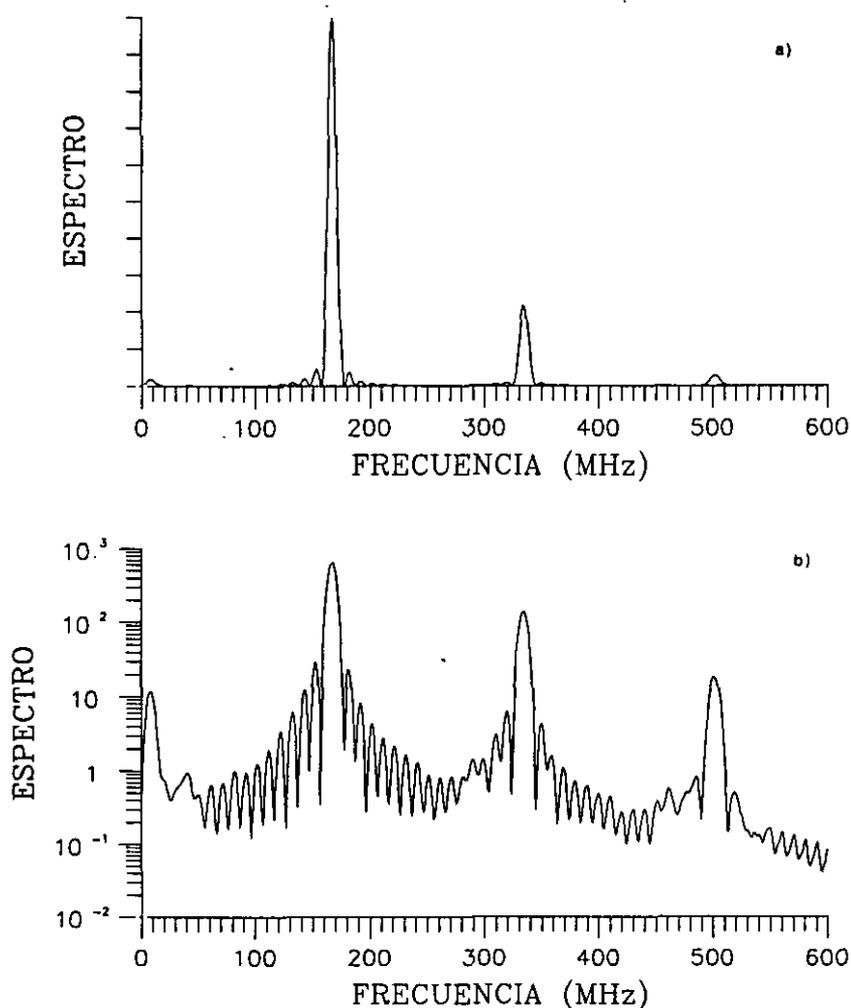


FIGURA (4.9). Espectro promedio con escala vertical lineal (a) y logarítmica (b). Régimen monomodo transversal  $TEM_{00}$ . Intervalo de frecuencias: 0-600 MHz. Unidades arbitrarias en ordenadas.

lado, magnificadas al mostrarse el módulo al cuadrado de la transformada de Fourier (espectro de potencia). Hay que destacar también que el espectro promedio presenta picos estrechos (no ensanchados apreciablemente al promediar), es decir, aunque existen diferencias en las amplitudes de los armónicos en los espectros de cada pulso individual (figura (4.6)), las frecuencias que aparecen son siempre las mismas.

El rango de frecuencias en el que se extiende el batido de modos longitudinales se puede observar en el espectro promedio calculado en el intervalo 0-2500 MHz y con la escala vertical logarítmica (figura (4.10)). El acoplo entre modos alcanza aproximadamente 2.5 GHz, y se pueden distinguir por encima del ruido de fondo hasta 14 armónicos ( $\nu_n = n\Delta\nu_{ax}$ ,  $n = 1, 2, \dots, 14$ ). Esto implica que en estas condiciones (oscilación monomodo transversal  $TEM_{00}$ ) están oscilando unos 15 modos longitudinales, lo cual, está en muy buen acuerdo con la estimación realizada en la sección (4.3). A partir de esta figura se puede extraer un dato adicional referente al sistema de adquisición de datos: para los primeros armónicos la relación señal-ruido tiene un valor muy alto en torno a dos y tres órdenes de magnitud.

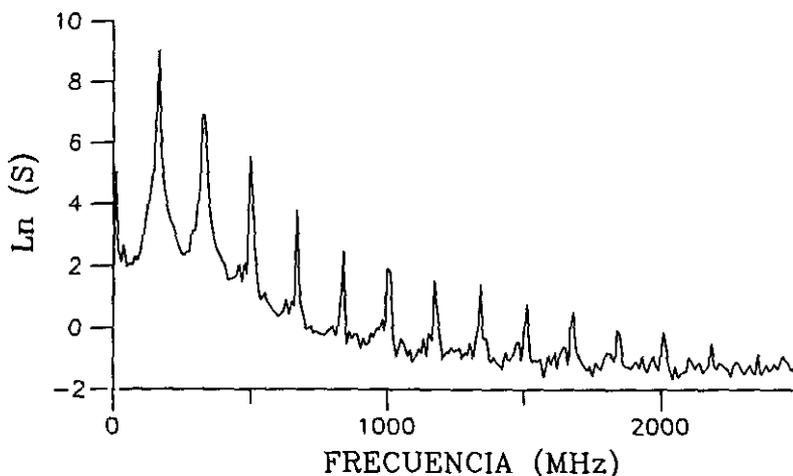


FIGURA (4.10). Espectro promedio con escala logarítmica. Régimen monomodo transversal ( $TEM_{00}$ ). Intervalo de frecuencias: 0-2500 MHz. Unidades arbitrarias en ordenadas (logaritmo natural del espectro de frecuencias).

El hecho de observar un batido de modos en el pulso de radiación emitido por el láser tiene unas implicaciones interesantes que no se pueden pasar por alto. La existencia de esta oscilación periódica o regular implica ineludiblemente que los modos longitudinales que oscilan en el láser están acoplados en fase, es decir, que la fase relativa entre dos cualesquiera de ellos es constante en el tiempo. No se ha introducido en el láser construido ningún dispositivo externo (absorbente saturable, modulador de pérdidas activo,...) para producir dicho acoplamiento. En nuestro caso es la propia dinámica del láser la que produce el acoplamiento en fase de los modos. El origen de este autoacoplo hay que buscarlo en el carácter no lineal de la dinámica del láser, la cual puede dar lugar al acoplo de modos como consecuencia de términos no lineales de polarización en las ecuaciones del láser [57]. Estos aspectos no lineales en la amplificación láser son especialmente significativos en láseres como el que es objeto de estudio, caracterizados por muy altos niveles de inversión de población y de intensidad de radiación emitida. Por otro lado, las condiciones iniciales de la oscilación láser, fijadas por la radiación espontánea emitida en la dirección de amplificación en el volumen activo, determinan en última instancia la fase relativa entre los diferentes modos que se acoplan. El carácter de dichas condiciones iniciales hace que las fases relativas se distribuyan aleatoriamente de un disparo a otro del láser. Por ser distinto el patrón de fases relativas de los modos en disparos diferentes, también lo son la forma temporal de los pulsos y la amplitud relativa de los armónicos de la modulación periódica en sus espectros de Fourier (figuras (4.5) y (4.6)). En definitiva, el batido o acoplo entre los modos (la forma temporal de la modulación resultante) depende de las fases relativas (que se mantienen constantes en el tiempo) de los modos que batan [29].

Así pues, a modo de resumen, se puede concluir que en el régimen monomodo transversal  $TEM_{00}$  del láser, oscila un grupo de modos con una misma estructura transversal y diferente índice axial, de tal manera

que la dinámica del láser produce acoplamiento en fase de los modos, dando lugar a un movimiento regular o periódico (batido de modos longitudinales).

#### 4.5 ACOPLLO EN FASE DE MODOS TRANSVERSALES.

En la sección (4.3) se ha indicado que la introducción de diafragmas intracavidad de aperturas mayores que 8 mm produce la aparición de contribuciones de estructuras o modos transversales de orden superior al  $TEM_{00}$  en la oscilación láser (figura (4.3)). El objeto de esta sección es el estudio de la dinámica (tipo de modulación presente en la intensidad emitida) cuando se encuentran presentes simultáneamente unos pocos modos transversales (no más de cinco o seis modos). En este caso el espectro de frecuencias resonantes de la cavidad láser se ve enriquecido por las que introducen dichos modos transversales (figura (1.13)). La diferencia de frecuencia entre dos modos transversales consecutivos con igual índice axial es, para el caso de nuestro sistema (longitud de la cavidad  $L = 0.9$  m y los radios de curvatura de los espejos  $R_1 = 10$  m y  $R_2 = \infty$ )  $\Delta\nu_{trans} \approx 16$  MHz (ecuación (1.22)).

El aspecto de la evolución temporal del pulso láser con un diafragma intracavidad de apertura (diámetro)  $\Phi = 10$  mm en la cola de transferencia colisional (longitud del registro = 100 ns) se muestra en la figura (4.11). La inspección visual de la misma nos permite apreciar la existencia de un nuevo batido de frecuencia lenta (periodo  $\approx 50$ -60 ns) en relación al batido de más alta frecuencia de modos longitudinales. Esta nueva modulación lenta está asociada al batido de modos transversales ( $1/\Delta\nu_{trans} \approx 60$  ns) y denota su presencia. El espectro de Fourier de una de estas señales nos indica con detalle los batidos presentes en la oscilación (figura (4.12a)). El espectro

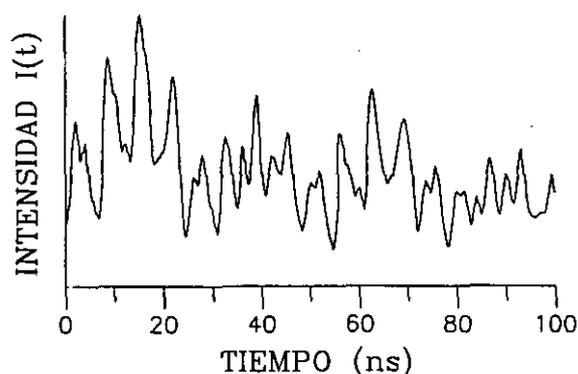
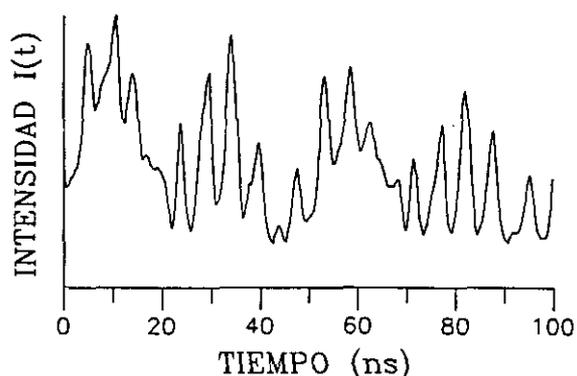


FIGURA (4.11). Registros experimentales de la evolución temporal de la intensidad  $I(t)$  en la cola cuasiestacionaria de transferencia colisional para varios pulsos correspondientes a dos disparos diferentes del láser en las mismas condiciones de funcionamiento. Régimen con diafragma intracavidad de diámetro = 10 mm. Unidades arbitrarias en ordenadas.

muestra en baja frecuencia dos armónicos del acoplo entre modos transversales de igual índice axial, con frecuencias que coinciden razonablemente bien con  $\Delta\nu_{\text{trans}}$  y  $2\Delta\nu_{\text{trans}}$ . En alta frecuencia los picos correspondientes al batido longitudinal (acoplo entre modos con igual estructura transversal y diferente índice axial) con frecuencias  $\nu_n = n\Delta\nu_{\text{ax}}$  ( $n = 1, 2, \dots$ ), se encuentran rodeados de otros picos "satélites" cuyas frecuencias son  $\nu_{ni} = \nu_n + i\Delta\nu_{\text{trans}}$  ( $i = -2, -1, 0, 1, 2$ ) que corresponden al acoplo de modos que difieren entre sí tanto en el índice axial como en el transversal (figura (4.12b)).

El promedio de cuarenta espectros de señales individuales tomadas en la cola de transferencia colisional (unos 150 ns después del

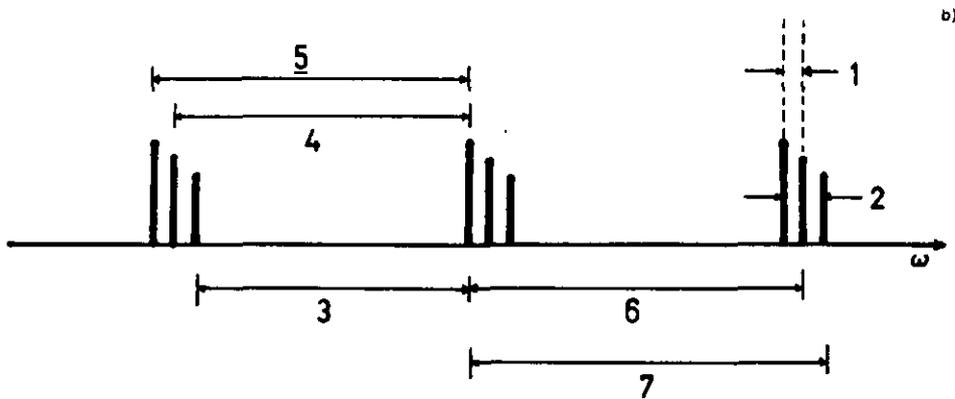
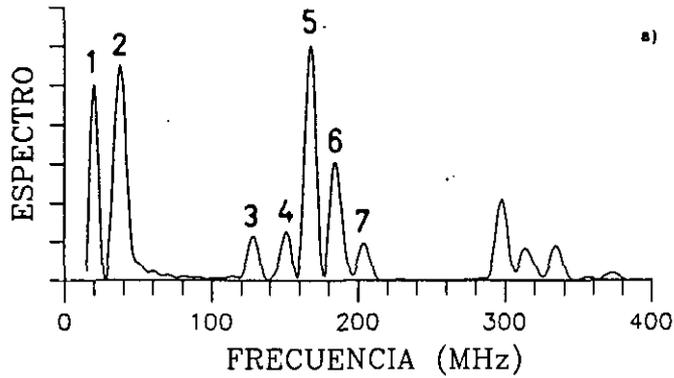
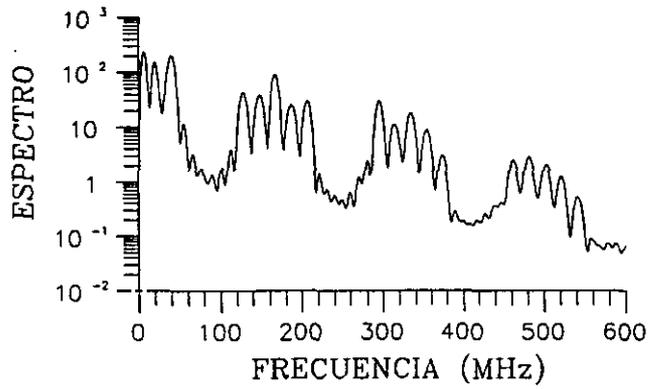
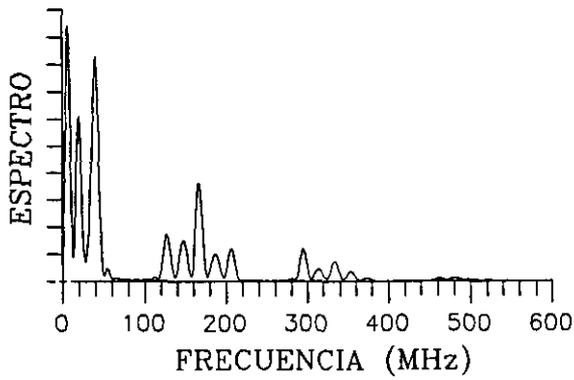
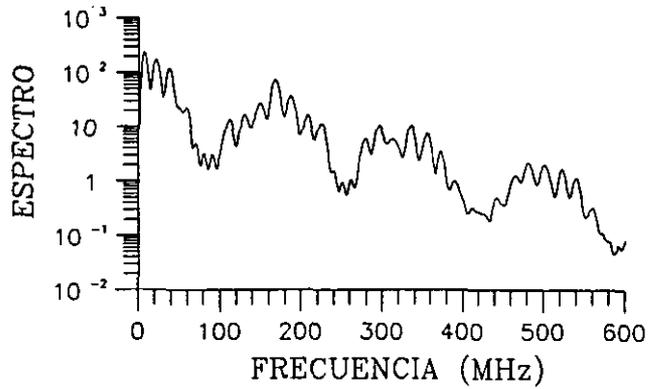
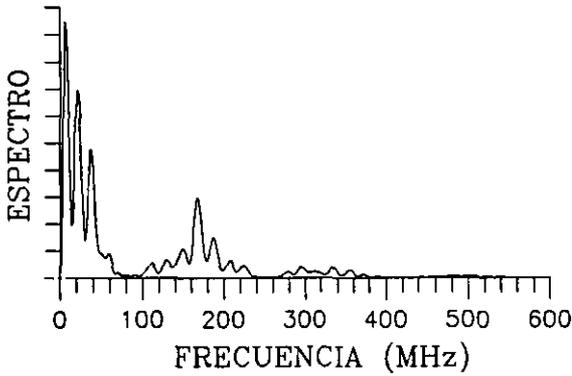


FIGURA (4.12). a) Espectro de Fourier de uno de los pulsos de la figura (4.11) en el que se muestra las frecuencias resultantes del acoplo entre modos longitudinales y transversales. b) Tres grupos de modos transversales de diferente índice axial (ver figura (1.13)); se indican esquemáticamente los tipos de acoplo que dan lugar a la estructura de frecuencias de a).

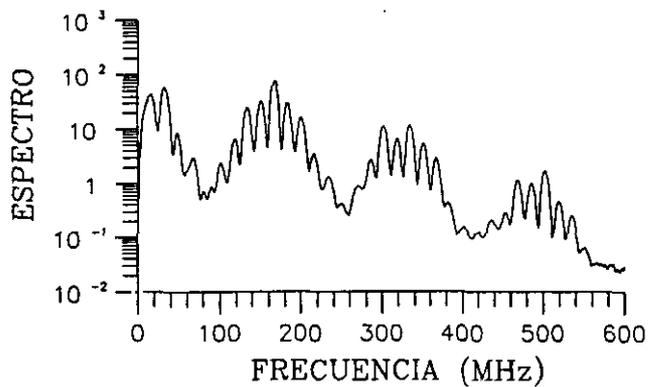
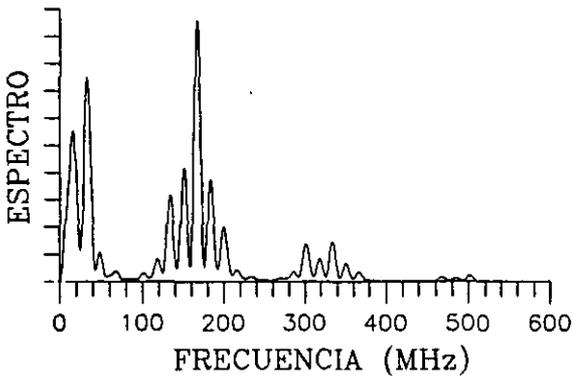
comienzo del pulso) para varios diámetros del diafragma intracavidad ( $\Phi = 10, 12$  y  $14$  mm) se recoge en la figura (4.13). Estos espectros muestran una modulación u oscilación cuasiperiódica dominada por las frecuencias (sus armónicos y combinaciones lineales) características de la dinámica asociada:  $\Delta\nu_{ax}$  y  $\Delta\nu_{trans}$ . El número de picos satélites que aparecen a cada lado de la frecuencia fundamental  $\nu_1 = 167$  MHz del acoplo de modos axiales, representa el número de modos transversales, además del fundamental, presentes en la oscilación láser. A partir de la figura se puede concluir que el número de modos transversales  $N_t$  aumenta al aumentar el diámetro de la apertura:  $N_t = 3$  ( $\Phi = 10$  mm),  $N_t = 4$  ( $\Phi = 12$  mm) y  $N_t = 5$  ( $\Phi = 14$  mm). La disminución de las pérdidas por difracción al aumentar el tamaño del diafragma permite la



a)



b)



c)

FIGURA (4.13). Espectros de Fourier promediados en escala lineal y logarítmica para tres diámetros diferentes del diafragma intracavidad: a) 10 mm, b) 12 mm, c) 14 mm.

incorporación a la oscilación del láser de otras estructuras o modos de orden sucesivamente mayor (nótese que las pérdidas de los modos son mayores cuanto más grande es su orden o índice transversal). Así pues, en el caso de acoplamiento en fase entre los modos axial-transversal, el espectro de Fourier del batido resultante permite estimar el número de modos transversales que oscilan.

El estudio de la evolución temporal con los diafragmas mencionados, se ha realizado también en la parte inicial del pulso, es decir, en el pico de conmutación de ganancia. Las señales registradas contienen los primeros 50 ns del pulso láser (figura (4.4)). Los espectros de Fourier promedio (de nuevo, se han promediado los espectros de cuarenta pulsos para cada diafragma estudiado:  $\phi = 8, 10, 12$  y  $14$  mm) se recogen en la figura (4.14). Se puede observar que los primeros síntomas de acoplo de modos transversales aparecen para el diafragma con apertura  $\phi = 14$  mm; para los diafragmas  $\phi = 8, 10$  y  $12$  mm sólo se aprecia el batido longitudinal, denotando la presencia de un único modo transversal durante el transcurso de los primeros 50 ns del pulso. Sin embargo, antes se ha visto (figura (4.13)) que en el régimen cuasiestacionario de la cola del pulso láser existe más de una estructura transversal para diafragmas con apertura  $\phi$  mayor de 8 mm. Esta observación demuestra que el tiempo de formación de las estructuras o modos transversales es diferente de uno a otro, por el hecho de ser distinto el cómputo de pérdidas y ganancias de cada uno de ellos dentro del resonador activo. El modo con mayor ganancia por paso es el primero que aparece y los modos con ganancias sucesivamente inferiores alcanzan su desarrollo completo en tiempos posteriores. Este es el caso de los diafragmas  $\phi = 10$  y  $12$  mm para los que en los primeros 50 ns del pulso, sólo está desarrollado un único modo, siendo necesario el transcurso de unos 100-150 ns para la presencia de otros modos de diferente orden. Para diafragmas con  $\phi \geq 14$  mm las pérdidas se reducen lo suficiente como para que desde el comienzo del pulso aparezcan varias estructuras transversales.

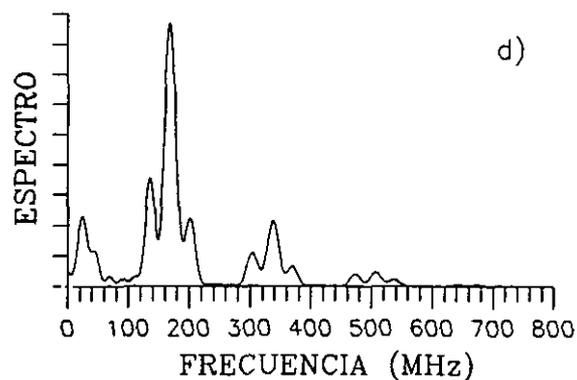
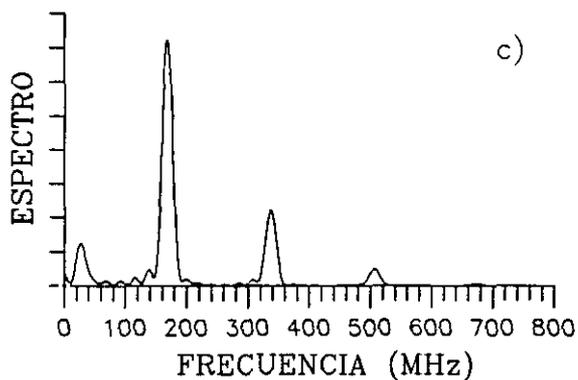
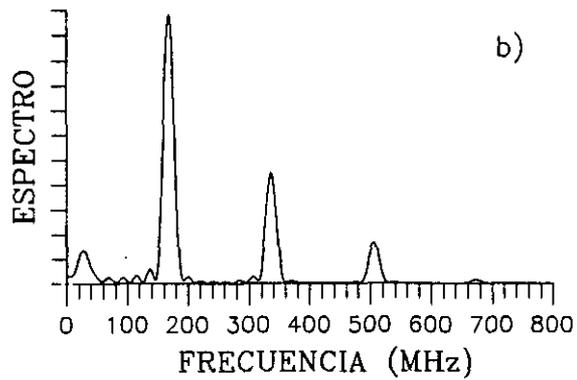
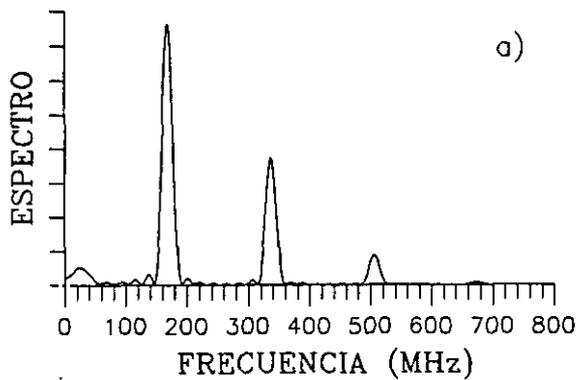


FIGURA (4.14). Espectros promedio para diferentes diámetros  $d$  del diafragma intracavidad calculados a partir de registros temporales del pico de conmutación de ganancia (los primeros 50 nanosegundos del pulso láser). a)  $d=8$  mm, b)  $d=10$  mm, c)  $d=12$  mm y d)  $d=14$  mm. Unidades arbitrarias en ordenadas.

## 4.6 DINAMICA EN REGIMEN MULTIMODO TRANSVERSAL SIN DIAFRAGMA INTRACAVIDAD.

### 4.6.1 Introducción.

En este apartado se estudia la dinámica o evolución temporal del pulso de intensidad emitido por el láser en régimen de funcionamiento multimodo transversal sin la introducción de diafragma intracavidad alguno. Este régimen es el habitual en los láseres TEA de  $\text{CO}_2$ , pues corresponde a la situación en que la energía de salida es máxima. En este caso las dimensiones de la sección transversal del haz láser están únicamente limitadas por el tamaño de la descarga difusa de bombeo. Las dimensiones típicas son de  $2 \times 2.5 \text{ cm}^2$  (figura (4.3)).

### 4.6.2 Fluctuaciones irregulares de la intensidad del pulso láser.

La figura (4.15) muestra la evolución temporal de varios pulsos correspondientes a diferentes disparos del láser. En ellos se ha registrado el pulso desde su inicio (pico de conmutación de ganancia). La modulación de la intensidad emitida por el láser presenta un claro carácter aperiódico o irregular, siendo las peculiaridades de la oscilación diferentes de un disparo a otro. Para completar el estudio de estas fluctuaciones irregulares se han registrado cuarenta pulsos en la cola de transferencia colisional. Algunos de estos pulsos se muestran en la figura (4.16) y sus correspondientes espectros de Fourier se recogen en la figura (4.17). Estos espectros denotan características de la dinámica local muy diferentes a las observadas en las secciones precedentes (4.4) y (4.5). Dichos espectros no muestran armónicos que dominen y marquen la presencia de un claro batido axial y/o transversal de modos. Es decir, no aparecen dominantes las frecuencias características del sistema dinámico  $\nu_1 = \Delta\nu_{ax}$  y  $\nu_2 = \Delta\nu_{trans}$  (sus armónicos y combinaciones lineales). Los

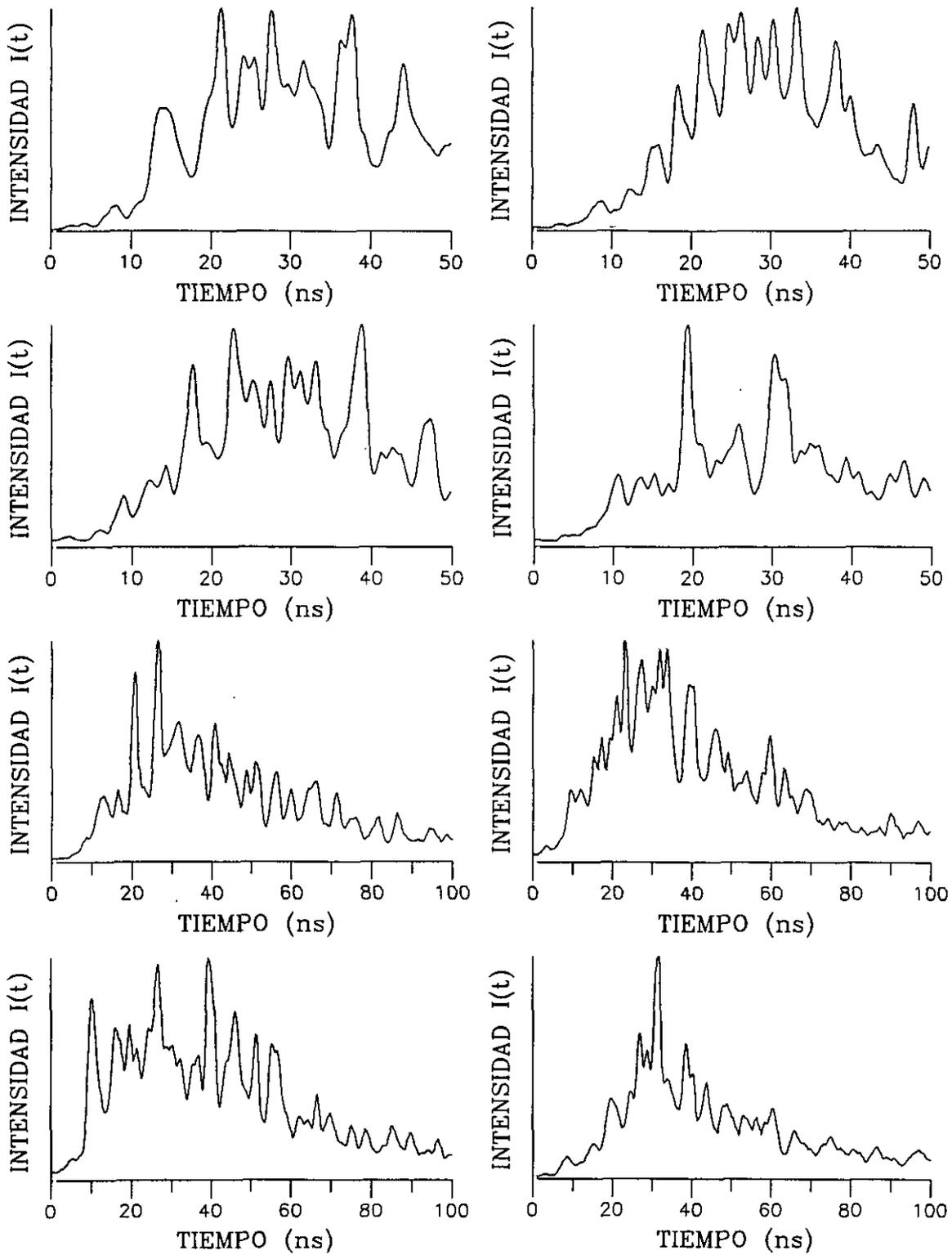


FIGURA (4.15). Evolución temporal de varios pulsos desde su inicio (pico de conmutación de ganancia) tomados con dos longitudes de registro distintas: 50 y 100 ns. En este último caso se puede apreciar el comienzo de la cola cuasiestacionaria de transferencia colisional. Cada pulso corresponde a un disparo diferente del láser en las mismas condiciones de funcionamiento. Régimen multimodo transversal sin diafragma intracavidad. Unidades arbitrarias en ordenadas.

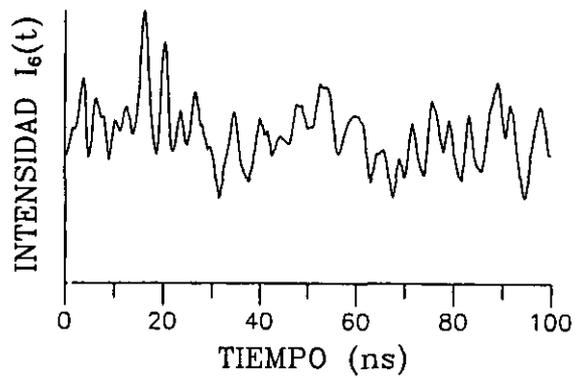
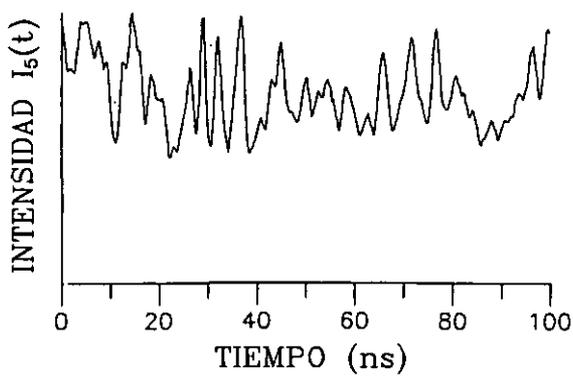
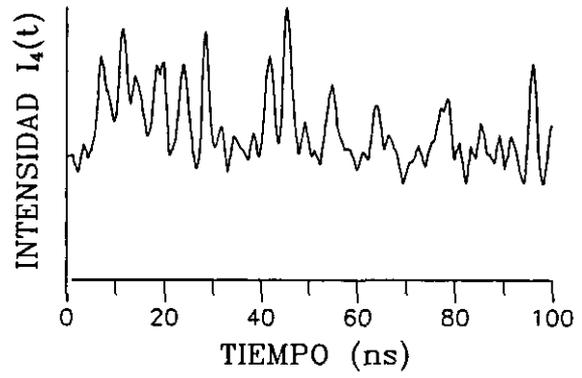
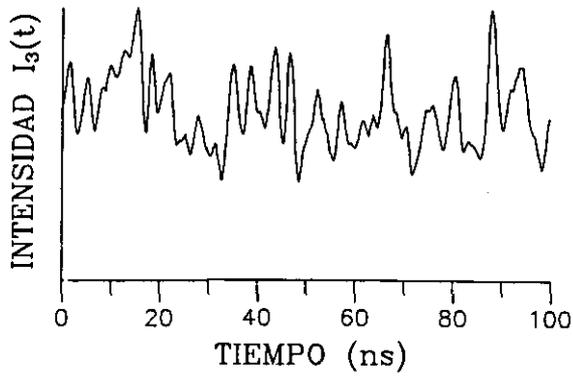
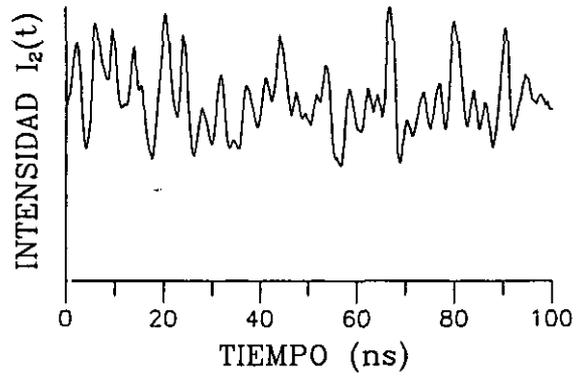
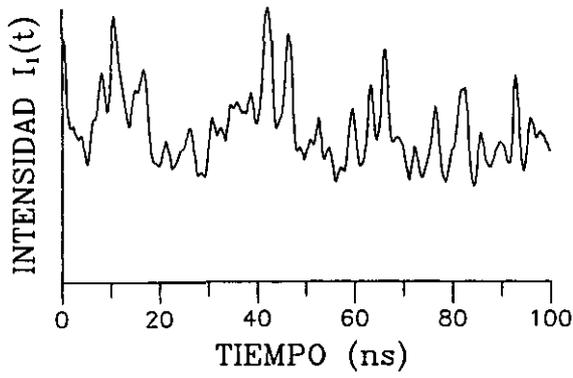


FIGURA (4.16). Registros experimentales de la evolución temporal de la intensidad  $I(t)$  en la cola cuasiestacionaria de transferencia colisional para varios pulsos correspondientes a disparos diferentes del láser en las mismas condiciones de funcionamiento. Régimen de funcionamiento del láser: multimodo transversal sin diafragma intracavidad. Unidades arbitrarias en ordenadas.

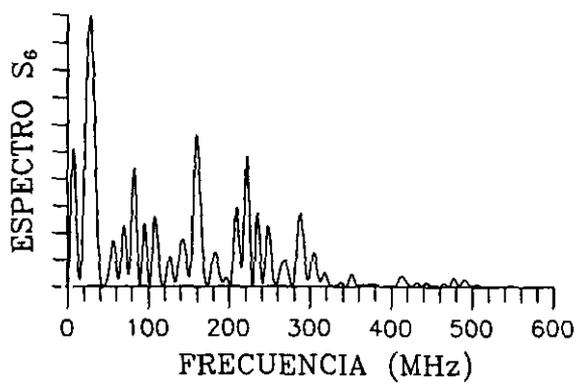
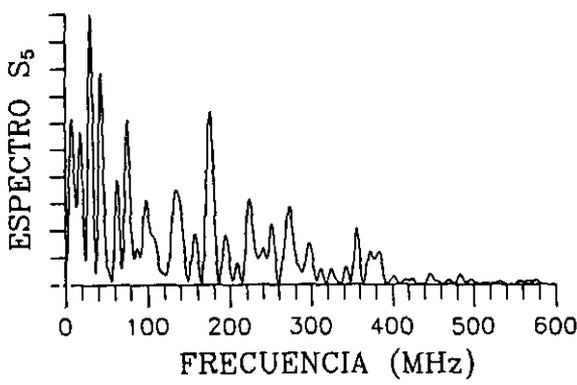
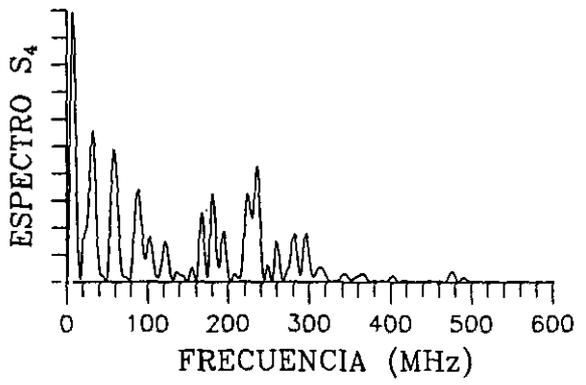
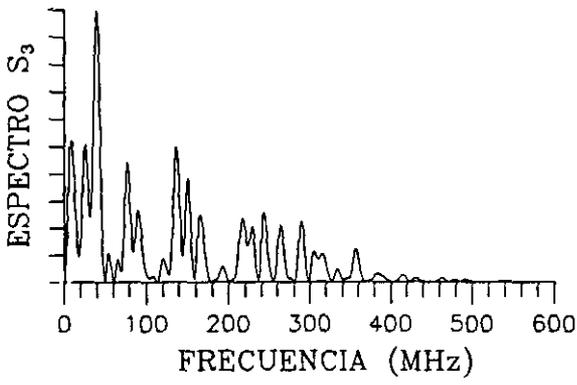
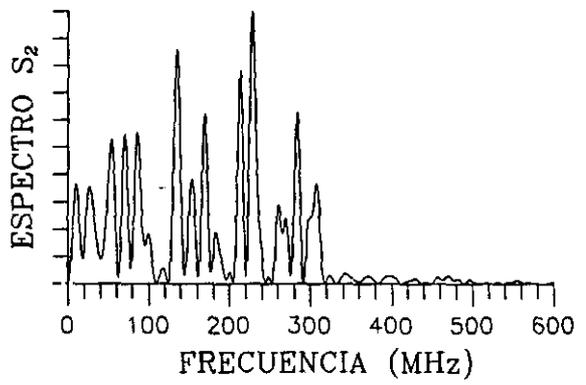
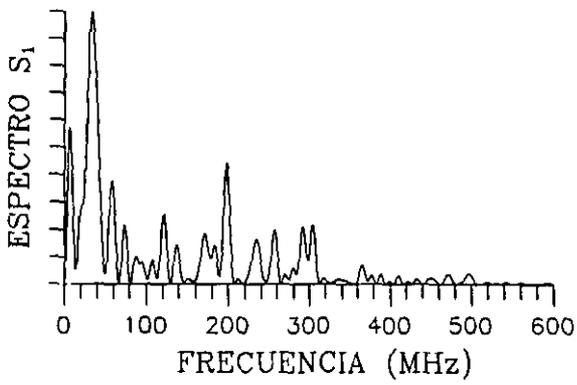


FIGURA (4.17). Espectros de Fourier de los pulsos de la figura (4.16).

espectros tienen una naturaleza de banda ancha con gran número de frecuencias significativas, típica de las señales irregulares. Al contrario que en los regímenes periódico (monomodo  $TEM_{00}$ ) y cuasiperiódicos estudiados previamente, en los que todos los pulsos mostraban las mismas frecuencias en sus espectros (cambia únicamente la amplitud relativa de las mismas), los espectros de los pulsos (figura (4.17)) en general no presentan coincidencia en la frecuencia de los picos significativos. Como consecuencia de ello el espectro de Fourier promedio resultante (se promedian los cuarenta espectros individuales) presenta una naturaleza continua y de banda ancha (figura (4.18)). Este tipo de espectros es característico de todos los sistemas caóticos (además de la componente de banda ancha, es bastante común en los espectros caóticos el que contengan varios picos que indican las frecuencias predominantes en la solución [57,58,59]) y contrasta bastante con los espectros típicos de señales periódicas y cuasiperiódicas (figuras (4.6) y (4.13)) compuestos por frecuencias discretas.

Las funciones de autocorrelación de los pulsos están representadas en la figura (4.19). Los pulsos muestran una correlación muy baja para desplazamientos temporales relativos de las señales distintos de cero. Este es el comportamiento típico para oscilaciones de carácter irregular o caótico y difiere drásticamente del que se observa con señales periódicas, las cuales mantienen la correlación para todo tiempo (figura (4.7)). La complejidad de los atractores (figura (4.20)) refleja igualmente el carácter irregular de la dinámica.

Se ha investigado la posibilidad de cambiar las características de las fluctuaciones variando algunos de los parámetros de nuestro sistema. Se ha cambiado la longitud de la cavidad ( $L = 90, 100$  y  $115$  cm), así como la composición de la mezcla de gases y la reflectividad del espejo de salida ( $R_{sal} = 60\%$  y  $30\%$ ). En todos los casos el resultado es que las fluctuaciones locales mostraron espectros de

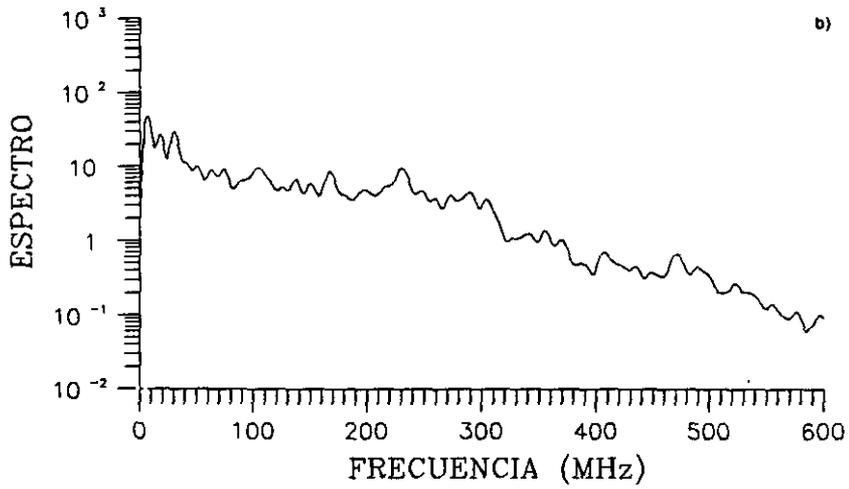
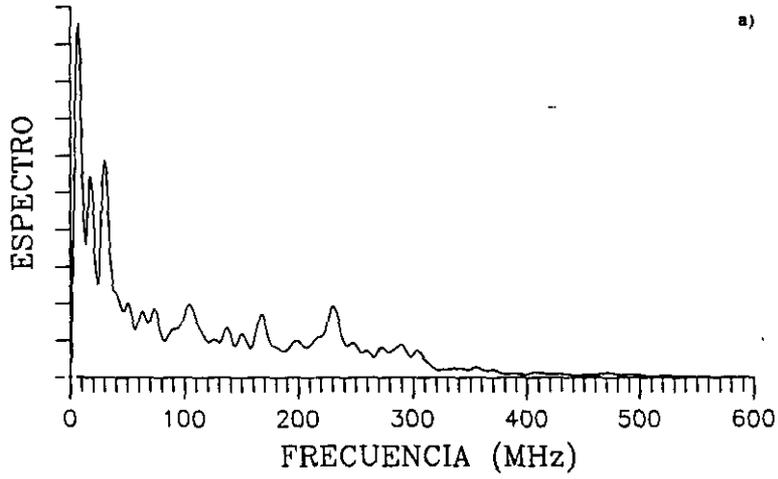


FIGURA (4.18). Espectro promedio con escala vertical lineal (a) y logarítmica (b). Régimen multimodo transversal sin diafragma intracavidad. intervalo de frecuencias: 0-600 MHz. Unidades arbitrarias en ordenadas.

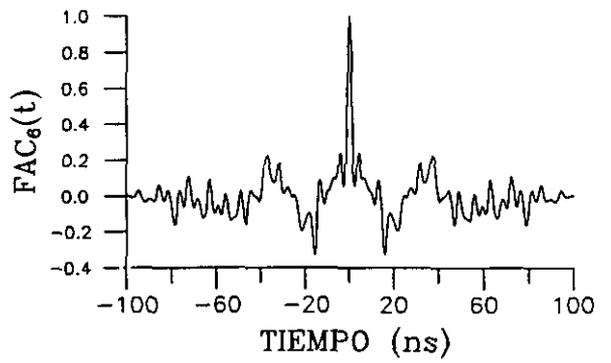
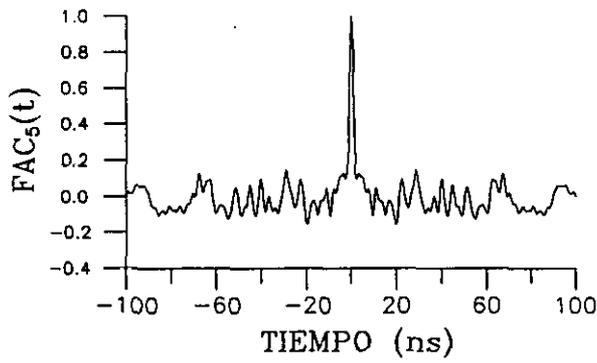
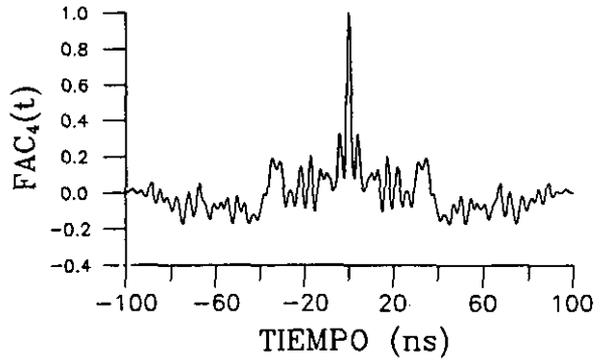
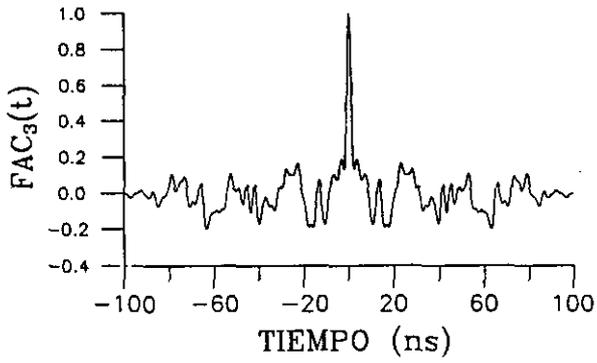
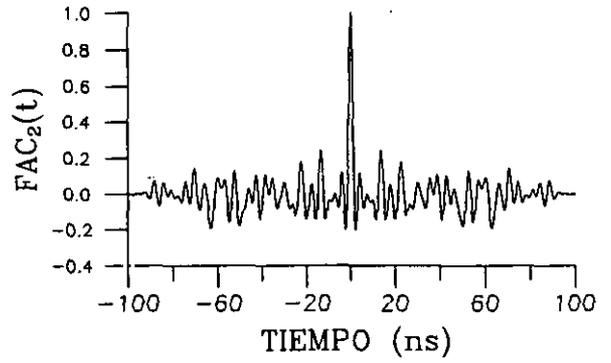
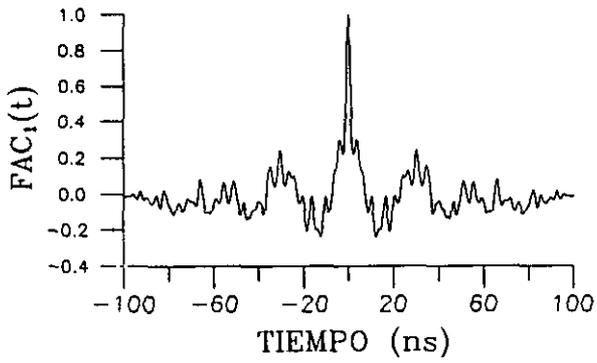


FIGURA (4.19). Funciones de autocorrelación (FAC) de los pulsos de la figura (4.16).

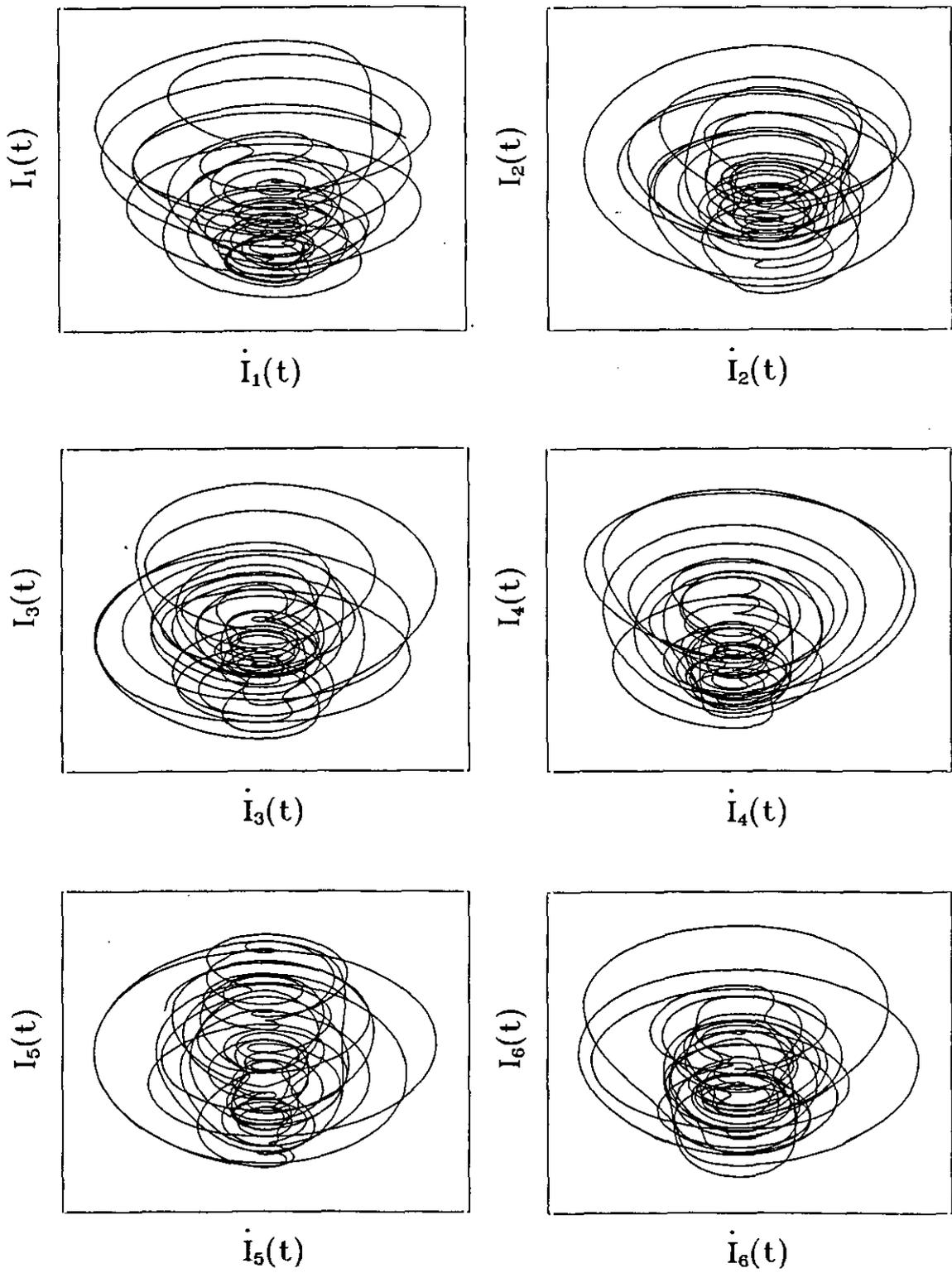


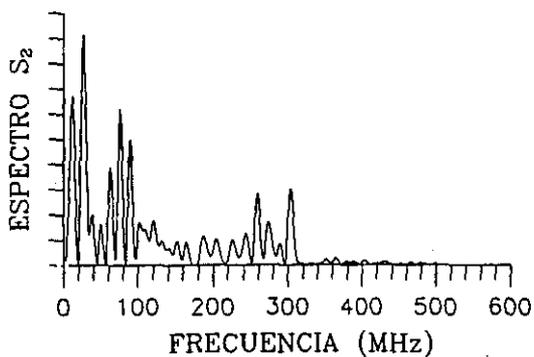
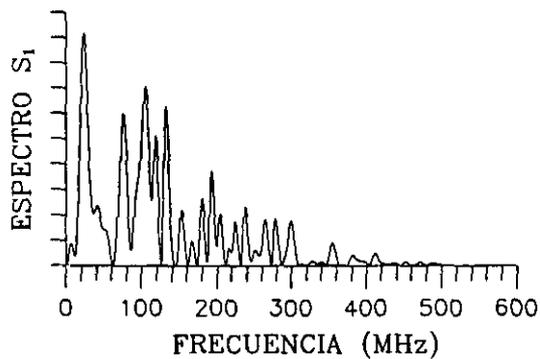
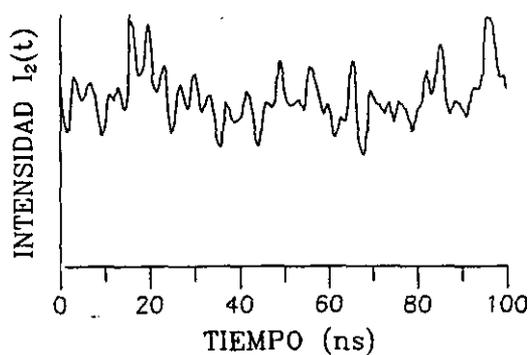
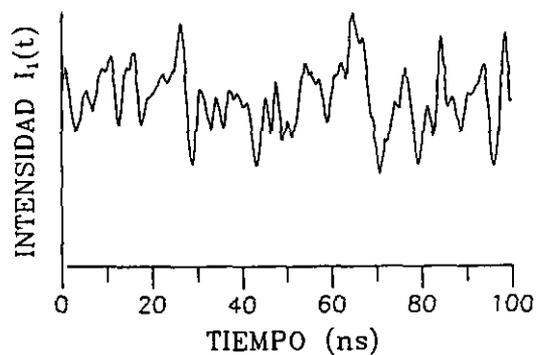
FIGURA (4.20). Movimiento en el espacio de fases de los pulsos de la figura (4.16).

Fourier promedio (sobre 40 pulsos) similares, lo cual implica que la naturaleza de estas fluctuaciones no es afectada básicamente por ninguno de estos factores.

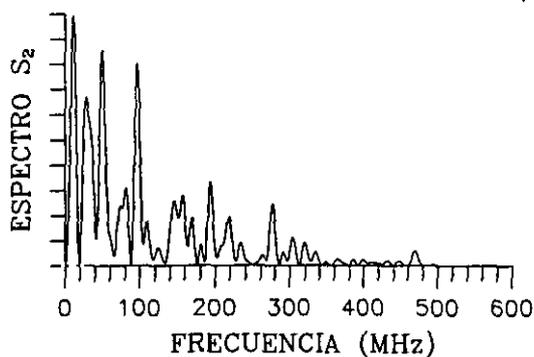
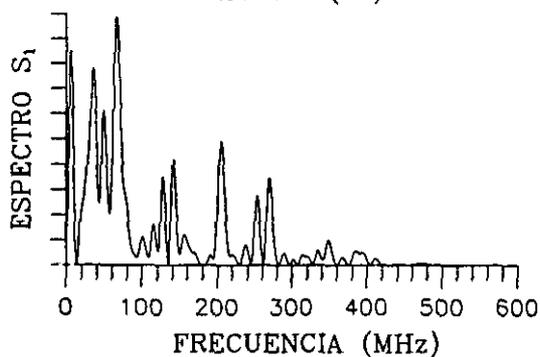
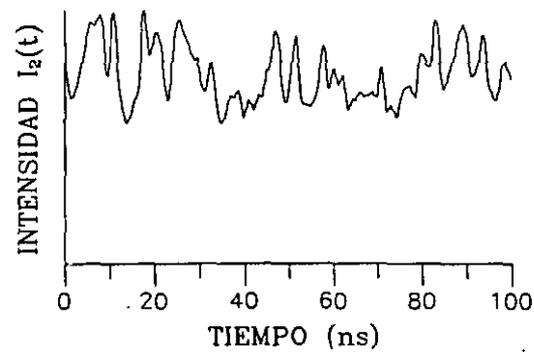
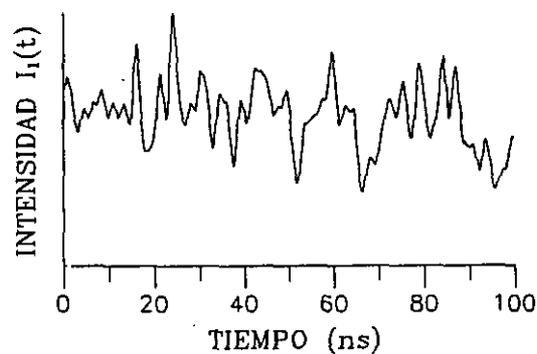
#### 4.6.3 Experimento de correlación cruzada.

Para determinar el grado de correlación espacial entre dos puntos de la sección transversal del haz láser, se ha medido a partir de un mismo instante la evolución temporal de la intensidad en cada uno de los dos puntos. Las áreas detectadas ( $3 \text{ mm}^2$  en ambos puntos) tienen una separación de 6 mm. Se encuentran situados simétricamente respecto del centro de la sección transversal del haz del láser y alineados perpendicularmente al campo eléctrico de la descarga. Para la realización de este experimento fue necesario el empleo de dos detectores y dos digitalizadores de transitorios, pues las dos señales se adquieren simultáneamente.

En la figura (4.21) se recogen varias parejas de estas señales tomadas en la cola de transferencia colisional. Junto a ellas se muestran los espectros de Fourier de cada oscilación. Una simple comparación de la evolución temporal simultánea de la intensidad del láser en los dos puntos de su perfil transversal, permite adelantar la existencia de una baja correlación entre ambas oscilaciones. Este hecho tiene el reflejo en sus espectros de Fourier, los cuales muestran una composición espectral muy diferente. Las frecuencias significativas en uno de los puntos del láser no coinciden en general con las que dominan el espectro de la oscilación en el otro punto. Esta falta de correlación resulta igualmente evidente tras la comparación de las autocorrelaciones de las dos señales con su correlación cruzada (ésta última se normaliza a la media geométrica de las autocorrelaciones en tiempo de retardo nulo (figura (4.22))). La correlación cruzada entre las dos señales es siempre significativamente más baja que cualquiera de las dos



a)



b)

FIGURA (4.21). Registros sincronizados de intensidad en dos puntos distintos de la sección transversal del haz láser y sus correspondientes espectros de frecuencias. a) y b) corresponden a dos disparos del láser en las mismas condiciones de funcionamiento. Régimen multimodo transversal sin diafragma intracavidad. Unidades arbitrarias en ordenadas.

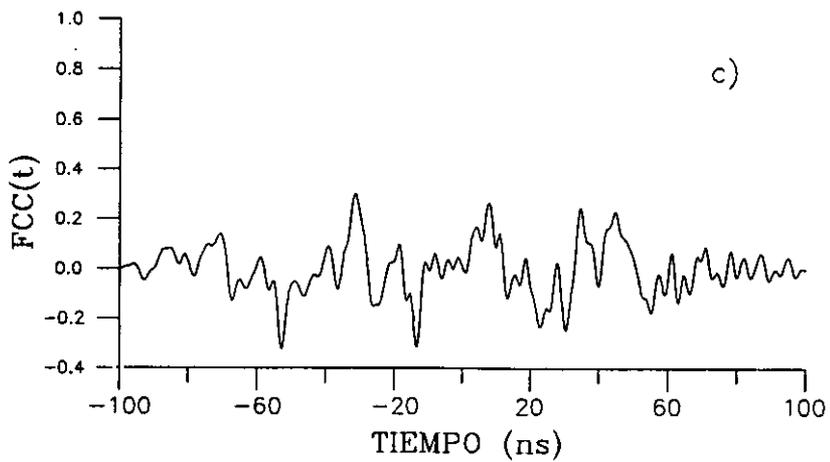
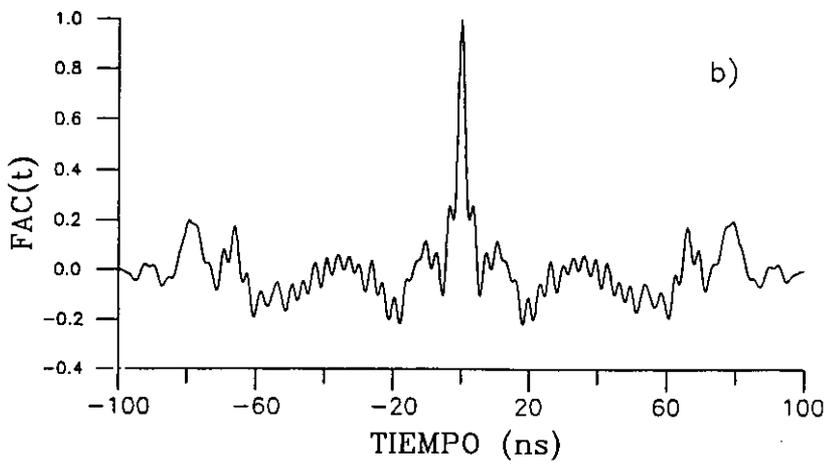
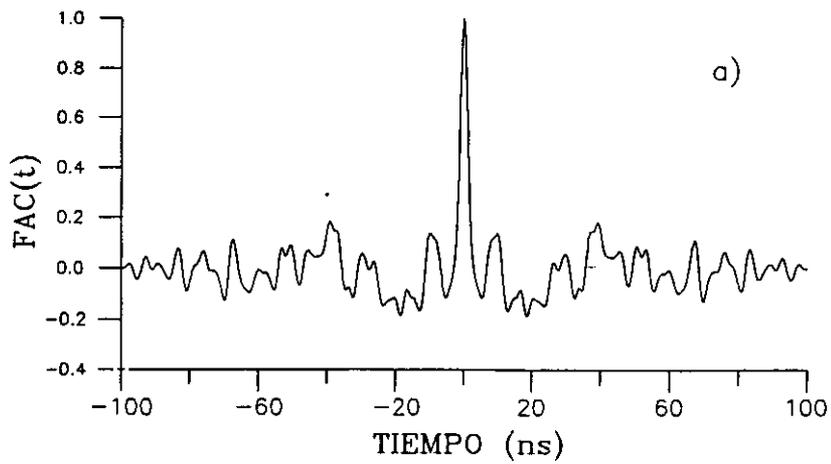


FIGURA (4.22). a), b) Funciones de autocorrelación calculadas a partir de las señales de intensidad de la figura (4.21a). c) Función de correlación cruzada de dichas señales normalizada a la media geométrica de los valores de las dos autocorrelaciones a tiempo cero.

autocorrelaciones alrededor de tiempo de retardo nulo. Resultados similares se han obtenido para otras parejas de puntos escogidas al azar en el perfil transversal del haz láser.

Estos resultados ponen de manifiesto la existencia de una dinámica espacio-temporal compleja asociada a las fluctuaciones locales irregulares encontradas. Nuestras observaciones no pueden ser explicadas en términos de una superposición de modos transversales cuyas fases relativas se mantengan constantes en el tiempo. Si este fuera el caso, su acoplo daría lugar a un batido regular de tal forma que señales en puntos diferentes del perfil transversal del láser mostrarían alta correlación y sus espectros de Fourier tendrían coincidencias en sus frecuencias. Las fluctuaciones caóticas que se observan parecen indicar que la fase relativa entre modos transversales fluctúa en el tiempo (se ha perdido el acoplo en fase) y que lo hace de diferente manera en cada punto de la sección transversal del láser, dando lugar al batido irregular sin correlación espacial de la intensidad del láser.

#### 4.6.4 Carácter local de las fluctuaciones.

En todos los experimentos que se han discutido en el presente capítulo hasta este apartado, el área de la sección transversal del láser que se introduce en el detector era de  $3 \text{ mm}^2$ . Tal y como se dijo en la introducción esto quiere decir que se ha realizado un estudio de la dinámica local del láser, pues el área de detección es muy inferior al área total de la sección del haz. El objetivo ahora es describir la influencia en la modulación irregular observada al ir aumentando sucesivamente el área que se detecta.

La combinación de un diafragma externo a la cavidad, atenuadores y una lente de ZnSe nos permite enfocar sobre el detector áreas diferentes del haz láser (el diafragma está centrado respecto del haz

y su apertura es variable). Se ha medido la evolución temporal de la intensidad en el pico de conmutación de ganancia en función del área transversal detectada por el detector de arrastre de fotones (figura (4.23)). Los correspondientes espectros de Fourier promedio se muestran en la figura (4.24) (se promedian los espectros de cuarenta señales en cada una de las condiciones). Los espectros de potencia dan directamente una medida de la amplitud relativa de la modulación frente a la componente de evolución lenta (sección (4.2)). Las ordenadas de dichos espectros están en unidades arbitrarias pero, por ser las mismas para todos ellos, son comparables entre sí.

Las dos figuras reflejan claramente que la amplitud de las fluctuaciones decrece gradualmente al aumentar el área detectada del láser. Cuando dicha área  $A$  es mayor o igual que  $40 \text{ mm}^2$  aparecen superpuestos a la componente continua de los espectros, los armónicos característicos del batido de modos longitudinales. Finalmente, cuando se introduce todo el área de la sección transversal del láser ( $A \approx 500 \text{ mm}^2$ ) las fluctuaciones irregulares desaparecen por completo, quedando sólo un batido de modos axiales. Así pues, la observación de las fluctuaciones irregulares en máxima amplitud requiere la detección de áreas muy inferiores al área total del haz del láser (carácter local de las fluctuaciones). La sucesiva supresión de las fluctuaciones irregulares al ir aumentando el área detectada es razonable como consecuencia de la baja correlación espacial que presentan dos puntos cualesquiera del perfil del láser (sección (4.6.3)). Su desaparición total cuando se introduce todo el área tiene una causa adicional relacionada con la ortogonalidad de los modos transversales (si el detector recoge toda la sección transversal de dichos modos, cualquier batido (regular o irregular) entre modos con diferente índice transversal tiene amplitud nula debido a su ortogonalidad (sección (1.5.2))). El batido longitudinal global (de todo el haz del láser) que queda, corresponde al acoplo en fase de modos con igual estructura transversal y diferente índice axial.

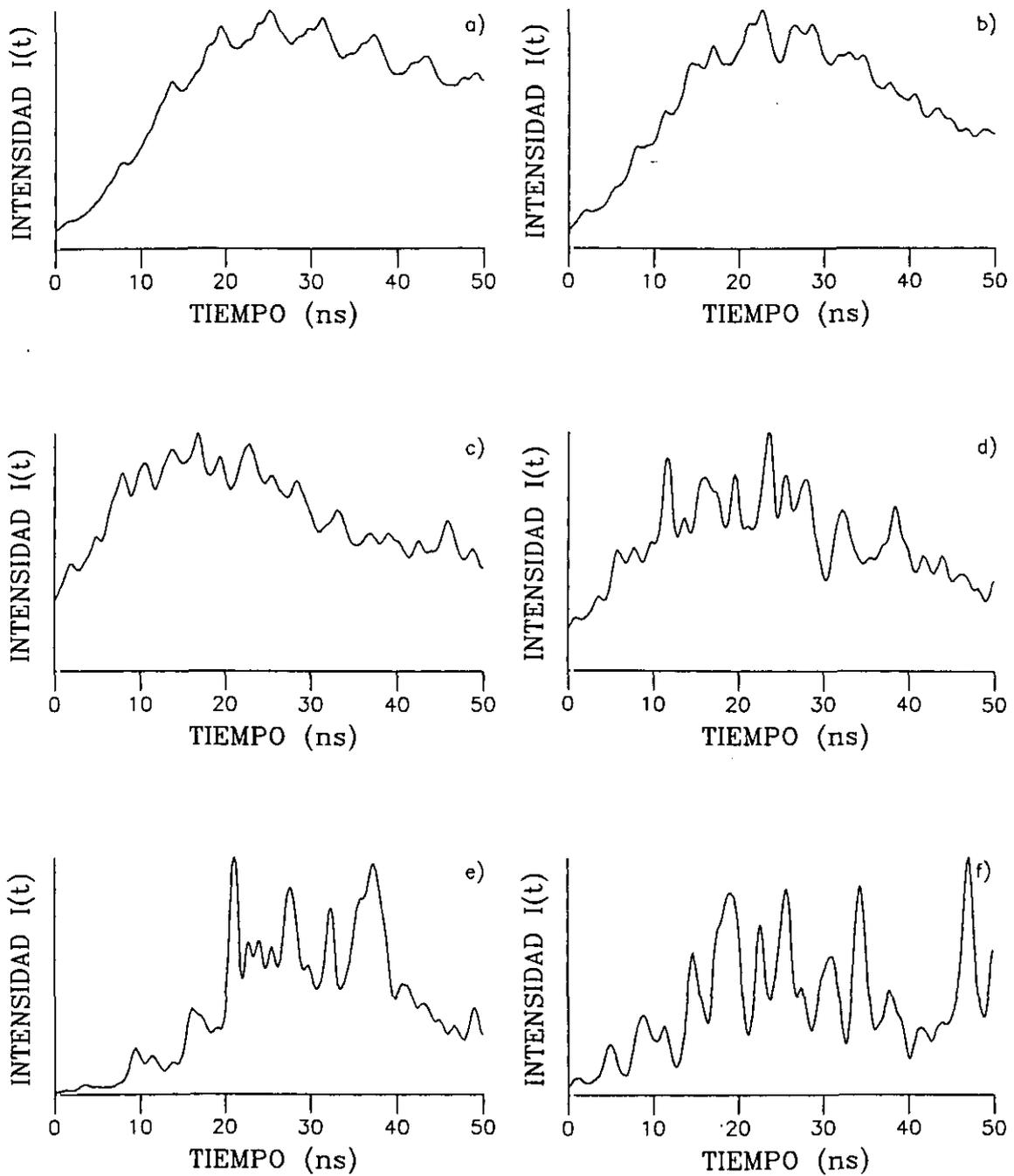


FIGURA (4.23). Evolución temporal del pulso láser para áreas detectadas diferentes de la sección transversal del haz. Desde a) hasta f), 500, 144, 42, 9, 2 y 0.6 mm<sup>2</sup>.

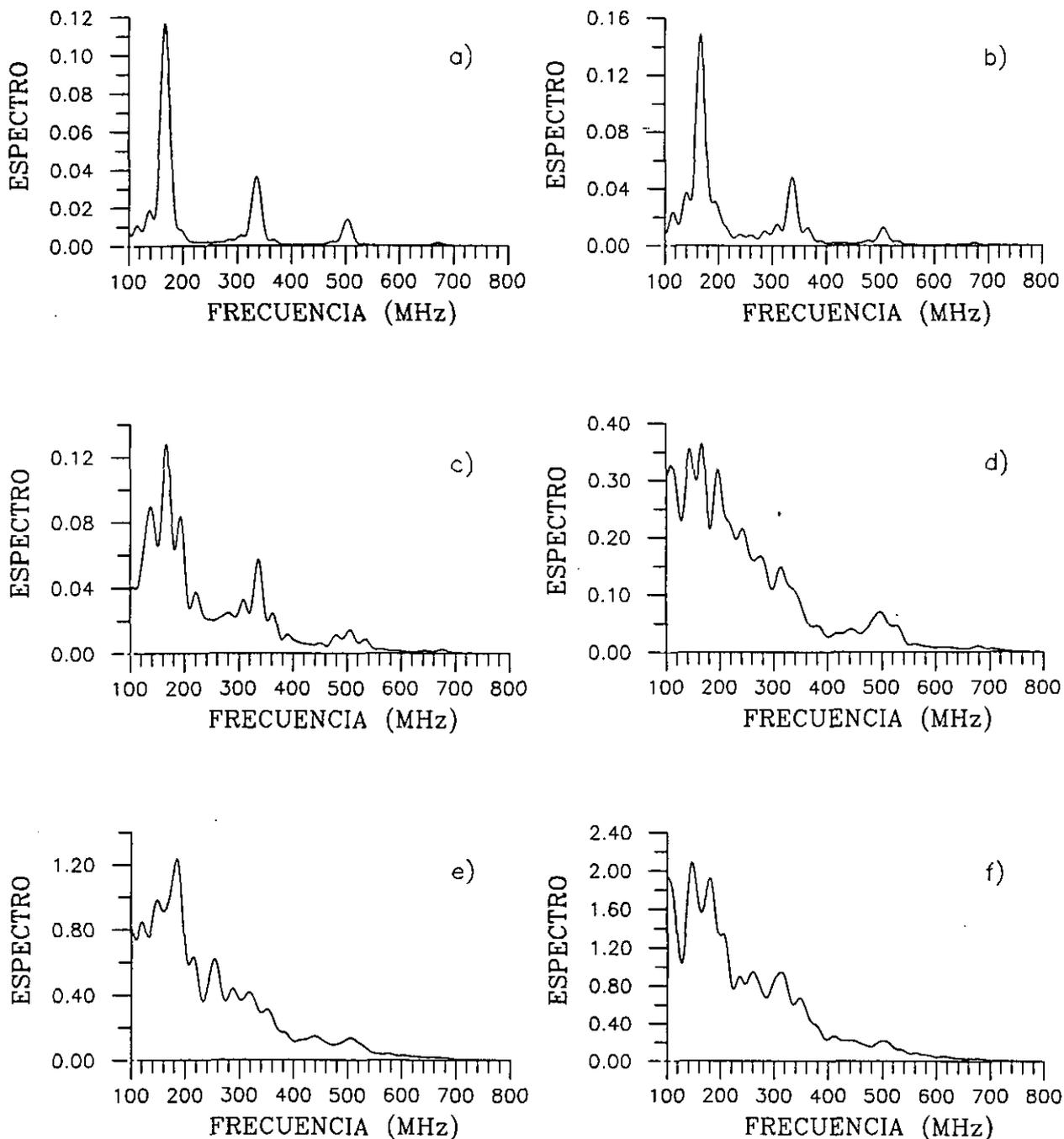


FIGURA (4.24). Espectros de Fourier promediados para diferentes áreas detectadas de la sección transversal del haz láser. Desde a) hasta f), 500, 144, 42, 9, 2 y 0.6 mm<sup>2</sup>. Rango de frecuencias: 100–800 MHz. Unidades arbitrarias en ordenadas pero comparables entre sí para las seis áreas.

El conjunto de resultados experimentales descritos en este capítulo permite argumentar que en el régimen de funcionamiento del láser sin selección de modos (sin diafragma intracavidad), la presencia de un número suficientemente alto de modos transversales hace que la dinámica multimodo del láser no produzca acoplamiento en fase de los modos con diferente estructura transversal (la fase relativa  $\Phi(x,y,t)$  fluctua irregularmente en el tiempo y en el espacio), resultando un comportamiento espacio-temporal complejo de la intensidad  $I(x,y,t)$  del láser (batido irregular). Sin embargo, para los modos con misma estructura transversal y diferente índice axial, la dinámica produce su acoplo en fase dando lugar a una dinámica regular o periódica (batido global de modos longitudinales).

## CAPITULO 5

### ESTUDIO Y DESARROLLO DE UN LASER TE DE N<sub>2</sub>.

---

#### 5.1. INTRODUCCION.

Utilizando el mismo circuito de excitación del láser TEA de CO<sub>2</sub> y con ligeras modificaciones del dispositivo (espejos y electrodos) se ha conseguido que el sistema funcione como un láser TE (excitación transversal) de N<sub>2</sub> de alta energía y potencia. De esta forma se dispone de un láser multigas capaz de emitir con altos valores de intensidad en diferentes longitudes de onda [2]. En particular, nuestro sistema funcionando con N<sub>2</sub> puro emite con alta potencia y simultáneamente en el primero (emisión infrarroja (IR) en varias líneas entre 748 y 1498 nm) y segundo (emisión ultravioleta (UV) en 337 nm) sistemas positivos de la molécula de N<sub>2</sub>. La alta potencia y energía del pulso ultravioleta convierte al láser en un útil dispositivo para el bombeo de láseres de colorantes. Aunque esta es la principal aplicación del láser de N<sub>2</sub> también tiene utilidad en estudios y medidas de fluorescencia.

En este capítulo se recogen las investigaciones que han permitido establecer las pautas que se deben seguir para la optimización del láser de N<sub>2</sub>. En el conocimiento cabal de estos aspectos se asienta el haber obtenido valores de la energía del láser muy altos (por encima

de los valores aparecidos hasta el momento en la literatura). Al final del capítulo se analizan las diferencias fundamentales entre los dos tipos de láseres ( $\text{CO}_2$  TEA y  $\text{N}_2$  TE) que constituyen el sistema láser multigas construido.

## 5.2. OPERACION DEL LASER DE $\text{N}_2$ .

### 5.2.1 Dispositivo experimental.

El circuito de excitación eléctrica es el mismo de transferencia de carga que se ha empleado para el bombeo del láser TEA de  $\text{CO}_2$  y que fue descrito en el capítulo 3 (figuras (3.1) y (3.2)). En el presente caso la capacidad del condensador de almacenamiento de energía se ha mantenido fija ( $C_s = 200 \text{ nF}$ ), mientras que la capacidad del condensador de acoplo directo  $C_p$  ha sido uno de los parámetros que se han variado para optimizar la energía de salida del láser. Las modificaciones que se deben introducir en el dispositivo láser TEA  $\text{CO}_2$  para que funcione como láser de  $\text{N}_2$  conciernen únicamente a la óptica del sistema (espejos) y a la forma y configuración de los electrodos de la descarga.

El resonador óptico empleado consta de dos espejos planos. El de reflexión total es de aluminio, mientras que el espejo de salida es una ventana de cuarzo de reflectividad  $R \approx 10 \%$ . La geometría de los electrodos del láser de  $\text{N}_2$  se muestra en la figura (5.1). El ánodo presenta una geometría cilíndrica con un radio de curvatura de 0.5 cm, y el cátodo es de forma plana. Este tipo de configuración de electrodos tiene una gran ventaja como consecuencia de que su alineación, respecto del eje ortogonal al electrodo plano, no es crítica. Una geometría muy usual en este tipo de láseres basada en dos electrodos cilíndricos es, sin embargo, mucho más crítica, pues el

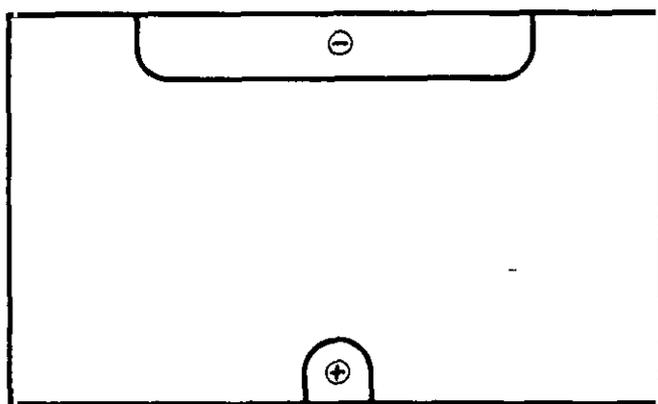


FIGURA (5.1). Sección transversal de la cámara de descarga del láser de  $N_2$  (electrodo cilíndrico frente a plano sin empleo de preionización).

desarrollo por igual de la descarga en toda la longitud de los electrodos requiere un perfecto alineamiento de los dos ejes de los cilindros para evitar no uniformidades en el campo eléctrico. La distancia entre el electrodo cilíndrico y el electrodo plano ha sido otro de los parámetros utilizados para la optimización del láser.

La excitación, como en el caso del láser de  $CO_2$ , es también transversal, es decir, el campo eléctrico de la descarga es perpendicular a la dirección de amplificación. Sin embargo, en el caso del  $N_2$  la presión de trabajo del gas (el medio activo está constituido únicamente por  $N_2$ ) es inferior a la presión atmosférica. El rango típico de presiones que se ha manejado es 20-100 torr, por lo cual es necesario incorporar al dispositivo una bomba para hacer vacío dentro de la cámara de descarga.

No se ha empleado medio alguno de preionización en el láser de  $N_2$  (figura (5.1)). La ausencia de preionización, junto con el empleo de electrodos sin perfil de alta uniformidad de campo (los electrodos presentan gradientes de campo relativamente grandes), hace que la evolución de la descarga culmine con el desarrollo de varios arcos de alta conductividad (desarrollo inhomogéneo o modo arco). Sin embargo,

el hecho de trabajar a baja presión ( $P \approx 50$  torr) hace que la fase difusa o volumétrica con que se inicia el desarrollo de la descarga y que produce el bombeo del láser, dure lo suficiente ( $\approx 50$  ns) como para que en dicha etapa se produzca la emisión completa del pulso láser, puesto que dicha emisión tiene una duración de unas pocas decenas de nanosegundos y se produce prácticamente de manera simultánea con el bombeo que produce el plasma electrónico de la descarga difusa generada (capítulo 1). Esta es la razón fundamental por la que los láseres de  $N_2$  pueden operar sin la necesidad de preionizar el volumen entre electrodos.

La detección por separado de la emisión ultravioleta e infrarroja ha requerido el empleo de varios detectores diferentes y un filtro. El empleo de dicho filtro permite aislar la emisión infrarroja (absorbe la componente ultravioleta). La evolución temporal del pulso del láser incluyendo ambas emisiones se mide con un fotodiodo de silicio (tiempo de subida inferior a 1 ns), mientras que la forma temporal de sólo el pulso ultravioleta se mide con una fotocélula, pues este detector no es sensible en longitudes de onda infrarrojas (tiempo de subida inferior a 0.1 ns). Las medidas de energía del láser se han realizado con una termopila cuya calibración tiene una precisión del 10 %.

### 5.2.2 Emisión ultravioleta e infrarroja del láser de $N_2$ .

La emisión ultravioleta del láser de  $N_2$  puede operar en modo superradiante, es decir, sin cavidad resonante, aunque la energía y potencia pico del pulso láser puede ser aumentada considerablemente empleando una cavidad óptica simple formada por dos espejos planos (uno trasero de reflexión total y uno de salida con una reflectividad  $\approx 10$  %). Precisamente este detalle ha sido estudiado con cierto detalle. La figura (5.2) muestra la forma del pulso ultravioleta en tres condiciones diferentes: a) emisión sin resonador, b) emisión con resonador, pero con el espejo de salida (ventana de cuarzo)

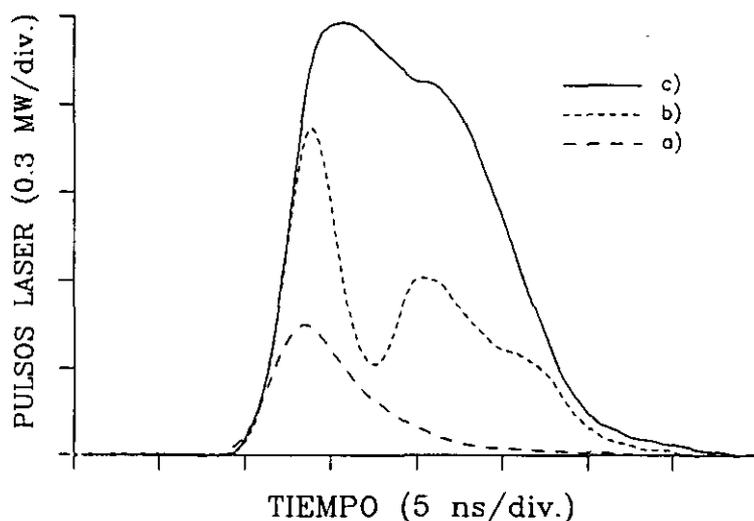


FIGURA (5.2). Influencia del resonador y su alineamiento en el pulso láser UV. a) emisión sin resonador, b) espejo de salida del resonador desalineado dos grados, c) resonador alineado.  $d=4$  cm,  $C_p=40$  nF,  $P=60$  torr.

desalineado dos grados y c) emisión con el resonador perfectamente alineado. Se puede apreciar claramente que sin resonador la energía del pulso es unas ocho veces inferior y que la potencia pico se reduce aproximadamente un factor cuatro. Queda claro también que una buena alineación es necesaria para optimizar la energía de salida, aunque, debido a la alta ganancia de la emisión ultravioleta, este aspecto no es muy crítico, como lo prueba el que un desalineamiento relativamente grande ( $\approx 2^\circ$ ) reduzca la energía de salida en algo menos de la mitad.

El pulso de la figura (5.2c) se ha obtenido con los siguientes valores de los parámetros fundamentales del láser: capacidad del condensador de acoplo directo  $C_p = 40$  nF, distancia entre electrodos  $d = 4$  cm y presión del  $N_2$  en la cámara de descarga  $P = 60$  torr. En estas condiciones el láser emite la máxima energía y potencia pico del pulso ultravioleta. Los valores alcanzados son: energía = 20.5 mJ y potencia pico = 1.5 MW. Este valor de la energía es el más alto de la literatura para láseres de  $N_2$  puro (sin aditivos de ningún tipo) bombeados por descargas automantenidas [28,60,61]. Estos niveles de

energía y potencia, junto con la gran anchura de pulso ( $\approx 15$  ns), lo convierte en un sistema muy apropiado para el bombeo de láseres de colorantes. La eficiencia que se ha conseguido es de  $\approx 0.1$  % que es típica de esta clase de láseres.

En la figura (5.3) se reproduce una fotografía de la fluorescencia inducida por la emisión ultravioleta en papel blanco. La calidad del haz es buena y tiene una sección transversal en campo próximo de aproximadamente  $40 \times 10 \text{ mm}^2$ . Se puede observar también que el haz es ligeramente más estrecho en las proximidades del ánodo (electrodo cilíndrico). Esto es razonable, pues en dicho electrodo el gradiente del campo eléctrico de la descarga es mayor.



FIGURA (5.3). Fotografía de la fluorescencia inducida por la emisión UV del láser de  $N_2$  en papel blanco.

Con el resonador bien alineado se ha podido observar que el láser de  $N_2$  emite, además del pulso ultravioleta, un intenso pulso infrarrojo correspondiente a la transición del primer sistema positivo de la molécula de  $N_2$  (figura (5.4)). La figura (5.4a) (registrada con un fotodiodo de silicio sensible a las dos componentes, IR y UV) muestra claramente que la emisión infrarroja es posterior a la emisión ultravioleta. Por otro lado, la emisión infrarroja (en contraposición con la ultravioleta) es muy sensible a ligeros desalineamientos, los cuales producen drásticas caídas en la energía. Es decir, la componente infrarroja no puede oscilar en modo superradiante (sin cavidad resonante). Este hecho, junto con la aparición de la emisión IR posterior a la UV, son esencialmente debidos a que la ganancia del

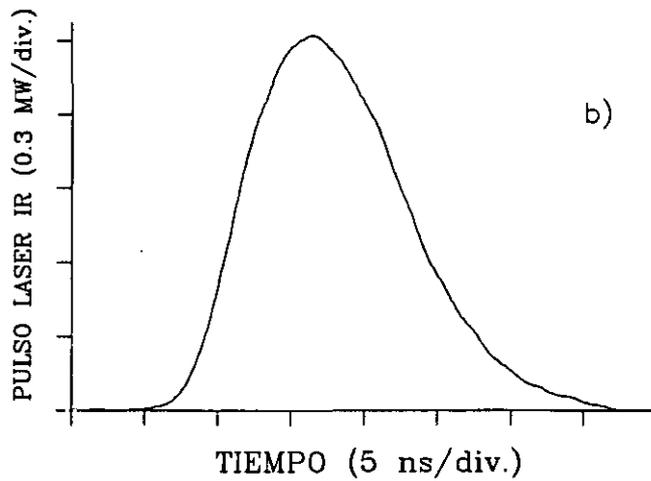
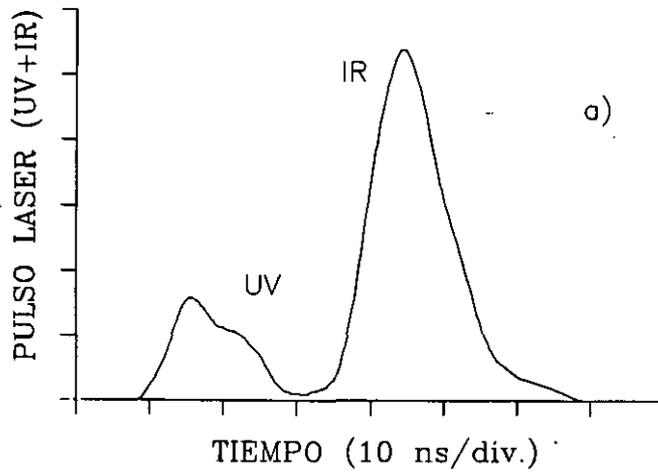


FIGURA (5.4). a) Evolución temporal del pulso del láser de  $N_2$  en la que se puede apreciar las componentes UV e IR y su retardo relativo.  $d=4$  cm,  $C_p=20$  nF,  $P=60$  torr. b) Forma temporal y potencia del pulso infrarrojo.  $d=4$  cm,  $C_p=40$  nF,  $P=60$  torr.

primero es significativamente inferior a la del segundo. La razón de ello es que el tiempo de vida radiativo del nivel superior láser en la transición infrarroja ( $T_{\text{rad}}(\text{IR}) \approx 10 \mu\text{s}$ ) es mucho mayor que el correspondiente para la transición ultravioleta ( $T_{\text{rad}}(\text{UV}) \approx 40 \text{ ns}$ ). La figura (5.4b) muestra sólo el pulso infrarrojo para las condiciones óptimas de funcionamiento ( $C_p = 40 \text{ nF}$ ,  $d = 4 \text{ cm}$  y  $P = 60 \text{ torr}$ ). Su anchura es similar a la del pulso ultravioleta ( $\tau \approx 15 \text{ ns}$ ). La energía y potencia pico son, respectivamente,  $E = 5 \text{ mJ}$  y  $W = 0.4 \text{ MW}$ . Este nivel de potencia es cuatro veces superior al nivel máximo de potencia aparecido hasta ahora en la literatura [28]. Es posible que para algunos autores haya pasado desapercibida esta fuerte emisión infrarroja, por haber empleado detectores que no son sensibles en ese rango de longitudes de onda (las fotocélulas, por ejemplo) para la medición de la evolución temporal del pulso láser [6,60]. En estas situaciones, el empleo de termopilas (que detectan por igual ambas componentes IR y UV) para la medida de la energía conduce a sobreestimaciones de la energía de la emisión ultravioleta.

Se ha realizado un estudio espectroscópico de la emisión infrarroja con el sistema descrito en el capítulo 2 (Analizador Óptico Multicanal). Con ello se ha podido identificar las líneas que caen dentro del rango de sensibilidad del detector del OMA. En la figura (5.5) se despliega el espectro en el rango 700-900 nm (por encima de 900 nm la sensibilidad es demasiado baja). En dicho espectro se pueden identificar las diferentes líneas del primer sistema positivo de la molécula de  $\text{N}_2$  [24]. De esta forma se ha confirmado el origen de la emisión infrarroja del láser. En el rango detectado aparecen dos líneas claramente más intensas que el resto, que corresponden a las transiciones  $B(\nu'=2) \rightarrow A(\nu''=1)$  (870 nm) y  $B(\nu'=1) \rightarrow A(\nu''=0)$  (889 nm) en donde A y B designan los estados electrónicos y  $\nu'$ ,  $\nu''$  representan los diferentes estados vibracionales.

Dentro de esta sección describiremos por último brevemente la influencia de la presión del  $\text{N}_2$  dentro de la cámara de descarga en la

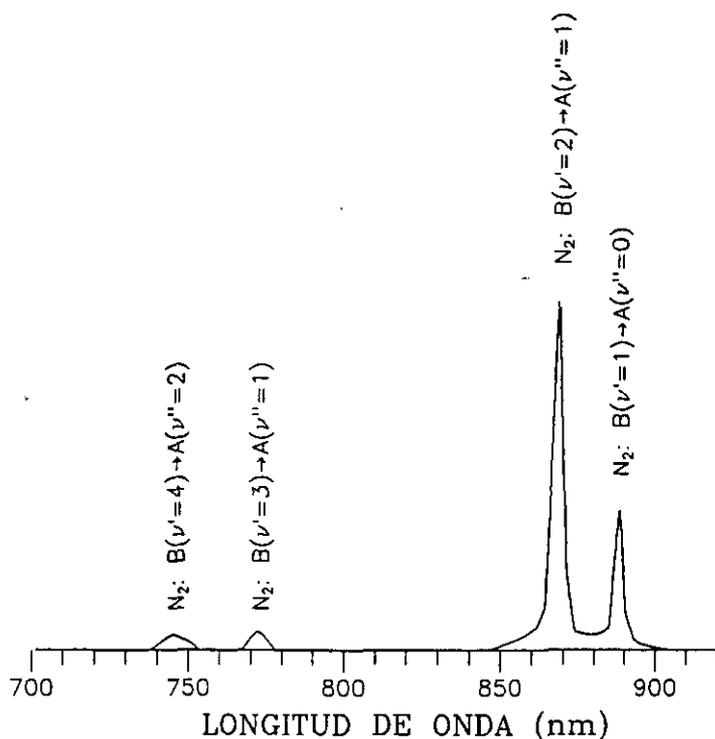


FIGURA (5.5). Espectro de emisión de la componente infrarroja del pulso del láser de  $N_2$  en el rango 700-900 nm.

energía de salida del láser. La figura (5.6) muestra la dependencia de la energía del pulso ultravioleta y de la del infrarrojo en función de la presión. El rango óptimo de presiones para ambas emisiones es 50-60 torr. Es interesante señalar que a presiones mayores la emisión en las dos bandas se deteriora, siendo especialmente acusado este efecto en la componente infrarroja. En general se puede afirmar que un aumento progresivo de la presión conduce a un sucesivo empeoramiento de la descarga, en el sentido de que va disminuyendo la duración de la fase inicial difusa o volumétrica de la descarga que bombea el láser (es decir, la duración de la etapa en la que el plasma tiene la densidad y temperatura electrónicas óptimas para el bombeo).

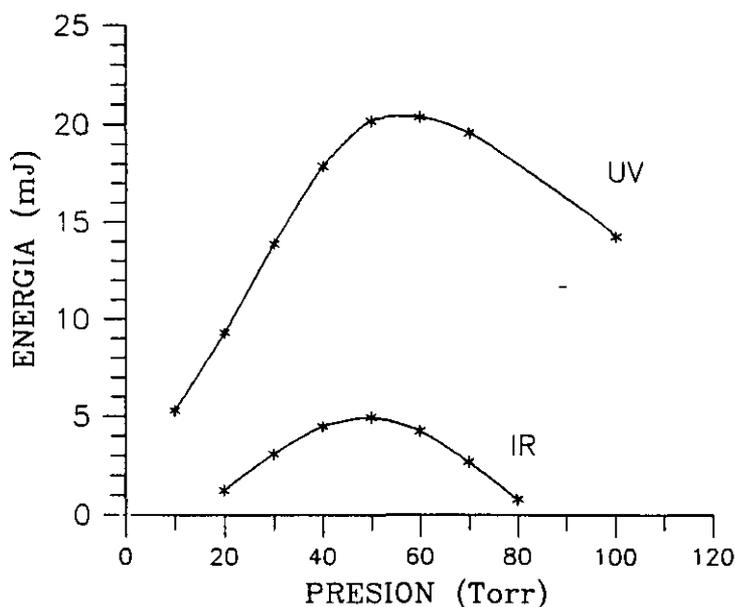


FIGURA (5.6). Energía de salida del pulso ultravioleta e infrarrojo en función de la presión de  $N_2$  dentro de la cámara de descarga.  $d=4$  cm,  $C_p=40$  nF.

### 5.2.3 Caracterización eléctrica y parámetros de optimización de la energía del láser.

El pulso láser ultravioleta y los resultados de las medidas eléctricas están resumidos en el conjunto de formas de onda que se muestran en la figura (5.7). Todas las sondas han sido acopladas al digitalizador de transitorios con los cables ajustados de tal forma que el tiempo de tránsito de las señales sea el mismo. Por tanto, los diferentes registros de la figura están sincronizados entre sí. Estas señales se tomaron con los siguientes valores de los parámetros fundamentales del láser:  $C_p = 40$  nF,  $d = 4$  cm y  $P = 60$  torr. Las figuras (5.7a,b) recogen, respectivamente, la corriente  $I_g(t)$  que suministra el condensador de almacén de energía  $C_g$  y el voltaje  $V(t)$  entre electrodos. Para un completo diagnóstico de la descarga que bombea el láser de  $N_2$ , la corriente  $I_p(t)$  que produce el condensador

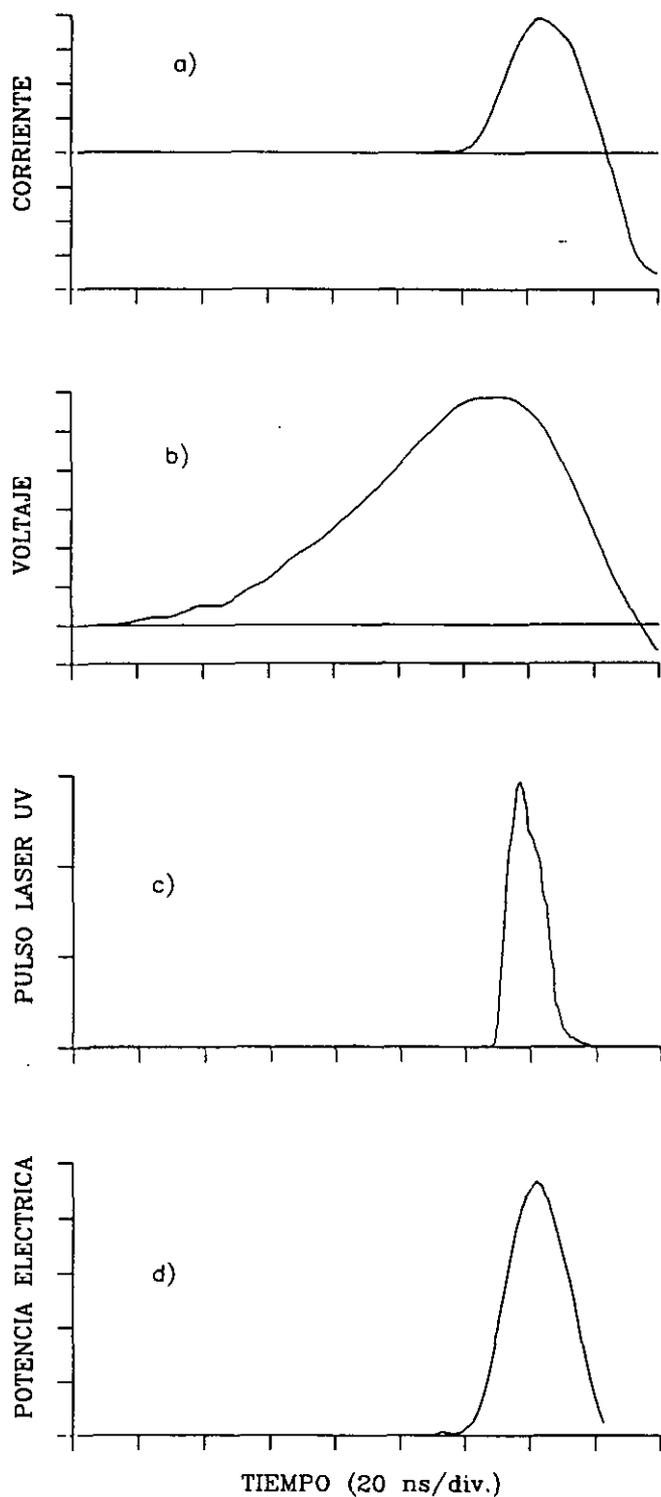


FIGURA (5.7). Correlación temporal de pulsos en el láser de  $N_2$ . a) Corriente de descarga del condensador de acoplo directo  $C_p$  (20 kA/div.), b) voltaje entre electrodos (5 kV/div.), c) pulso láser UV (0.5 MW/div.) y d) potencia eléctrica depositada en el plasma por el condensador  $C_p$  (unidades arbitrarias). Distancia entre electrodos  $d=4$  cm,  $C_p=40$  nF.

de acoplo directo  $C_p$  en su descarga sobre el plasma es de importancia fundamental (figura (5.7c)). Para la obtención de esta señal lo que realmente se ha medido es la caída de potencial que dicha corriente produce en un tramo, externo al plasma, del circuito de descarga de  $C_p$  (entre un electrodo y la placa más próxima del condensador  $C_p$  (figura (5.1))). La figura (5.7d) presenta la potencia eléctrica  $P(t) = V(t) \times I_p(t)$  depositada en el plasma por el condensador de acoplo directo en su rápida descarga sobre él. Finalmente, en la figura (5.7e) se muestra el pulso láser ultravioletar.

En el instante  $t_m$  que cesa el crecimiento del voltaje  $V(t)$  entre electrodos ( $dV/dt = 0$ ), la corriente  $I_s$  que circula en ese momento por el condensador  $C_s$  coincide con la que pasa por el plasma de la descarga (sección (3.1)). Esto permite hacer una estimación de la impedancia de la descarga en dicho instante:  $Z(t_m) = V(t_m)/I_s(t_m) \approx 30 \text{ kV}/10 \text{ kA} = 3 \Omega$  (figura (5.7)). Es a partir de entonces cuando se inicia la descarga del condensador de acoplo directo (surgimiento del pulso de corriente  $I_p(t)$  (figura (5.7c))) con la consiguiente caída brusca de la impedancia del plasma. Prácticamente desde los primeros instantes de la descarga de  $C_p$ , el valor de la resistencia del plasma cae por debajo de  $2Z_d$  ( $Z_d = (L_p/C_p)^{1/2}$  es la impedancia del circuito del condensador de acoplo directo que alimenta al plasma, siendo  $C_p$  su capacidad y  $L_p$  la inducción de dicho circuito), dando lugar al régimen oscilante que se observa en su corriente de descarga  $I_p(t)$  (figura (5.7c)). A partir de la frecuencia de la oscilación de esta señal se puede calcular la inducción  $L_p$  del circuito de descarga de  $C_p$ . El valor obtenido es  $L_p = 5 \text{ nH}$ . Merece la pena resaltar la gran diferencia de esta inducción comparada con la inducción  $L_s$  del condensador de almacén de energía  $C_s$  ( $L_s \approx 150 \text{ nH}$ ). Es este bajo valor de  $L_p$  lo que permite ritmos de crecimiento de la corriente muy grandes y un rápido acoplo con el plasma. El valor obtenido para  $L_p$  permite estimar la impedancia del circuito excitador:  $2Z_d \approx 0.7 \Omega$ . El régimen oscilatorio observado en la descarga de  $C_p$  significa que la impedancia del plasma alcanza un valor inferior a  $2Z_d \approx 0.7 \Omega$ . Para circuitos

oscilantes RCL es bien sabido [32] que se cumplen las siguientes relaciones para la corriente de descarga del condensador:

$$i(t)|_{\max} = \begin{cases} V_0 (C/L)^{1/2} & \text{para } R \rightarrow 0 (R < 2Z_d) \\ \frac{1}{e} V_0 (C/L)^{1/2} & \text{para } \omega \rightarrow 0 (R = 2Z_d) \end{cases} \quad (5.1)$$

$$\left. \frac{di(t)}{dt} \right|_{\max} = \frac{V_0}{L} \quad (5.2)$$

en donde  $V_0$  es el potencial de carga inicial del condensador y  $\omega$  la frecuencia de oscilación de  $i(t)$  ( $\omega \rightarrow 0$  corresponde al régimen críticamente amortiguado). Con los valores  $L_p = 5$  nH,  $C_p = 40$  nF y  $V_0 = 30$  kV (figura (5.7)) se puede hacer una sobreestimación del valor máximo de la corriente de descarga del condensador de acoplo directo sobre el plasma:  $i_{\max} \approx V_0 (C_p/L_p)^{1/2} \approx 80$  kA. En el análisis de la figura (5.7) es interesante considerar el pulso de potencia eléctrica disipada en el plasma en relación al propio pulso láser UV (figuras (5.7d,e)). Tal y como cabría esperar el pulso láser sigue fielmente al pulso de bombeo. Este tipo de comportamiento se tiene para los láseres que funcionan en régimen de saturación (alta ganancia) como es el caso del láser ultravioleta de  $N_2$  [62]. En definitiva, la emisión láser UV del  $N_2$  está directamente relacionada sólo con el condensador de acoplo directo, pues únicamente la energía que él almacena se introduce en el plasma con suficiente rapidez (suficiente potencia) como para ser aprovechable en el bombeo del nivel láser superior de muy bajo tiempo de vida ( $\tau \approx 40$  ns). En este sentido, la descarga del condensador de almacen de energía  $C_s$ , por ser mucho más lenta ( $L_s \approx 150$  nH,  $L_p \approx 5$  nH; ver ecuación (5.2)), es completamente ineficiente en el bombeo y su energía no es aprovechada para tal fin. Por otro lado, la presencia de los pulsos láser ultravioleta (figura (5.7e)) e infrarrojo (figura (5.4a)) es indicio claro de que en las primeras oscilaciones de  $I_p(t)$  (figura (5.7c)) el plasma presenta aún las características (densidad y temperatura electrónicas) de una descarga de tipo difuso o de volumen,

que permiten el bombeo y el desarrollo de ambos pulsos.

A partir de las expresiones (5.1) y (5.2) se puede encontrar fácilmente la relación entre la potencia eléctrica máxima o pico introducida en el plasma y los parámetros fundamentales del circuito excitador. El potencial que sustenta la descarga en el momento que se alcanza el máximo de la corriente  $I_p(t)$  es sólo ligeramente inferior al potencial inicial de carga (potencial de ruptura)  $V_0$ , tal y como se desprende de los registros experimentales (figura (5.7)), por lo que con razonable aproximación se tendrá:

$$P_{\max} \approx I(t)|_{\max} \times V_0 \quad (5.3)$$

Empleando (5.1) resulta:

$$P_{\max} \propto V_0^2 (C_p/L_p)^{1/2} \quad (5.4)$$

Así pues, los parámetros del circuito de alimentación que determinan la potencia pico que se introduce en el plasma son el potencial de ruptura  $V_0$ , es decir, el potencial máximo al que se carga el condensador de acoplo directo, la capacidad de éste último  $C_p$  y la inducción  $L_p$  de su circuito de descarga. La optimización del láser pasa, por tanto, por la reducción al máximo posible de la inducción, aumentar el potencial de ruptura y emplear capacidades lo más altas posibles. A continuación se describe el estudio de los efectos que tiene en la energía del láser la variación de alguno de estos parámetros.

Operando con una presión de  $N_2$  de 50 torr, la capacidad del condensador de acoplo directo  $C_p$  se ha variado entre 1 y 40 nF. El condensador de almacenamiento de energía y su potencial de carga se han mantenido fijos ( $C_s = 200$  nF y  $V_c = 30$  kV). La energía del pulso

crece monótonamente con la capacidad  $C_p$ , tanto en la salida ultravioleta como en la infrarroja (figura (5.8)) sin alcanzar saturación cuando  $C_p = 40$  nF. Así, en principio sería fácil aumentar la energía del pulso de salida con valores más altos de  $C_p$ . El crecimiento de la energía del pulso UV se ajusta razonablemente bien a una dependencia de la forma  $E(\text{UV}) \propto (C_p)^{1/2}$  (figura (5.8)). Este hecho unido a la observación experimental de que el potencial de ruptura  $V_0$  no es afectado por el valor de  $C_p$  y que, así mismo, la inducción del circuito  $L_p$  no depende mucho de  $C_p$  (la contribución principal a  $L_p$  es debida a las conexiones eléctricas entre las placas del condensador  $C_p$  y los electrodos [63]), permite concluir que la energía del pulso ultravioleta es aproximadamente proporcional al nivel máximo de potencia eléctrica introducida en el plasma (ecuación (5.4)). Por otro lado, no debe sorprender que la salida infrarroja no se ajuste a esta misma dependencia con  $C_p$  (figura (5.8)), pues como es bien sabido [28] en este caso la inversión de población es el resultado de dos mecanismos de bombeo: excitación directa por colisiones electrónicas y población en cascada desde el segundo sistema positivo (emisión UV).

El aumento del potencial de ruptura (potencial máximo al que se carga el condensador de acoplo directo) se ha realizado aumentando la distancia entre los electrodos (al aumentar la separación entre ellos el voltaje de ruptura debe inevitablemente aumentar hasta que se alcance el campo eléctrico necesario para la ruptura eléctrica del gas). La separación entre electrodos se cambió entre 1 y 4 cm, siendo el resto de los parámetros de funcionamiento del láser:  $P = 60$  torr,  $C_p = 40$  nF. Dicha separación no se hizo mayor por limitaciones de construcción en la cámara de descarga. La energía del pulso ultravioleta  $E(\text{UV})$  es aproximadamente proporcional a la distancia entre electrodos ( $E(\text{UV}) \propto d$ ; (figura (5.9))). Se ha determinado experimentalmente la dependencia del potencial de ruptura con la separación entre electrodos. Su relación ha resultado ser en primera aproximación de la forma  $V_0 \propto d^{1/2}$ , siendo, por ejemplo, el potencial de ruptura para  $d = 1$  cm de  $V_0 \approx 17$  kV y para  $d = 4$  cm,  $V_0 = 30$  kV. Es

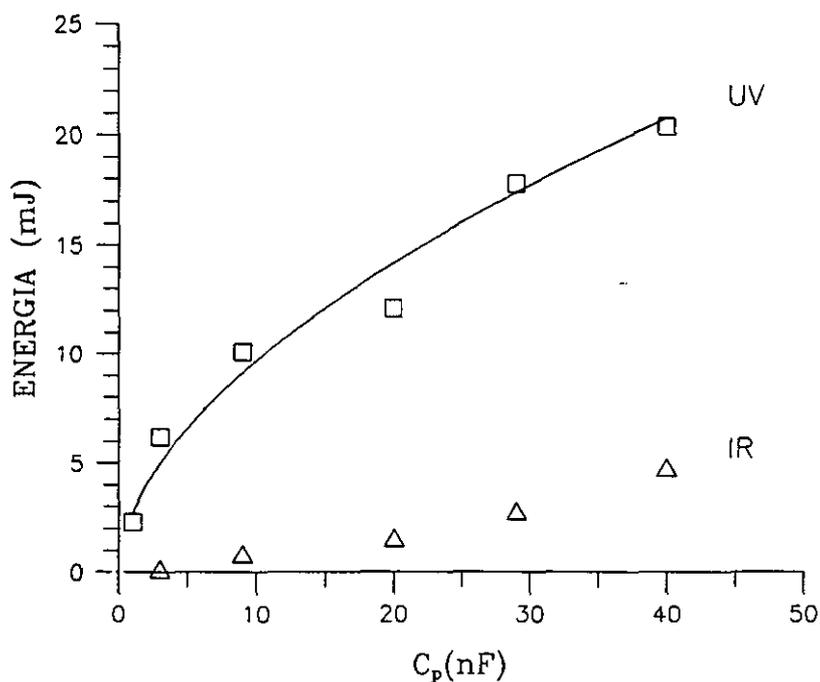


FIGURA (5.8). Energía de salida de los pulsos UV e IR del láser de  $N_2$  en función de la capacidad del condensador de acoplo directo  $C_p$ .  $d=4$  cm,  $P=50$  torr.

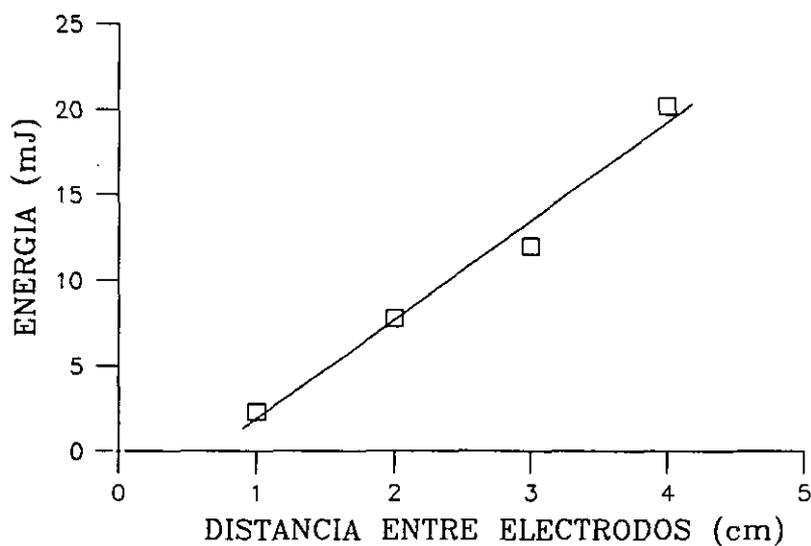


FIGURA (5.9). Energía del pulso UV del láser de  $N_2$  en función de la distancia entre electrodos.  $C_p=40$  nF,  $P=60$  torr.

evidente, de nuevo, que la energía del pulso ultravioleta ( $E(UV) \propto d \propto V_0^2$ ) es proporcional a la potencia pico introducida en la descarga, regida por la ecuación (5.4) ( $P_{\max} \propto V_0^2$ ).

Se ha realizado un estudio concerniente con la influencia que tiene un aumento de la inducción del condensador de almacén de energía  $C_s$  en la energía de salida del láser. Manteniendo constante  $C_s = 200$  nF se ha variado su inducción  $L_s$  entre 140 y 190 nH. A pesar de la diferencia en inducción la energía del láser se reduce algo menos del 10 % para el caso de la inducción mayor. Esto demuestra que la inducción del condensador  $C_s$  es mucho menos crítica que la inducción del circuito de descarga del condensador de acoplo directo.

Como ya se comentó en la sección (5.2.1) no se ha variado en los experimentos realizados el radio de curvatura del electrodo de perfil cilíndrico. Dicho radio puede ser un parámetro adicional que permitir optimizar las características del láser de  $N_2$ , puesto que afecta el desarrollo de la descarga (duración de la fase difusa, densidad y temperatura electrónicas, mejor acoplo de impedancias entre plasma y circuito excitador,...). Futuros estudios permitirán conocer y comprender mejor el grado de influencia de este parámetro.

### 5.3 COMPARACION DEL LASER TEA DE $CO_2$ Y EL LASER TE DE $N_2$ .

A modo de resumen, en esta última sección se pretende incidir brevemente en las diferencias fundamentales que existen entre los dos tipos de láseres que constituyen el dispositivo láser multigas desarrollado.

El origen último de las diferentes características de funcionamiento y condiciones de optimización que separan a ambos tipos

de láseres se encuentra en la gran disparidad que existe en el tiempo de vida radiativo del nivel láser superior en cada sistema. Mientras que en láser de  $N_2$  (emisión ultravioleta) ese tiempo es  $\tau_{rad} \approx 40$  ns, en el del  $CO_2$  es del orden de varios segundos ( $\tau_{rad} \approx 1$  s) [25]. Esta enorme diferencia hace que la ganancia del láser de  $N_2$  sea mucho mayor que la del  $CO_2$  y, como consecuencia de ello, mientras que en el caso del  $N_2$  el pulso láser es simultáneo con el bombeo, el pulso del láser TEA de  $CO_2$  requiere un tiempo de establecimiento (desde el inicio de la descarga que bombea) del orden de 40 tiempos de ida y vuelta dentro de la cavidad ( $\approx 200$  ns). Este mismo aspecto determina también la duración máxima del pulso del láser; mientras que la duración del pulso ultravioleta del  $N_2$  no puede exceder el tiempo de vida del nivel superior  $\tau_{rad} \approx 40$  ns (téngase en cuenta que el nivel láser inferior tiene un tiempo de vida de unos 10  $\mu$ s), el pulso del  $CO_2$  dura varios microsegundos (de hecho, el láser de  $CO_2$  puede funcionar en régimen continuo).

Todo esto tiene su reflejo práctico en las condiciones que debe cumplir la descarga que bombea los dos láseres. En el caso del láser de  $N_2$  se requiere que la descarga difusa dure tan sólo unos 100 ns, pero en el láser TEA de  $CO_2$  tiene que mantenerse dicha fase difusa al menos 4-5  $\mu$ s (tiempo de establecimiento del pulso más la duración del mismo), pues de no ser así, la aparición del modo arco limitaría y reduciría la energía y calidad óptica del pulso láser. Por esta razón el empleo de la preionización es imprescindible en el láser TEA de  $CO_2$  (para alargar suficientemente la etapa difusa de la descarga) y no necesaria en el láser de  $N_2$ .

Por otro lado, las dos inducciones que constituyen el circuito eléctrico de excitación ( $L_g$ : inducción del circuito de descarga del condensador de almacenamiento de energía  $C_s$  y  $L_p$ : inducción del circuito de descarga del condensador de acople directo  $C_p$ ) juegan un papel muy diferente, en cuanto a la optimización de la energía de salida, en cada uno de los dos láseres. Mientras que en el caso del  $N_2$

es vital la reducción al máximo de  $L_p$  para conseguir el mayor nivel posible de potencia eléctrica introducida en el plasma (bombeo), para el láser TEA de  $CO_2$  la inducción más crítica que hay que procurar minimizar es la del circuito del condensador de almacén de energía  $L_s$ , para de esta manera depositar en la descarga difusa la máxima energía antes del desarrollo de las inhomogeneidades de plasma que dan lugar al modo arco de la descarga.

## CONCLUSIONES

---

Los trabajos realizados que se recogen en la presente memoria han permitido la incorporación a las tecnologías relacionadas con los láseres pulsados de gas y el acceso a nuevos campos de estudio y aplicación de esos sistemas laser. Para todo ello ha sido necesario familiarizarse con disciplinas diversas tales como el diagnóstico de plasmas en equilibrio local, bombeo de láseres con descargas eléctricas, técnicas de excitación con pulsos rápidos de alto voltaje, desarrollo de descargas de alta presión en modo difuso y en modo arco, fenómenos no lineales en la interacción de haces láser intensos con la materia y aspectos regulares y caóticos de la dinámica láser. A continuación se describen brevemente las principales conclusiones y aportaciones originales del trabajo.

El estudio del plasma de descargas superficiales completas permite concluir que la aparición del régimen ablativo (evaporación de elementos del dieléctrico) se produce cuando se excede un cierto valor umbral de densidad de corriente de la descarga. Dicho umbral es diferente para cada elemento que constituye el material dieléctrico y depende de la presión del gas. Así mismo, se ha observado que el rendimiento luminoso de estas descargas aumenta al aumentar su confinamiento. Este aspecto incide favorablemente en su empleo como medio de preionización en láseres pulsados de alta presión.

Se ha estimado con un procedimiento semiempírico el nivel de

densidad electrónica inicial que produce el esquema de preionización basado en descargas superficiales corona o incompletas y se ha mejorado el diseño de la configuración de dichas descargas para evitar que degeneren en arco con el fin de optimizar la energía de salida del láser TEA de  $\text{CO}_2$ , pues permite sustentar descargas difusas en mezclas con más altas proporciones de  $\text{CO}_2$  y  $\text{N}_2$ .

El papel que juega el condensador de acoplo directo en el circuito de excitación del láser TEA de  $\text{CO}_2$  ha sido estudiado en detalle. Se han aclarado algunos aspectos interpretados erróneamente en la literatura al respecto. En este sentido, se ha podido concluir que el condensador de acoplo directo  $C_p$  no está directamente relacionado con el proceso de preionización pues, dicho proceso, se encuentra finalizado cuando se inicia la descarga del condensador. Por otro lado, se ha establecido que el empleo de un condensador de acoplo directo que suministre un intenso y rápido pulso de corriente inicial en su descarga, favorece el desarrollo difuso del plasma que bombea el láser, existiendo un valor de su capacidad  $C_p$  que optimiza la energía y funcionamiento del láser.

Se ha estudiado la influencia del tipo de perfil de los electrodos en la anchura de la descarga difusa y en la energía máxima de salida del láser TEA de  $\text{CO}_2$ . La transición descarga difusa-arco se produce cuando se excede un cierto valor de energía por unidad de volumen que se introduce en el plasma, por lo que, la energía máxima del pulso láser es escalable con el volumen o anchura de la descarga. Se han determinado algunos aspectos que permiten aumentar la energía máxima del láser:

- a) Reducción de la inducción del condensador de almacén de energía.
- b) Aumento de la anchura o sección de la descarga.
- c) Trabajar con electrodos de superficies pulidas y en atmósfera controlada.
- d) Introducción de aditivos que favorecen el desarrollo difuso de la descarga.

La atención de todos estos puntos nos ha llevado a la obtención de energías por unidad de volumen de medio activo e intensidades del pulso láser similares a las más altas aparecidas en la literatura.

El alto nivel de potencia del pulso del láser TEA de  $\text{CO}_2$  nos ha permitido identificar un nuevo tipo de efecto fotovoltaico no lineal inducido por la radiación de  $10.6 \mu\text{m}$  en juntas de semiconductores. Se ha propuesto como modelo plausible del efecto un bombeo multifotónico cuasiresonante con estados intermedios de impurezas dentro de la banda prohibida de energía que existen en semiconductores con muy alto dopaje. Estas observaciones abren un nuevo campo de futura investigación tanto aplicada como fundamental que ponen de manifiesto el interés y utilidad del sistema láser desarrollado.

Se ha encontrado un nuevo tipo de dinámica local irregular en la intensidad del pulso del láser TEA de  $\text{CO}_2$ . El tipo de dinámica (regular o irregular) se ve drásticamente afectada por la estructura transversal seleccionada en la oscilación láser. La presencia de un número suficientemente alto de modos transversales hace que la dinámica multimodo del láser origine un comportamiento espacio-temporal complejo de la intensidad  $I(x,y,t)$  del láser. En este caso, la intensidad en un punto del haz láser fluctúa en el tiempo presentando características irregulares o caóticas y, así mismo, las intensidades en dos puntos distintos del haz presentan muy baja correlación cruzada. Futuros estudios, tanto teóricos como experimentales, permitirán profundizar en este nuevo tipo de dinámicas espacio-temporales caóticas en láseres multimodo de muy alta ganancia.

Se ha realizado un análisis detallado del dispositivo láser multigigas en su operación como láser de  $\text{N}_2$ . Se han identificado también los elementos estructurales y del circuito de excitación que inciden en la optimización de la energía del láser en sus dos emisiones, ultravioleta e infrarroja. La combinación de bajos valores de la inducción del condensador de acoplo directo, altos valores de su

capacidad y distancias grandes entre electrodos resulta en altos niveles de la energía del pulso. La energía obtenida del pulso ultravioleta es la más alta aparecida en la literatura para láseres de  $N_2$  sin aditivos y bombeados por descargas automantenidas. Así mismo, la potencia pico de la emisión infrarroja que se ha obtenido supera en un factor cuatro el nivel más alto alcanzado previamente en otros dispositivos similares. Actualmente se está desarrollando un nuevo prototipo que superará apreciablemnte las energías alcanzadas hasta este momento y que constituirá una útil herramienta para el bombeo de láseres de colorantes.

## BIBLIOGRAFIA

---

- [1]. F. Encinas Sanz y J.M. Guerra Pérez, *Applied Optics* **29**, 522 (1990).
- [2]. F. Encinas Sanz y J.M. Guerra Pérez, *Meas. Sci. Technol. (J. Phys E: Sci. Instrum.)* **1**, 1188 (1990).
- [3]. E. Domínguez Ferrari, F. Encinas Sanz y J.M. Guerra Pérez, *IEEE Photonics Technology Letters* **1**, 469 (1989).
- [4]. E. Domínguez Ferrari, F. Encinas Sanz y J.M. Guerra Pérez, aceptado para publicación en *Phys. Rev. B* (1990).
- [5]. I. Pastor Díaz, F. Encinas Sanz y J.M. Guerra Pérez, aceptado para publicación en *Appl. Phys. B*.
- [6]. F. Encinas Sanz y J.M. Guerra Pérez, aceptado para publicación en *Appl. Phys. B*.
- [7]. S. Flugge, "Enciclopedia of Physics. Volumen XXI y XXII", Springer-Verlag, Berlín (1956).
- [8]. M.C. Cavenor y J. Meyer, *Aust. J. Phys.* **22**, 155 (1969).
- [9]. J.M. Meek y J.D. Craggs, "Electrical Breakdown of Gases", John

Wiley & Sons N.Y. (1978).

[10]. E.E. Kunhardt y L.H. Luessen, "Electrical Breakdown and Discharges in Gases", Plenum Press, N.Y. (1983).

[11]. V.N. Karnyushin, A.N. Malov y R.I. Soloukhin, Sov. J. Quantum Electron. **8**, 319 (1978).

[12]. P.T. Gavrilov, J. Limpouch, G. Loncar, K. Masek y M. Vrbova, J. Phys. E: Sci. Instrum. **20**, 906 (1987).

[13]. A.J. Palmer, Appl. Phys. Lett. **25**, 138 (1974).

[14]. J.I. Levatter y Shao-Chi Lin, J. Appl. Phys. **51**, 210 (1980).

[15]. E.W. McDaniel y W.L. Nighan, "Applied Atomic Collision Physics. Volumen 3, Gas Lasers", Academic Press, N.Y. (1982).

[16]. L.J. Denes, L.E. Kline y R.R. Mitchell, Proc. Intern. Conf. on Lasers **33**, (1981).

[17]. R.S. Taylor, Appl. Phys. B **41**, 1 (1986).

[18]. G.A. Mesyats, Y.I. Bychkov y V.V. Kremnev, Sov. Phys. Uspekhi **15**, 282 (1972).

[19]. E. Barreto, H. Jurenka y S.I. Reynolds, J. Appl. Phys. **48**, 4510 (1977).

[20]. P.E. Dyer, J. Phys. E: Sci. Instrum. **11**, 1099 (1978).

[21]. D.Y. Zaroslov, G.P. Kuzmin y V.F. Tarasenko, Radio Eng. and Electron. Phys. **29**, 1 (1984).

- [22]. S.J. Scott y A.L.S. Smith, Appl. Phys. B 33, 1 (1984).
- [23]. V.V. Apollonov, G.G. Baitsur, A.M. Prokhorov, S.K. Semenov y K.N. Firsov, Sov. J. Quantum Electron. 18, 351 (1988).
- [24]. C.S. Willet, "Introduction to Gas Lasers: Population Inversion Mechanisms", Pergamon Press (1974).
- [25]. W.J. Witteman, "The CO<sub>2</sub> Laser", Springer-Verlag, Berlín (1987).
- [26]. D. Eastham, "Atomic Physics of Lasers", Taylor & Francis, Londrés (1986).
- [27]. S.C. Mehendale, D.J. Biswas y R.G. Harrison, Optics Comm. 55, 427 (1985).
- [28]. R.S. Kunabenchi, M.R. Gorbali y M.Y. Savadatti, "Progress in Quantum Electronics", vol. 9, Ed. T.S. Moss. Pergamon Press (1986).
- [29]. A.E. Siegman, "Lasers". Oxford University Press (1986).
- [30]. D.Y. Zaroslov, N.V. Karlov, G.P. Kuzmin y S.M. Nikiforov, Sov. J. Quantum Electron. 8, (1978).
- [31]. R.E. Beverly III, "Gas Flow and Chemical Lasers, 1984", Adam Hilger (1985).
- [32]. E. Wolf, "Progress in Optics. Volumen XVI", p. 357, North Holland, Amsterdam (1978).
- [33]. V.M. Borisov, A.M. Davidovskii y Khrystoforov, Sov. J. Quantum Electron. 12, 1403 (1982).
- [34]. V.M. Borisov, F.I. Vysikailo, Y.B. Kiryukhin y O.B.

Khristoforov, Sov. J. Quantum Electron. 13, (1983).

[35]. S.I. Andreev, I.M. Belousova, P.N. Dashuk, D.Y. Zaroslov, E.A. Zobov, N.V., N.V. Karlov, G.P. Kuzmin, S.M. Nikiforov y A.M. Prokhorov, Sov. J. Quantum Electron. 6, 931 (1976).

[36]. A.J. Schwab, "High-Voltage Measurement Techniques". MIT (1972).

[37]. J. Sánchez Sanz, Tesis Doctoral, Universidad Complutense. Madrid (1986).

[38]. A.P. Thorne, "Spectrophysics". Chapman and Hall. Londres (1988).

[39]. H.R. Griem, "Plasma Spectroscopy". Mc Graw-Hill, N.Y. (1966).

[40]. W.L. Wiese, M.W. Smith y B.M. Glennon, "Atomic Transition Probabilities". National Bureau of Standards, Washington (1966).

[41]. D.B. Chang, J.E. Drummond y R.B. Hall, J. Appl. Phys. 41, 4851 (1970).

[42]. S. Suzuki, Y. Ishibasi, M. Obara y T. Fujioka, Appl. Phys. Lett. 36, 26 (1980).

[43]. G.J. Ernst y A.G. Boer, Optics Comm. 27, 105 (1978).

[44]. B.J. Reits, Optics Comm. 33, 75 (1980).

[45]. G.J. Ernst, Optics Comm. 44, 125 (1982).

[46]. N.T. Vuong y Z. Puzewicz, Sov. J. Quantum Electron. 12, 92 (1982).

[47]. A.A. Serafetinides, A.D. Papadopoulos, Optics Comm. 63, 264

(1987).

[48]. J.J. Lowke, A.V. Phelps y B.W. Irwin, J. Appl. Phys. 44, 4664 (1973).

[49]. G. Herzberg, "Electronic Spectra of Polyatomic Molecules", Van Nostrand Reinhold Company, N.Y. (1966).

[50]. D.K. Doughty, E.A. Den Hartog y J.E. Lawler, Appl. Phys. Lett. 46, 352 (1985).

[51]. J.I. Pankove, "Optical Processes in Semiconductors". Dover (1970).

[52]. J. Bardeen, Phys. Rev. 99, 1140 (1954).

[53]. S.H. Lin, Y. Fujimura, H.J. Neusser y E.W. Schlag. "Multiphoton Spectroscopy of Molecules". Academic Press, N.Y. (1984).

[54]. V.I. Fistul, "Heavily Doped Semiconductors". Plenum Press, N.Y. (1969).

[55]. J.T. Luxon y D.E. Parker, "Industrial Lasers and Applications". Prentice-Hall (1985).

[56]. I. Pastor y J.M. Guerra, Appl. Phys. B 51, 342 (1990).

[57]. H. Haken, "Light. Vol.2. Laser Light Dynamics". North Holland, Amsterdam (1985).

[58]. T.S. Parker y L.O. Chua, "Practical Numerical Algorithms for Chaotic Systems", Springer-Verlag, N.Y. (1989).

[59]. P. Bergé, Y. Pomeau y C. Vidal, "Order within Chaos". John Wiley

& sons (1984).

[60]. U. Rebhan, J. Hildebrandt y G. Skopp, Appl. Phys. 23, 341 (1980).

[61]. E. Armandillo y A.J. Kearsley, Appl. Phys. Lett. 41, 611 (1982).

[62]. V.N. Lisitsyn, A.R. Sorokin y G.G. Telegin, Sov. J. Quant. Electron. 5, 927 (1976).

[63]. A.J. Smith, K.H. Kwek, T.Y. Tou, A.V. Gholap y S. Lee, IEEE J. Quantum Electron. QE-23, 283 (1987).