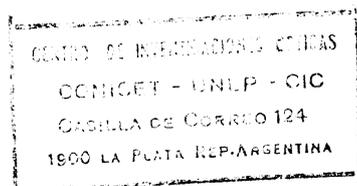


UNIVERSIDAD NACIONAL DE LA PLATA  
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS

Laseres de Recombinación Iónica  
Laser de Cadmio Excitado con Descargas  
de Cátodo Segmentado



Tesis Doctoral

Mayo Villagran

1986

*a quien corresponda*

## INDICE

### Capítulo I: LASERES DE RECOMBINACION IONICA

I.1 Introduccion . . . . .	1
I.2 Mecanismos de recombinación en plasmas . . . . .	2
I.3 Tipos de láseres de recombinación . . . . .	8
I.4.1 Principios para la obtención de emisión estimulada bajo condiciones de recombinación. . . . .	12
I.4.2 Láseres de recombinación de vapores metálicos . . . . .	20
I.5 Objetivos . . . . .	24

### Capítulo II: EL LASER DE CADMIO EXCITADO POR DESCARGAS DE CATODO SEGMENTADO

II.1 Introduccion . . . . .	26
II.2 Láseres de cátodo segmentado . . . . .	27
II.3 Láser de cadmio . . . . .	30
II.3.1 Arreglo experimental . . . . .	30
II.3.2 Circuito de descarga . . . . .	32
II.3.3 Medidas eléctricas . . . . .	34
II.3.4 Instrumentos de detección y registro . . . . .	35
II.4 Funcionamiento, mediciones y resultados . . . . .	37
II.4.1 Confinamiento del plasma . . . . .	37
II.4.2 Características eléctricas de la descarga . . . . .	42
II.5 Ganancia de pequeña señal . . . . .	45

Capítulo III: DIAGNOSTICO DE PLASMAS DEBILES MEDIANTE TECNICAS ESPECTROSCOPICAS. DETERMINACION DE TEMPERATURA Y DENSIDAD ELECTRONICA

III.1	Introducción. . . . .	48
III.2	Determinación de las densidades de iones y electrones. .	49
III.2.1	Ensanchamiento Stark. . . . .	50
III.2.2	Intensidades absolutas. . . . .	51
III.2.3	Métodos interferométricos. . . . .	52
III.2.4	Absorción resonante. . . . .	53
III.2.5	Arreglo experimental. . . . .	53
III.2.6	Medición de la densidad de especies. . . . .	56
III.3	Determinación de la temperatura electrónica. . . . .	62
III.3.1	Sondas electrostáticas. . . . .	62
III.3.2	Intensidades relativas. . . . .	65

Capítulo IV: MODELO DINAMICO DE LA OPERACION DEL LASER DE CADMIO. CALCULO DE GANANCIA

IV.1	Introducción. . . . .	72
IV.2	Densidad crítica de electrones. . . . .	73
IV.3	Ganancia de la línea 1.43 $\mu\text{m}$ . . . . .	79
IV.4	Modelo espacio-temporal. . . . .	81

Capítulo V: CONCLUSIONES GENERALES. . . . . 99

APENDICE A	. . . . .	103
APENDICE B	. . . . .	106
REFERENCIAS	. . . . .	112

# C A P I T U L O I

## LASERES DE RECOMBINACION IONICA

### I.1 INTRODUCCION

En este capítulo se desarrolla una introducción general al tema del mecanismo de obtención de inversión de población por recombinación de iones con electrones. Se resumen las principales características técnicas de los láseres de recombinación y sus formas de excitación. En particular, se discuten los láseres de recombinación de vapores metálicos, su estado de desarrollo actual y las metas que se pretenden lograr con este tipo de dispositivos.

Se plantean también los objetivos generales de este trabajo, que comprenden la construcción de un láser de recombinación que opera con cadmio como medio activo y la eliminación de discrepancias que surgen de la literatura actual. Esto último mediante el estudio detallado, tanto experimental como teórico del plasma formado en la descarga.

## I.2 MECANISMOS DE RECOMBINACION EN PLASMAS

En 1963 Gudzenko y Shelepin (1) propusieron el mecanismo de recombinación de iones con electrones en plasmas para la obtención de inversión de población, desde entonces los láseres que operan de este modo se denominan "láseres de recombinación" pero recién fueron construidos en 1973 por Latush y Sem (2).

Mientras que en los láseres gaseosos convencionales que utilizan especies ionizadas, un gas es transformado en un plasma durante el proceso de excitación, en los láseres de recombinación, un plasma es transformado en un gas en el transcurso del mecanismo de población de los niveles láser activos.

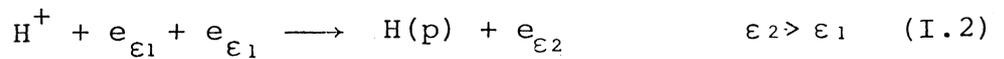
Para lograr inversión de población, tanto en los láseres gaseosos como en los de recombinación, son necesarias condiciones de desequilibrio del medio activo. Estas condiciones son obtenidas para los láseres gaseosos durante la descarga, cuando la temperatura de los electrones es alta. En los láseres de recombinación las condiciones de desequilibrio ocurren después de finalizada la descarga, durante el período de relajación del plasma, cuando la temperatura de los electrones es baja. Así, la diferencia cualitativa entre los láseres gaseosos y los de recombinación es que la desviación del medio activo del equilibrio termodinámico ocurre en direcciones opuestas. En los láseres gaseosos, los electrones son sobrecalentados y la temperatura de los electrones libres  $T_e$  es mayor que la temperatura de equilibrio  $T_i$ , mientras que en los láseres de recombinación los electrones son superenfriados:  $T_e < T_i$ .

La recombinación de electrones e iones involucra normalmente una complicada secuencia de eventos, aún con iones tan simples como los de hidrógeno. La energía liberada en una

transición desde un estado libre a uno ligado puede ser radiada mediante un proceso de dos cuerpos:



(donde  $p$  indica el número cuántico del nivel), o puede ser entregada a otro electrón por un proceso de tres cuerpos:



Estos procesos no pueden, en general, ser considerados aisladamente. Los átomos formados, muchos de los cuales están en niveles con números cuánticos altos, pueden ser re-ionizados por un proceso inverso al anterior:



pueden también sufrir desexcitación colisional:



o excitación:



pueden también tomar parte en la emisión de una línea:



o en la absorción de radiación:



Vemos entonces que un electrón puede pasar por diferentes estados antes de alcanzar el estado 1s alrededor del protón en el cual permanece finalmente ligado.

El término "recombinación radiativa" es comunmente usado en plasmas débiles o tenues, en los cuales la densidad de electrones libres es suficientemente baja como para que los procesos colisionales I.2 e I.3 no tengan un efecto apreciable.

Es natural introducir el término "recombinación colisional" para los mecanismos activos en plasmas densos donde la densidad de electrones libres es tan alta que los procesos radiativos I.1, I.6 e I.7 pueden ser despreciados frente a los otros procesos. Estos dos mecanismos son casos límites de un proceso complejo el cual fué apropiadamente llamado por Bates et al.(3) "recombinación radiativa-colisional"

Como veremos mas adelante, para lograr inversión de población debemos tener plasmas suficientemente densos, donde la captura inicial de los electrones es lograda por la interacción de tres cuerpos entre un ión y dos electrones como en el proceso I.2. El átomo o ión recombinado, queda normalmente en un nivel de energía altamente excitado, con una energía de ligadura del orden de la energía térmica de los electrones  $kT_e$  y así el balance de energía liberada en la colisión es transferida principalmente al electrón libre. El átomo o ión subsecuentemente relaja a estados energéticos inferiores primero mediante colisiones superelásticas y luego, dependiendo de la estructura de estos niveles, por una combinación de co

lisiones superelásticas y decaimiento radiativo espontáneo. Normalmente estos estados de energía inferiores están despoblados debido a que la recombinación inicialmente va poblando estados de energía altos y a que el bombeo colisional desde el estado fundamental a bajas temperaturas electrónicas no es importante, además, estos estados inferiores decaen más rápidamente por emisión espontánea.

Estos procesos generales radiativos y colisionales no garantizan la obtención de inversión de población. Es necesario, para lograr emisión estimulada en tiempos mayores que los característicos de relajación de estados atómicos excitados ( $\approx 10^{-8}$  s), que el nivel inferior de la transición láser sea despoblado a un ritmo mayor que el nivel láser superior. Esta despoblación puede ser producida por decaimiento radiativo o por colisiones con electrones o partículas pesadas. El primero de estos procesos ha permitido la generación de inversión de población en la recombinación de plasmas de hidrógeno (4), mientras que el proceso de despoblación colisional por electrones es el mecanismo responsable de la inversión en la recombinación de plasmas de litio (5).

Así en un láser de recombinación, el nivel superior de la transición láser es alimentado por una cascada originada en el continuo y el nivel láser inferior es preferentemente despoblado por procesos radiativos o colisionales.

En contraste con el mecanismo de excitación por impacto electrónico directo, en el cual los niveles láser son poblados principalmente "desde abajo", el régimen de recombinación en un plasma está caracterizado porque estos niveles son predominantemente poblados desde "arriba", por el flujo de átomos excitados, como resultado de la recombinación electrón-ión.

La sección eficaz para la población de estados fun

damentales de iones es usualmente mucho mayor que la sección eficaz para los niveles láser superiores bombeados por impacto electrónico directo. En muchos láseres atómicos e iónicos bombeados por este mecanismo, solamente una pequeña fracción de la energía de la descarga es depositada en los niveles láser superiores. Consecuentemente los láseres excitados por impacto electrónico directo son sistemas muy ineficientes. El mecanismo de recombinación en plasmas permite hacer uso de la energía almacenada en el estado fundamental de los iones y así poblar eficientemente los niveles láser de átomos, iones y moléculas.

Además como este mecanismo de inversión de población es general, puede ser aplicado a una variedad de elementos en diversos estados de ionización y dado que los estados de ionización altos tienden a producir longitudes de onda mas cortas, debido a que sus niveles de energía están inherentemente mas separados, es posible en principio, tener láseres de recombinación que cubran el espectro desde el infrarrojo hasta la región de los rayos X.

El hecho de que las energías y potencias obtenidas por los láseres de recombinación hasta el presente sean modestas, comparadas con, por ejemplo los láseres de  $\text{CO}_2$ , se debe fundamentalmente a dificultades técnicas. Los tiempos de relajación electrónica en plasmas densos son considerablemente menores que los tiempos de relajación vibro-rotacionales en gases, y por lo tanto los requerimientos en el ritmo de bombeo de los niveles láser superiores y la despoblación de los niveles láser inferiores son muchos más fuertes en los láseres de recombinación. Las ventajas de los plasmas han sido poco exploradas hasta el presente. Esto se ve reflejado en el gran número de trabajos publicados sobre láseres gaseosos frente a algunos pocos trabajos teóricos y aún menos experimentales, sobre los

láseres de recombinación.

Cálculos detallados en plasmas de hidrógeno (4), hidrogenoides (6), litio (5) y potasio (7) confirmaron que bajo ciertas condiciones de temperatura y densidad electrónica, era posible obtener suficiente inversión de población para permitir la oscilación láser.

Tratamientos teóricos para plasmas de nitrógeno y xenón que utilizan para los átomos una estructura de niveles simplificada, indicaron la factibilidad de emplear sistemas atómicos más complejos como medio activo. De estos trabajos se desprende la necesidad de enfriar a los electrones en tiempos cortos comparados con los tiempos de relajación de los estados fundamentales de los iones involucrados.

Se estableció que el problema de construir un láser de recombinación que utiliza a un plasma como medio activo puede ser reducido a dos tareas fundamentales: a) Lograr una veloz despoblación de los niveles láser inferiores y b) Generar una rápida recombinación del plasma que enfríe los electrones.

En la búsqueda de medios eficientes para la despoblación del nivel láser inferior se analizaron mezclas de gases como hidrógeno, helio y sodio con impurezas, y moléculas con el nivel inferior no ligado (8,9).

Para el enfriamiento de los electrones debajo de la temperatura de equilibrio, se propusieron diversas técnicas que incluían difusión a las paredes, expansión adiabática y colisiones con otras partículas (10,11).

### I.3 TIPOS DE LASERES DE RECOMBINACION

En 1973, Latush y Sem (2) reportan el primer láser operando en el régimen de recombinación, en el afterglow de una descarga pulsada en una mezcla de helio y magnesio.

Los requisitos para la obtención de emisión estimulada en plasmas, pueden ser logrados también, a través del uso de fuentes de ionización externas, tales como haces de electrones o productos de fisión en reactores nucleares. La ventaja de estas técnicas es el desacople entre la producción del plasma y la cinética de los electrones.

En 1973, Gerardo y Wayne Johnson (12) reportaron radiación superfluorescente en longitudes de onda cercanas a los  $1730 \pm 10 \text{ \AA}$ ; excitando xenón a altas presiones con un haz de electrones intenso pulsado. Estas transiciones se obtienen entre los estados ligados más bajos y el estado fundamental repulsivo de moléculas diatómicas. El uso de estas moléculas es interesante por varias razones: 1) Los niveles activos de muchas de ellas están en la región del ultravioleta de vacío, 2) el nivel láser superior es cercano a la energía de ionización de las mismas y por lo tanto, pueden ser esperadas altas eficiencias y altas potencias de salida y 3) debido a los grandes anchos de línea, es posible tener láseres sintonizables y pulsos ultracortos. En el mismo año Hoff et al. (13) hallaron oscilación coherente en mezclas de kriptón-xenón y argón-xenón a altas presiones, excitadas por haces de electrones pulsados. En el caso del kriptón-xenón la oscilación se encontró centrada en  $1457 \pm 1 \text{ \AA}$  y con un ancho de línea de  $8 \text{ \AA}$ .

Los láseres bombeados por productos de fisión de reactores nucleares operando en el régimen de recombinación, fue-

ron reportados en 1976 y comprenden una celda que contiene al gas activo recubierta internamente con un film que emite partículas pesadas bajo la acción del bombardeo de neutrones. Cada partícula cargada crea numerosos electrones secundarios que ionizan y excitan el medio activo. Mediante esta técnica utilizando un recubrimiento de boro-10 en una mezcla de Ne-N<sub>2</sub> se obtuvo amplificación simultánea en las líneas 8629 y 9393 Å del nitrógeno atómico (14, 15).

En una expansión rápida de un plasma, durante la relajación del mismo, se pueden obtener las condiciones de desequilibrio necesarias para la inversión de población. En 1977, Silfvast et al. (16) observaron acción láser pulsada en el cercano infrarrojo en la fase de expansión de plasmas de argón, kriptón y xenón, a presiones mayores de una atmósfera, producidos por un láser de CO<sub>2</sub> focalizado. Todas las evidencias experimentales indican que estos láseres son del tipo de recombinación, en el cual el plasma inicialmente ionizado se expande rápidamente y se enfría incrementando el ritmo de recombinación, logrando la inversión en el estado de ionización inferior. Se obtuvieron potencias picos de 250 W en la transición 2.03 μm del xenón, focalizando transversalmente un láser de CO<sub>2</sub> de 40 J por pulso. En las verificaciones experimentales anteriores de los láseres de recombinación, todos ellos operan en régimen pulsado.

El mantenimiento del proceso de oscilación mediante este mecanismo, en un plasma donde la energía promedio de los electrones es menor que la temperatura de equilibrio, es posible si la distribución de energía de los electrones difiere de la forma Maxwelliana en una cantidad suficiente para asegurar una gran den-

sidad de electrones energéticos que ionicen el plasma. Es necesario entonces, determinar las condiciones con las cuales se pueden asegurar tales distribuciones y particularmente el método para inyectar energía dentro del plasma. Como la ionización es usualmente acompañada por excitación estable de los niveles, incluyendo el nivel láser inferior, se deben especificar exactamente las condiciones para la inversión de población casi continua o continua.

La suposición caso quasi-estacionario en la cual un nivel es poblado principalmente por procesos de cascada colisional desde estados excitados superiores, donde los electrones son capturados por la recombinación de tres cuerpos y otro nivel inferior es significativamente despoblado por desexcitación radiativa, ha sido ampliamente utilizada en la mayoría de los trabajos teóricos sobre la inversión de población y oscilación láser (17, 18). Las condiciones del plasma para la oscilación casi continua han sido estudiadas por Bohn y Furukane (6, 19) para la recombinación de plasmas de hidrógeno y plasmas de hidrogenoides múltiplemente ionizados.

Hoffman y Bohn (20) observaron inversión estacionaria entre niveles con números cuánticos principales  $n=3$  y  $5$  en la expansión de plasmas de hidrógeno, no obstante las ganancias logradas fueron pequeñas como para permitir la oscilación. La técnica empleada por ellos y otros autores (6, 7, 21 y 22) consiste en calentar e ionizar especies en una descarga de arco dentro de una cámara y luego enfriarlas haciéndolas fluir magnéticamente a otra usualmente en vacío, donde se coloca la cavidad resonante transversal al flujo. Así se logra la utilización "espacial" del afterglow en lugar del afterglow "temporal" donde la operación continua no es

posible.

Mientras que varios experimentos reportaron inversión de población con tales sistemas en jets de hidrógeno, helio y argón (20-22), la acción láser casi continua, con pulsos de 1 ms, fue obtenida en 1977 por Campbell et al. (23) en siete transiciones del Ar II en la región azul-verde del espectro utilizando pulsos de corriente de 21 KA de 1 ms de duración. Resultados similares han sido obtenidos por Hara et al., en la expansión de plasmas de hidrógeno (24).

En 1983, Silfvast et al. (25) logran acción láser durante 1 s en el infrarrojo (1.40-1.64  $\mu\text{m}$ ) utilizando el afterglow producido en un arco con electrodos de cadmio a bajas corrientes - (6 A) en presencia de un flujo rápido de helio a baja presión.

En estos esquemas de excitación (23-25), los arcos utilizados para ionizar el gas, tienen bajas temperaturas electrónicas ( $T_e=2-5\text{eV}$ ) (23) y en consecuencia son fuentes de ionización ineficientes. Estas presentan grandes dificultades si se quieren adoptar para lasear en el visible y ultravioleta, ya que con estas temperaturas bajas, las altas densidades y grados de ionización requeridos para estos láseres deberían ser obtenidos con corrientes de cientos o miles de amperes, lo que las harían impracticables.

Estos problemas han sido resueltos favorablemente por Rocca(26), quien en 1985 reporta la oscilación continua en la línea 1.43  $\mu\text{m}$  del Cd I, poblada por la recombinación electrón-ión en el flujo del afterglow de plasmas de glow negativo. Los plasmas de glow negativo tienen una distribución de energía de electrones, que simultáneamente posee: electrones energéticos, que pueden en forma eficiente ionizar el gas y una gran densidad de electrones fríos que pueden fácilmente ser recombinados (27). Estas caracte--

rísticas combinadas proveen un alto ritmo de recombinación bajo condiciones estacionarias.

En la reseña que hicimos anteriormente sobre los distintos tipos de láseres de recombinación y las diversas técnicas de excitación, hemos excluido intencionalmente una que involucra segmentos de plasmas excitados y recombinados como medio activo, propuesta por Silfvast et al. en 1980 (28). Ya que parte de este trabajo, se basa en la construcción y estudio de un láser de este tipo, será analizada mas adelante, al igual que otros métodos de amplificación en vapores metálicos.

#### I.4.1 Principios para la obtención de emisión estimulada bajo condiciones de recombinación.

El ritmo de decaimiento de las concentraciones de iones  $N^{i+}$  con carga  $i$ , después de finalizado el pulso de corriente, es descrito por la siguiente expresión:

$$dN^{i+}/dt = - \alpha N_e^2 N^{i+} \quad (I.8)$$

donde  $N_e$  es la densidad de electrones y  $\alpha$  es el coeficiente de recombinación colisional de tres cuerpos (ver Apéndice A). Si  $T_e$  es la temperatura electrónica en eV y  $k$  la constante de Boltzmann el coeficiente de recombinación en  $\text{cm}^3\text{s}^{-1}$  esté dado por:

$$\alpha \approx 5.6 \times 10^{-27} k T_e^{-9/2} \text{ cm}^3\text{s}^{-1} \quad (I.9)$$

En el régimen de recombinación ideal, los niveles láser superiores son poblados por la recombinación producida en el estado de ionización superior de la especie  $N^{(i+1)+}$ . En plasmas densos y fríos de interés para estos láseres, la recombinación de tres cuerpos electrón-ión que favorece la población de estos estados do

mina sobre la recombinación radiativa y en consecuencia, el ritmo de bombeo es:

$$B = \alpha_{i+1} N_{i+1}^{(i+1)+} Ne^2 (Te)^{-9/2} \quad (I.10)$$

Podemos observar, de la ecuación anterior, que para obtener un fuerte bombeo de los niveles láser, se deben satisfacer los siguientes requisitos:

- 1- La densidad de electrones Ne debe ser suficientemente alta. Debemos mencionar sin embargo, que Ne y la temperatura electrónica Te están relacionadas y un incremento en Ne hace que la temperatura electrónica suba debido al calentamiento por recombinación.
- 2- El gas de electrones debe ser enfriado lo más rápido posible inmediatamente después de finalizado el pulso de corriente. Podemos para este propósito usar un gas liviano como buffer (helio o hidrógeno) a altas presiones, porque las colisiones elásticas entre los electrones del plasma y los átomos o iones del gas provocan un fuerte enfriamiento.
- 3- Debe haber muchos iones múltiplementes cargados, ya que para un dado valor de Ne y Te la recombinación de tales iones es mucho más rápida que para las partículas simplemente cargadas (29), - por lo tanto la recombinación de iones doblemente cargados se sugiere para un fuerte bombeo.
- 4- La concentración de los iones debe ser lo más alta posible. Es conveniente entonces seleccionar átomos activos con un bajo potencial de ionización como los alcalino-terreos.
- 5- El potencial de ionización del gas buffer debe ser lo más alto posible, por lo tanto de acuerdo con el punto 2 el más apropiado es el helio.

La discusión de estos puntos sugiere que si se aplica un pulso de alta corriente a una mezcla de vapores de elementos fácilmente ionizables con helio como gas buffer, se pueden obtener altas concentraciones de iones metálicos. El helio no interfiere mayormente con estos procesos por que está caracterizado por un alto potencial de ionización, que asegura una temperatura electrónica elevada durante la descarga. Después de finalizado el pulso de corriente los electrones se enfrían rápidamente como resultado de colisiones elásticas con los átomos o iones de helio, logrando así un fuerte bombeo por recombinación de los niveles excitados en el estado de ionización inferior.

Es importante asegurarse además, que el tiempo de duración del pulso de corriente sea mucho menor que el tiempo de recombinación, de lo contrario el ritmo de recombinación se verá reducido.

Los niveles relevantes para la obtención de emisión estimulada pueden sufrir procesos de excitación y desexcitación por colisiones con electrones (ecuaciones I.3 y I.4). La densidad  $N_q$  de un nivel activo cambia de acuerdo a la siguiente expresión:

$$dN_q/dt = K(p,q) N_e N_p - K(q,p) N_e N_q,$$

donde  $K(p,q)$  es el coeficiente de excitación si la energía del nivel  $q$  es mayor que la energía del  $p$ , o el coeficiente de desexcitación colisional si  $E_p > E_q$ .

Los coeficientes de excitación y desexcitación colisional serán calculados en detalle en el Capítulo IV. Se encontrará que la relación entre el coeficiente de excitación y la probabilidad de transición óptica entre los niveles de  $q$  y  $p$  puede --

escribirse en función de la temperatura electrónica  $T_e$  y de la diferencia de energía  $\Delta E = E_q - E_p$  (ecuación IV.5) como:

$$\frac{K(p,q)}{A_{qp}} = C(\lambda, g_p, g_q) \frac{\exp(-(\Delta E/kT_e))}{T_e \Delta E}$$

donde  $C$  es un coeficiente que depende de la multiplicidad de los niveles  $p$  y  $q$  y  $\lambda$  es la longitud de onda de la transición óptica  $q \rightarrow p$

En la mayoría de los casos los niveles de átomos o iones están agrupados. Las separaciones energéticas entre los grupos son considerablemente mayores que las separaciones entre los niveles de un dado grupo (Figura 1)

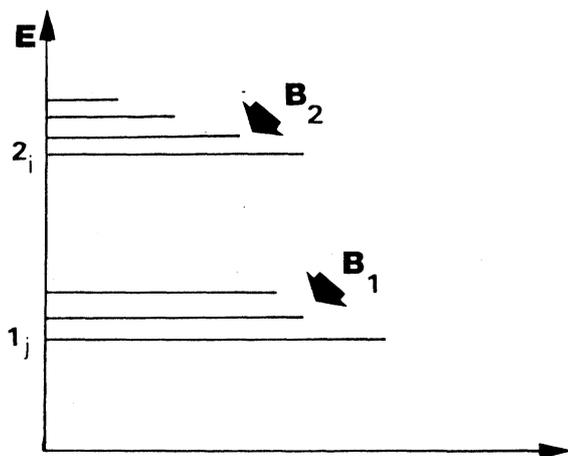


Figura 1

Cuando la densidad de electrones es suficientemente alta y las separaciones entre los niveles de un grupo son comparables o menores que  $kT_e$ , las probabilidades de transiciones colisionales en un grupo, exceden a las probabilidades de transiciones ópticas dentro del grupo y a niveles de grupos mas bajos. De modo que las poblaciones de los niveles en un grupo obedecen la distribución de Boltzmann con una temperatura electrónica  $T_e$ .

Las probabilidades de desexcitación por electrones y particularmente la excitación por electrones entre niveles de diferentes grupos son considerablemente menores que las probabilidades de transición entre niveles dentro del mismo grupo, pues en el primer caso  $\Delta E$  es mucho mayor que en el segundo. Por lo tanto la distribución de Boltzmann entre los grupos no puede ser establecida realmente a menos que la densidad de electrones sea muy alta. Las colisiones con electrones son capaces de termalizar a los diferentes grupos cuando la densidad electrónica es muy elevada; se destruye así el proceso de inversión de población. En un análisis simple, es éste el factor principal que limita la potencia máxima obtenible en los láseres de recombinación.

En la figura 1, se observa que la condición para la inversión de población es favorable entre los niveles mas bajos de un grupo y los niveles mas altos de otro grupo con energías mas bajas, aún cuando la población del grupo inferior sea mucho mayor que la población total del grupo superior.

Zhukov et al. (29) establecieron un criterio general para la existencia de inversión de población para el caso de niveles ampliamente espaciados, en el caso límite de que cada grupo consista solamente de un nivel:

$$\frac{g_1(A_1 + D_1 N_e)}{g_2(A_2 + D_2 N_e)} > \frac{B_1}{B_2} \quad (\text{I.11})$$

donde  $g_{1,2}$  son las multiplicidades de los niveles,  $A_{1,2}$  las probabilidades de transición óptica,  $D_{1,2}$  los ritmos de desexcitación por electrones y  $B_{1,2}$  los bombeos totales a los niveles.

Los regímenes radiativos y colisionales pueden ser resumidos a partir de esta expresión. En el caso de bajas densidades electrónicas el término  $D_{1,2}N_e$  se puede despreciar y la ecuación queda reducida a:

$$\frac{g_1 A_1}{g_2 A_2} > \frac{B_1}{B_2} \quad (\text{I.12})$$

y la inversión se establece debido a transiciones ópticas.

Usualmente es necesario asegurar que la separación entre los niveles superior e inferior sea considerablemente menor que la separación entre el nivel inferior y el estado fundamental (Figura 2a), pues esta distribución de niveles asegura los cocientes necesarios entre las probabilidades ópticas de transición.

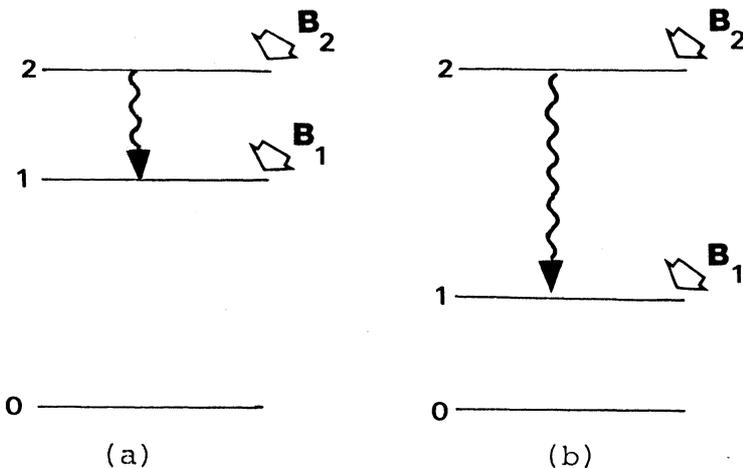


Figura 2

Sin embargo la inversión es destruida cuando  $N_e$  y en consecuencia, el ritmo de excitación-desexcitación colisional - aumentan suficientemente. A altas densidades los términos  $D_1N_e$  y  $D_2N_e$  predominan, dado que los valores de estos términos se incrementan cuando decrece la distancia entre los niveles. Así, para una distribución de niveles como la mostrada en la figura 2a, es imposible asegurar altas ganancias y potencias de salida, dado que la desexcitación por electrones actúa como un límite.

A altas densidades de electrones la inversión de población se puede establecer si:

$$\frac{g_1 D_1 N_e}{g_2 D_2 N_e} > \frac{B_1}{B_2} \quad (\text{I.13})$$

En este caso las condiciones son favorables y la desexcitación por electrones juega un papel importante si la distribución de los niveles de energía es como la mostrada en la Figura 2b. La inversión por transiciones ópticas no se puede establecer ya que  $A_{21} > A_{10}$  debido a que  $\Delta E_{21} > \Delta E_{10}$ , pero a altas densidades de electrones los cocientes de las probabilidades de transición hacen que las desexcitaciones por electrones se tornen favorables ya que  $D_1N_e > D_2N_e$ .

Por lo tanto se puede lograr una gran inversión de población en transiciones como las de la Figura 2b para altas densidades de electrones y altos ritmos de bombeo, así la radiación estimulada puede ser intensa y la ganancia puede ser alta. Sin embargo en este esquema es deseable que el nivel láser inferior no esté demasiado próximo al nivel fundamental; se necesita además que la condición  $\Delta E_{10} > kT_e$  sea satisfecha, de otro modo la población de

éste se verá incrementada por impacto electrónico desde el nivel fundamental. Este efecto se verá incrementado cuando aumente el tiempo de vida de este nivel destruyendo la inversión. En consecuencia, no sólo necesitamos una alta densidad de electrones sino también una temperatura electrónica baja.

De esta manera, los requerimientos para la distribución de niveles de energía, para obtener inversión de población bajo condiciones de recombinación colisional pueden ser resumidas como:

- 1- El nivel láser superior debe ser uno de los niveles mas bajos en un grupo de niveles poco espaciados.
- 2- El nivel láser inferior debe ser uno de los mas altos en un grupo de niveles poco espaciados.
- 3- Las transiciones ópticas deben ser permitidas.
- 4- La densidad electrónica debe ser suficientemente alta, para asegurar que la probabilidad de transiciones colisionales dentro de estos grupos exceda a la probabilidad de transiciones ópticas.
- 5- La temperatura electrónica debe ser la mas baja posible.

Estos requerimientos generales que deben ser satisfechos por las condiciones de la descarga y la distribución de niveles, pueden servir como punto de partida en el análisis de los mecanismos de emisión estimulada y como guía para la búsqueda de nuevas transiciones. Sin embargo debemos tener presente la gran variedad de procesos físicos que ocurren en un plasma, por lo tanto el nivel de bombeo y el mecanismo de inversión deben ser considerados separadamente en cada caso específico.

#### I.4.2 Láseres de recombinación de vapores metálicos

Como dijimos anteriormente, el primer láser que operó según el régimen de recombinación, fué un láser de vapor metálico producido en el afterglow de una descarga eléctrica pulsada (2). En éste, se usó un pulso de alto voltaje longitudinal para producir doble ionización en vapores de metales alcalino-térreos - con helio como gas buffer. La acción láser fué lograda en Mg II, - Ca II, Sr II y Ba II en el infrarrojo, visible y ultravioleta, con una potencia por pulso máxima de 50W para la línea 4305 Å del Sr II. Las condiciones de superradiancia para esta línea en presencia de un solo espejo, se obtuvieron a presiones de He mayores de 17 torr. Para el caso de la línea 3737 Å del Ca II, la potencia por pulso fue de 20W. Cálculos rigurosos presentados por los mismos autores (30) indicaron que la despoblación del nivel láser inferior es debida a colisiones inelásticas de segunda especie con los electrones del plasma.

Estos láseres de plasmas que operan en el afterglow son atractivos por su simplicidad, por el amplio rango de sustancias activas y en consecuencia el amplio rango de frecuencias emitidas. Una de sus desventajas es la baja potencia de salida, la cual está limitada por la relación entre los parámetros del plasma y la geometría de la descarga, que hace que sea imposible lograr altos ritmos de bombeo en un volumen grande. Sin embargo fue posible incrementar considerablemente la potencia de salida de este tipo de láseres, obteniéndose 2 KW (para pulsos de 0.2  $\mu$ s de duración a frecuencias de 5-15 kHz) para la línea 4305 Å del Sr II (31).

Posteriormente Butler et al. (32) reportaron 250W de pulsos de 1  $\mu$ s (FWHM) y 900W en pulsos de 200  $\mu$ s (FWHM) para la misma línea del Sr II, trabajando a presiones de 0.2 - 0.4 torr -

de vapor de Sr y 120 torr de He, con corrientes pico de  $450 \text{ A/cm}^2$  en descargas axiales.

Estos láseres requieren una alta densidad de electrones e iones metálicos durante el pulso de descarga y un rápido enfriamiento del plasma, después de haber terminado el mismo. Por esta razón se usan altas densidades de corriente en el pulso, una rápida cesación del mismo (utilizando normalmente pulsos de corriente de 250 ns FWHM) y altas presiones del gas buffer para lograr una buena resolución. Tales condiciones son difíciles de lograr en tubos de descarga excitados longitudinalmente.

En 1983, Brant (33) propuso el uso de excitación transversal, dado que con estos sistemas de descarga es posible - trabajar a altas presiones con altas densidades de corriente. Obteniéndose energías un orden de magnitud mayor que las de descargas longitudinales, operando con densidades de corriente mayores de  $10^3 \text{ A/cm}^2$  a presiones de 1300 torr. Densidades de energía de --  $50 \text{ } \mu\text{J/cm}^3$  fueron reportadas para la línea 4305 Å del Sr II en  $30 \text{ cm}^3$  de volumen activo sin limitaciones fundamentales para obtener potencias mayores (34), resultados similares han sido encontrados por los mismos autores para la línea 3737 Å del Ca II (35). Frecuencias de 200 Hz fueron logradas por Brant (36) en ausencia de pre-ionización del medio o recirculación de los gases.

En 1979, Silfvast et al. (37) lograron acción láser por el mecanismo de recombinación, vaporizando e ionizando Cd mediante la focalización de láseres de Nd y  $\text{CO}_2$ , controlando la expansión y el enfriamiento del plasma con un gas buffer a baja presión. La oscilación ocurre en el cercano infrarrojo en el espectro del Cd neutro como resultado de la recombinación electrón-ión. Hasas

ta el presente se han obtenido mediante esta técnica quince transiciones que van desde los  $4670 \text{ \AA}$  a los  $18440 \text{ \AA}$  en nueve elementos una vez ionizados (38) y cuarenta y cinco transiciones en especies neutrales que van de los  $1008$  a los  $2070 \text{ nm}$  en elementos que comprenden más de un cuarto de la tabla periódica ( $Z=3$  a  $Z=82$ ) (39).

El arreglo experimental de esta técnica tan exitosa, comprende un láser para la producción del plasma TEA  $\text{CO}_2$  de  $2 \text{ J}$  de salida, que es dividido en cuatro (u ocho) partes iguales por un divisor dieléctrico. Estos haces son focalizados en zonas menores de  $0.1 \text{ mm}$  de diámetro alineadas en fila, sobre el material que se desea hacer láser, el cual se encuentra en una celda con He a baja presión ( $1-2 \text{ torr}$ ). Como resultado se obtiene la formación de una hilera de plasmas intensos cerca de los blancos que constituyen el medio activo; cambiando los materiales y los espejos, que se colocan internamente en los extremos de la celda, se obtienen las transiciones láser mencionadas.

En 1980 Silfvast et al. (28) reportan una nueva técnica para la obtención de acción láser en 17 longitudes de onda, entre los  $0.94$  y  $1.84 \text{ \mu m}$  en especies atómicas de 8 vapores metálicos la que involucra segmentos de plasmas excitados y recombinados (SPER).

El dispositivo consta de segmentos del metal que se desea lasear alineados sobre un material aislante, dejando entre ellos pequeñas separaciones. Cuando se aplica un pulso de alta tensión y alta corriente en los extremos de esta serie de segmentos, se forma un plasma con una alta densidad del vapor metálico que se expande hemisféricamente. Los electrones del plasma son enfriados por colisiones con un gas buffer a baja presión incrementándose el ritmo de recombinación electrón-ión.

El arreglo experimental consistió en 10 segmentos de metal de 10 mm de largo por 2 mm de ancho y 1 mm de espesor, a lineados sobre una placa de vidrio, dejando entre ellos una separación de 1 mm. Este arreglo de electrodos es instalado en una celda con helio a una presión de 5 torr. Un capacitor de 10 nF cargado inicialmente a 21 KV, es descargado a través de esta serie de segmentos metálicos produciendo pulsos de corriente de 840 A de 2.5  $\mu$ s de duración a una frecuencia de 1.2 MHz. Los espejos de multiphas dieléctricas son alineados 7 mm por encima de los segmentos metálicos.

La extensión de este esquema para la obtención de transiciones láser infrarrojas en especies neutras, a transiciones en el visible y ultravioleta en especies simple y doblemente ionizadas, fue presentada por los mismos autores (40). Las principales diferencias entre este trabajo y el anterior, son: la utilización de mayor número de segmentos (65 vs. 10), separaciones mayores de los mismos (2 vs. 1 mm), presiones menores (2.5 vs. 5 torr) y pulsos de corriente mas cortos (0.16 vs. 2.5  $\mu$ s). Hasta el presente se han obtenido mas de 100 transiciones láser desde los 0.298 a los 5.460  $\mu$ m en especies neutras, simple y doblemente ionizadas en doce elementos, muchas de las cuales no habian sido observadas previamente por ningún otro método de excitación (41, 42).

Estos láseres pueden ser utilizados en aplicaciones que requieran potencias por pulso de no más de 1KW, con tiempos de duración de 10 a 200  $\mu$ s.

## I.5 OBJETIVOS

El objeto de esta tesis es estudiar ciertos parámetros característicos que determinan el funcionamiento de los láseres de recombinación. Para ello se diseñó y construyó un láser de recombinación en cadmio empleando la técnica de SPER y se estudió tanto experimental como teóricamente el plasma formado en la descarga.

Como la ganancia de pequeña señal medida en nuestro láser (Capítulo II) resulta ser dos órdenes de magnitud mayor que la calculada para valores de temperatura y densidad electrónica que figuran en la literatura (43), fueron medidos estos parámetros del plasma mediante técnicas espectroscópicas (Capítulo III). Los resultados obtenidos muestran que la temperatura electrónica es significativamente menor que la reportada. En el Capítulo IV se muestra como los valores obtenidos para la ganancia de pequeña señal pueden ser explicados mediante cálculos teóricos apropiados.

En lo que respecta a la densidad de electrones máxima para láseres de recombinación Wood y Silfvast (43) proponen un valor teórico para este parámetro. Sobre esta base observan -- que las restricciones por atrapamiento de la radiación en el volumen de los plasmas son significativas para láseres que operen a longitudes de onda menores que 100 nm. Predicen además energías específicas de salida mayores que las obtenidas por los láseres de excímeros halógeno-gas noble para longitudes de onda menores que 150 nm. Esta estimación teórica para la densidad crítica de electrones falla al ser aplicada a láseres de recombinación en los que la desexcitación del nivel láser inferior es importante como en el caso del láser de Sr II. En el Capítulo IV se presentan nuevas relaciones para el cálculo del valor crítico de la densidad --

de electrones en diferentes sistemas de recombinación, ejemplificados por los láseres de Cd I y Sr II. Este análisis se basa en la condición de inversión de población incluyendo los procesos de desexcitación radiativa y colisional asociado con los dos niveles láser, obteniéndose una adecuada concordancia entre los valores críticos propuestos y los valores experimentales obtenidos. En el mismo capítulo se desarrolla también un modelo espacio-temporal que permite calcular la ganancia del láser como función de la posición en la descarga y del tiempo, durante la recombinación.

## C A P I T U L O I I

### EL LASER DE CADMIO EXCITADO POR DESCARGAS DE CATODO SEGMENTADO

#### II.1 INTRODUCCION

En este capítulo se describe el desarrollo experimental del láser de Cd I excitado por una descarga eléctrica rápida en un sistema de cátodo segmentado. Se detallan los resultados obtenidos en cuanto a las características de presión del gas buffer, tensión, corriente, confinamiento del plasma y retardo entre la emisión y la corriente que hacen al funcionamiento del dispositivo.

Se brinda el resultado de la medida de la ganancia de pequeña señal para la línea 1.433  $\mu\text{m}$  del Cd I. Este valor resultó dos órdenes de magnitud mayor que el calculado mediante modelos teóricos existentes en la literatura.

## II.2 LASERES DE CATODO SEGMENTADO

En el Capítulo I hemos descripto brevemente la técnica para la obtención de acción láser en vapores metálicos -- que involucran segmentos de plasmas excitados y re combinados -- (SPER)(28). La disposición consiste básicamente en un número de segmentos delgados del metal a lasear, alineados sobre un sustrato -- aislante, dejando entre ellos una pequeña separación. Cuando se a plica un pulso de alto voltaje y alta corriente entre los extre-- mos de esta serie de segmentos, se forman plasmas de alta densi-- dad de vapor metálico en la separación de los mismos. Una vez for-- mados estos plasmas se expanden hemisféricamente, se enfrían con la presencia de un gas buffer a baja presión y se re combinan, cons-- tituyendo el medio activo de este tipo de láseres.

Se tuvieron en cuenta algunas consideraciones pre vias para la implementación de esta técnica. La primera fue la de mostración de que los láseres de re combinación de vapores metálicos pueden ser obtenidos en la re combinación de plasmas, generados me diante la focalización de láseres de CO<sub>2</sub> y Nd de baja energía de salida (0.5 mJ) sobre blancos metálicos (37). La expansión del -- plasma producido, fue controlada con un gas buffer a baja presión que permite el enfriamiento de los electrones incrementando el -- ritmo de re combinación electrón-ión.

La segunda fué el aumento en la eficiencia de es te tipo de láseres mediante la segmentación del plasma (44). La -- introducción de una variación espacial periódica, en la lente ci-- líndrica que focaliza al láser de bombeo, permite la formación de plasmas individuales, localizados en la región focal de la lente. Cada uno de estos plasmas tiene un mayor volumen de contacto con el gas buffer en el cual se expande y consecuentemente el ritmo --

de recombinación electrón-ión se ve incrementado produciendo ganancias más altas.

La tercera fue la demostración de que pueden ser logradas las altas densidades de iones necesarias para el mecanismo de recombinación, en descargas de chispa deslizante (45). El análisis del espectro de emisión de estas descargas indica que se pueden obtener altos estados de ionización del material de los electrodos bajo condiciones apropiadas (45).

Así mediante estas consideraciones, se pudo anticipar que si se alinean una serie de segmentos metálicos, dejando entre ellos una pequeña separación cuando se produce la descarga, los plasmas formados tendrán una alta densidad de iones metálicos que se enfrían rápidamente por colisiones con el gas buffer en la expansión, obteniendo inversión de población en determinadas regiones del plasma, donde se satisfacen las condiciones de densidad y temperatura electrónica dadas en el capítulo anterior.

El mecanismo de recombinación electrón-ión se esquematiza en la Figura 3, aquí  $E_0$  es el estado fundamental del átomo neutro y  $E^+$  es el estado fundamental del ión.

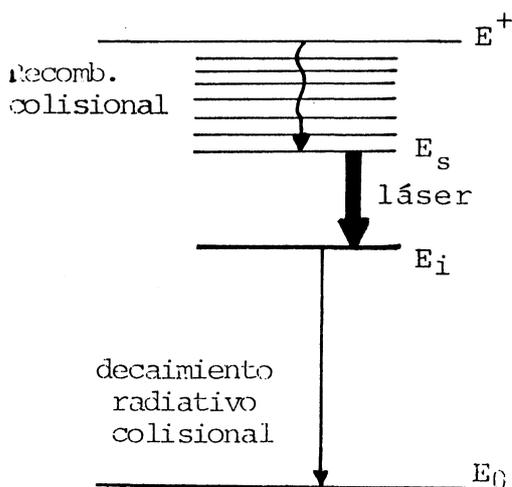


Figura 3

Por la alta densidad de electrones, a medida que los iones se recombinan, decaen a niveles de energía muy próximos entre sí mediante colisiones, hasta que se alcanza un gran salto de energía. Este nivel actúa como "cuello de botella" permitiendo la inversión de población entre este nivel ( $E_g$ ) y algún otro nivel próximo ( $E_i$ ) el cual es despoblado rápidamente por decaimiento radiativo o colisional.

Este mecanismo es general. Yendo a estados de ionización altos, donde los niveles están inherentemente muy separados, se podrían obtener transiciones láser en el ultravioleta y en la región de los rayos-X.

Nosotros hemos construido un láser de recombinación de vapores metálicos de cadmio utilizando la técnica de recombinación en plasmas segmentados. Se obtuvo amplificación en tres líneas en el cercano infrarrojo con longitudes de onda de 1.398  $\mu\text{m}$ , 1.433  $\mu\text{m}$  y 1.448  $\mu\text{m}$  pertenecientes a las transiciones  $6p \ ^3P_2^0 \rightarrow 6s \ ^3S_1$ ,  $6p \ ^3P_1^0 \rightarrow 6s \ ^3S_1$  y  $6p \ ^3P_0^0 \rightarrow 6s \ ^3S_1$  del cadmio neutro (46).

El hecho de que estas transiciones particulares presenten amplificación, es significativo para comprender el mecanismo de inversión de población, ya que estas ocurren en niveles que satisfacen los requerimientos de inversión, bajo condiciones de recombinación colisional ya vistas en el capítulo I. La figura 4 muestra un diagrama esquemático de los niveles de energía del cadmio neutro mostrando la localización de las transiciones láser, donde el nivel láser superior es uno de los niveles de energía mas bajo, en un grupo de niveles altamente excitados y poco espaciados.

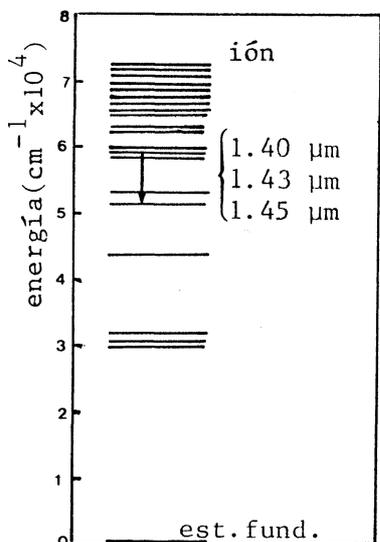


Figura 4

### II.3 LASER DE CADMIO

#### II.3.1 Arreglo experimental.

El dispositivo experimental esquematizado en la figura 5 consta de 33 segmentos de cadmio de 1mm de espesor, 2mm de ancho y 10mm de largo, separados 1mm, alineados sobre una placa de vidrio de 2mm de espesor, 3 cm de ancho y 40 cm de largo. Los extremos de esta serie de segmentos son conectados a un circuito de descarga convencional. Este arreglo de electrodos es introducido dentro de un tubo de vidrio Pyrex de 48 cm de largo y 7 cm de diámetro interno, apto para operar a baja presión. Mediante conexiones esféricas se lo conecta al sistema de vacío por un lado y por el otro al depósito de gas buffer. Mediante conexiones metálicas con O-rings se montan los espejos internamente, con fuelles metá

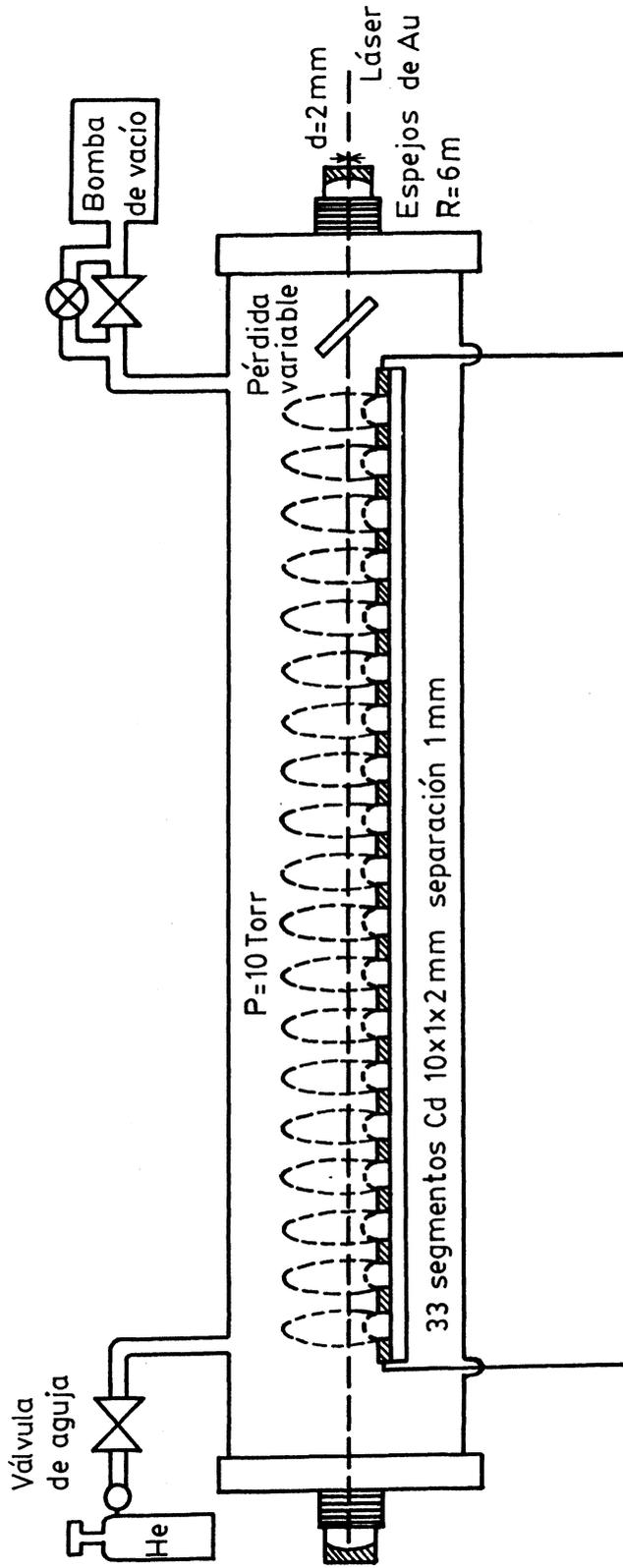


Figura 5

licos que permiten el movimiento de los mismos para la alineación de la cavidad.

Con este montaje experimental se lograron hacer oscilar tres líneas en el cercano infrarrojo (1.398, 1.433 y 1.448  $\mu\text{m}$ ) siendo la línea 1.433  $\mu\text{m}$  la más intensa.

El cadmio utilizado tiene una pureza de 99.5% y los segmentos metálicos son adheridos sobre la placa de vidrio mediante un pegamento de ciano-acrilato. A diferencia de los aparatos de chispa deslizante en los cuales los electrodos son colocados sobre un aislador que facilita la descarga (45), aquí la presencia del mismo no es esencial para el funcionamiento del láser. De hecho la placa de vidrio puede ser eliminada, sin embargo sirve como soporte estructural para el arreglo de electrodos y como control de la dirección de expansión del plasma.

Otra diferencia entre los láseres que utilizan la técnica de SPER y los de chispa deslizante que utilizan pre-ionización del medio en láseres de  $\text{CO}_2$  (47), es que estos últimos además utilizan aisladores químicamente estables para producir una importante radiación ultravioleta ionizante y deben ser operados en presencia de altas presiones lo que tiende a producir plasmas termalizados sumamente restringidos en su expansión.

### II.3.2 Circuito de descarga

Se utilizó un circuito convencional de descarga como el que se muestra en la figura 6. Un condensador de baja inductancia de 20 nF se carga a una tensión entre 8 y 18 KV. El circuito de descarga se cierra al cortocircuitar una llave rápida -- presurizada (spark-gap) mediante un pulso de alta tensión y baja corriente (pulso de trigger). En ese momento, toda la ten--

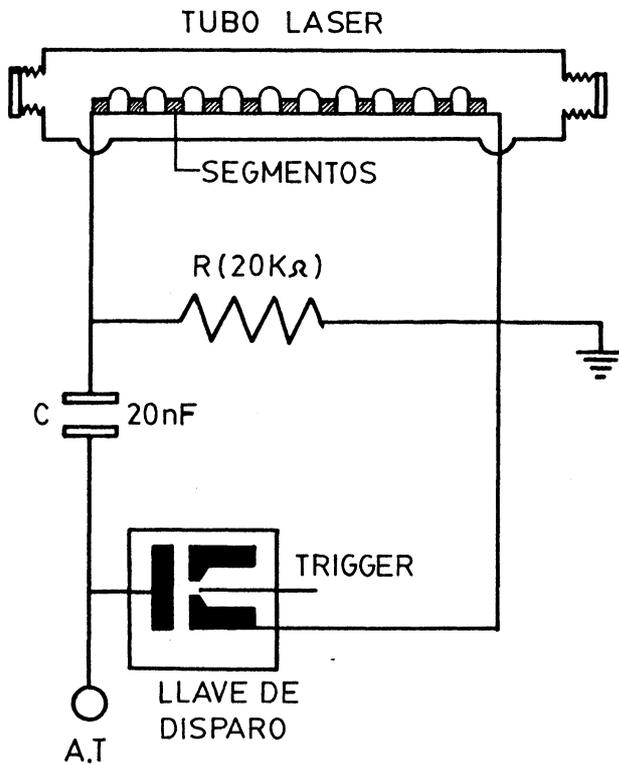


Figura 6

si3n de carga del condensador queda aplicada sobre los - electrodos que poseen en ese instante una resistencia de  $\sim 7 \Omega$  bajo una presi3n de 10 torr de He. Con este circuito se obtienen - valores pico de corriente entre 200 y 500 A, cuyo ancho a la mitad de altura (FWHM) varía entre 350 y 750 ns, a una frecuencia entre 1 y 100 Hz. Estos pulsos de corriente presentan la característica de ser oscilatorios lo que dificulta la operaci3n ya que si bien se genera el plasma durante el primer semiciclo, los restantes siguen produciendo una alta densidad de iones que perturbaban y retardan la formaci3n del pulso láser.

Se estudiaron adem3s, un circuito con un capacitor de transferencia (48) de 5 nF y un circuito Blumlein con dos capacitores de 20 nF. Con el primero no se observaron mayores di-

ferencias y con el segundo se encontró que el pulso de corriente tenía una crecida mas rápida, pero el número de oscilaciones permanecía constante y la altura del primer y segundo semiciclo eran iguales.

Dado que la principal fuente de oscilaciones es la inductancia del circuito, se usó una configuración de tipo coaxil para el tubo, esta se logra cubriendo con un papel de aluminio que extiende uno de los electrodos hacia el otro, disminuyendo el ruido eléctrico de la descarga. Se ensayaron distintos tipos de spark-gaps y se redujeron al mínimo, compatible con los altos valores de tensión utilizados, los lazos que se cerraban al producirse la descarga, imponiéndole así al sistema una inductancia mínima.

Se introdujo además una bobina de desacople de 100 H (por la que no circula la corriente de la descarga) entre la fuente de alta tensión y el dispositivo, con el fin de evitar rebotes de los pulsos de corriente. Todo el circuito está contenido en una caja metálica que evita el ruido electromagnético.

### II.3.3 Medidas eléctricas.

Para estudiar el comportamiento del circuito se midieron la tensión y la corriente que circula por el tubo de descarga.

Las medidas de tensión fueron realizadas utilizando una punta resistiva de alta tensión Tektronix P-6015-1000X de 40 KV de tensión máxima y de 4 ns de tiempo de crecida (conectada a  $1\text{ M}\Omega$ )

La corriente se midió utilizando una espira de Rogowsky autointegradora, modelo PIM-220 de baja impedancia y de 2 ns de tiempo de crecida, con una calibración de 0.1 V/A (conec

tada a 50  $\Omega$ ).

Ambos instrumentos de medida, así también como los detectores que se describirán en la próxima sección, se conectan a un osciloscopio Tektronix modelo 7904 con las siguientes unidades: 7B 92 A de barrido, 7A 26 de 1 M $\Omega$  y 200 MHz de ancho de banda y 7A 19 de 50  $\Omega$  y 500 MHz. La escala mínima de tiempo es de 0.5 ns.

#### II.3.4 Instrumentos de detección y registro.

El análisis de la radiación, fué realizado con distintos detectores y fotomultiplicadores dependiendo de la región espectral.

Para la medición de potencia y análisis de las características temporales de la emisión estimulada en el infrarrojo, se utilizó un fotodiodo de germanio Rofin, modelo 7460 de 50 ns de tiempo de crecida y 250 ns de tiempo de caída. Este detector puede ser operado en modo fotoconductor o fotovoltaico mediante un amplificador que consta de dos transistores con realimentación, donde la ganancia se varía alterando la misma. Las respectivas ganancias se obtienen a partir de la constancia del producto de éstas por el ancho de banda. Se obtuvieron tiempos de crecida inferiores a 0,8 $\mu$ s. Para el estudio de la emisión espontánea por debajo del micrón se utilizó un fotodiodo de silicio EG&G SGD10, Lite-Mike modelo 560B de 5 ns de tiempo de crecida.

Los fotomultiplicadores utilizados fueron Hamamatsu R 446 en el visible y un EMI 9634 QB en el ultravioleta.

Para individualizar las distintas líneas, tanto espontáneas como estimuladas, se utilizó un espectrómetro JARRELAASH con montaje Ebert de 0.5 m de distancia focal con red plana -

de 1180 líneas/mm. En cuanto a los registros espectroscópicos se utilizó un espectrógrafo Shimadzu de montaje Ebert, de 3.4 m de distancia focal con red plana de 600 líneas/mm con una dispersión de  $4.8 \text{ \AA}/\text{mm}$  en primer orden. Los espectros obtenidos fueron registrados en placas espectroscópicas Kodak tipo 103 a 0 y en películas Kodak TRI-X-PAN de 400 ASA.

El análisis temporal de las líneas estudiadas fue realizado con un integrador Boxcar PARC 162, con una cabeza de muestreo PARC 163, disparado por el pulso de corriente. Se utilizó además un registrador gráfico X-Y HEWLETT PACARD modelo 7046A.

### II.3.5 Cavidad Resonante

Dada la no uniformidad del plasma dentro del tubo de descarga, es necesario obtener una buena distribución de la radiación en la cavidad. Esto se logra con espejos plano-paralelos. Estos presentan la dificultad de ser muy difíciles de alinear. Por esta razón se construyeron espejos con radios de curvatura mucho mayores que la separación entre los mismos. Dichos radios de curvatura fueron controlados por un método basado en la deformación de las franjas de Young, producidas por dos fuentes puntuales cuando se interpone el espejo a estudiar en la trayectoria del rayo. Este método muestra coincidencias con errores menores del 5%, en relación con otros métodos tradicionales (Foucault-lente), con la ventaja de no tener limitaciones para radios de curvatura mayores de 4 m (49).

La cavidad resonante se forma con un par de espejos cóncavos recubiertos con oro, que tienen una reflectividad de  $\sim 100\%$  en el cercano infrarrojo, de 25 mm de diámetro y 6 m de radio de curvatura. El espejo de salida presenta un agujero de acople de 2mm de diámetro en el centro del mismo.

Estos espejos son montados internamente mediante fuelles metálicos que permiten variar el eje del resonador entre 3 y 15 mm por encima de los segmentos. Mediante montajes provistos de tornillos micrométricos se los puede alinear en forma perpendicular al eje del tubo de descarga, dicha alineación se realiza mediante un láser de He-Ne comercial.

Antes de poder obtener emisión estimulada en cadmio, para asegurar la alineación de los espejos, se obtuvo emisión estimulada en helio y xenón, trabajando a presiones menores de 1 torr. La longitud de onda para el helio es de  $2.0603 \mu\text{m}$  y para xenón es de  $2.0262 \mu\text{m}$ , ambas pueden ser obtenidas también en forma superradiante.

Como el volumen del medio activo aumenta al aumentar el número de plasmas, y por lo tanto la potencia de salida láser se incrementa, se trabajó con 33 segmentos (32 plasmas) que es el máximo número de segmentos que pueden ser contenidos dentro del tubo de descarga.

## II.4 FUNCIONAMIENTO, MEDICIONES Y RESULTADOS

### II.4.1 Confinamiento del plasma.

Como vimos en el capítulo I, el gas buffer más apropiado para los láseres de recombinación que operan en la fase de expansión de plasmas es el helio, ya que presenta un alto potencial de ionización (24.58 eV) asegurando una alta temperatura electrónica en la descarga, necesaria para la producción de altas concentraciones de iones metálicos. Este gas tiene dos funciones en el proceso de expansión: 1°) enfría los electrones por colisiones elásticas, incrementando el ritmo de recombinación electrón-ión y 2°) confina la región de ganancia del plasma al volumen comprendido dentro de la cavidad óptica.

En el esquema de la figura 5 se ve que en la "en

trada" y "salida" del tubo de descarga existen sendas válvulas de aguja, que permiten una regulación precisa de un pequeño flujo de gas, necesario para remover las impurezas producidas después de cada disparo. En paralelo con la válvula de aguja a la salida, hay una llave que permite el vaciado rápido del tubo mediante una bomba mecánica, Edwards modelo EDM2 de dos etapas, con un caudal de 33 litros por minuto, que junto a una difusora de aceite Edwards modelo 63/15  $\Omega$ , permite lograr presiones menores de  $10^{-6}$  torr.

El helio es esencial para el funcionamiento del láser, pero sin embargo puede resultar un problema al trabajar a bajas presiones ( $< 50$  torr), ya que éste presenta un camino alternativo para la circulación de la corriente. Se pueden observar entonces, descargas entre electrodos no adyacentes, reduciendo el número de chispas y consecuentemente el número de plasmas, disminuyendo o eliminando la ganancia del láser. Para evitar este inconveniente se han estudiado diversas geometrías de los electrodos (42) que permiten incrementar el ritmo de ionización aumentando así la producción del vapor metálico en la zona de separación entre los segmentos. Un método ensayado fue trabajar con electrodos más delgados (0.2 mm vs. 1 mm), reduciendo las pérdidas por conducción térmica; así la temperatura de la superficie de los electrodos aumenta incrementando la producción de vapor metálico. Si bien con esta geometría de electrodos, se puede trabajar a presiones menores de 10 torr, dado los altos valores de tensión y corriente se produce un rápido deterioro de los mismos. Se logró sin embargo la formación de los plasmas a presiones tan bajas como 1 torr "afilando" los extremos de los segmentos (10x2x1 mm) para producir una gran concentración del campo eléctrico entre los electrodos, favoreciendo el paso de la corriente entre ellos y no a través del gas, entre electrodos no adyacentes.

En la figura 7 se muestra la dependencia de la potencia de salida para la línea  $1.433 \mu\text{m}$  en función de la presión

de He, medida por un manómetro a diafragma marca Diavac, calibrado en el rango de 1 a 1000 mbar, encontrando que la presión óptima de funcionamiento es de 10 torr con el eje de la cavidad situado a 7 mm por encima de los segmentos metálicos.

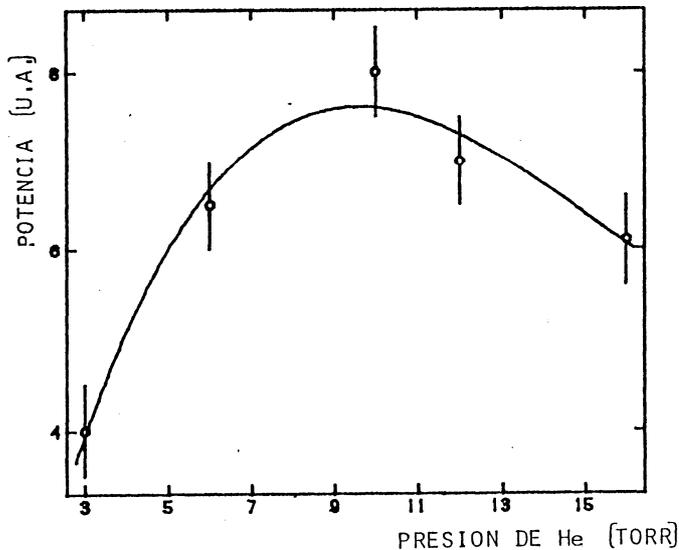


Figura 7

Para medir la amplitud espacial de la región de ganancia del plasma, trasladamos el eje del resonador por encima de la superficie de los segmentos. Los resultados obtenidos son mostrados en la figura 8 e indican que si bien se puede mantener la oscilación entre los 3 y los 11 mm, la posición óptima del eje es 7 mm. Cuando la presión de helio es mayor, la región de ganancia se hace más angosta y se desplaza hacia los segmentos.

El confinamiento del plasma puede incrementarse colocando placas metálicas o de vidrio, paralelas a los costados del mismo. Esta técnica fue propuesta por Silfvast et al. (50) para láseres de recombinación que utilizan plasmas producidos mediante la focalización de láseres de Nd y CO<sub>2</sub> sobre blancos metálicos.

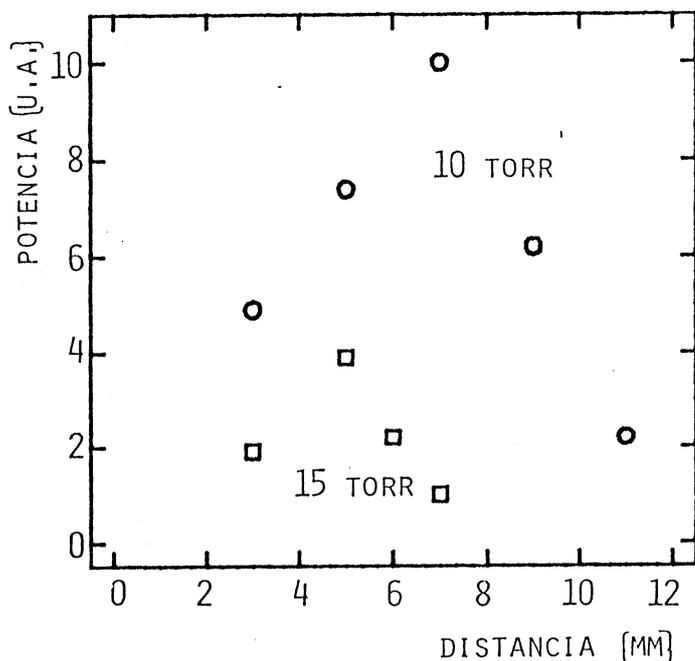


Figura 8

Nosotros hemos utilizado placas de vidrio paralelas de 5 mm de alto, separadas 5 mm a los costados de los segmentos, logrando un incremento en un factor 5 en la potencia de salida. Este aumento en la potencia es producido por el efecto combinado de extender la región de ganancia y de mantener una temperatura alta en la región comprendida entre las placas. Cuando el plasma en su expansión abandona esta zona, se produce un rápido enfriamiento incrementando el ritmo de recombinación y consecuentemente la población del nivel láser superior. Es de destacar también que estas placas facilitan la alineación de la cavidad.

Se realizó un análisis de la variación de la potencia de salida en función de la tensión aplicada, tomando como parámetro el condensador de carga. Los resultados se resumen en la figura 9, en la que se observa, que la potencia aumenta casi linealmente con la tensión para el capacitor de 40 nF. Sin embargo, un excesivo aumento en la capacidad lleva a un rápido deterioro

ro de los electrodos y a una gran inestabilidad de los plasmas. Por otro lado como la tensión máxima de carga de los capacitores es de 25 KV, se decidió utilizar el condensador de 20 nF cargado a 10 KV.

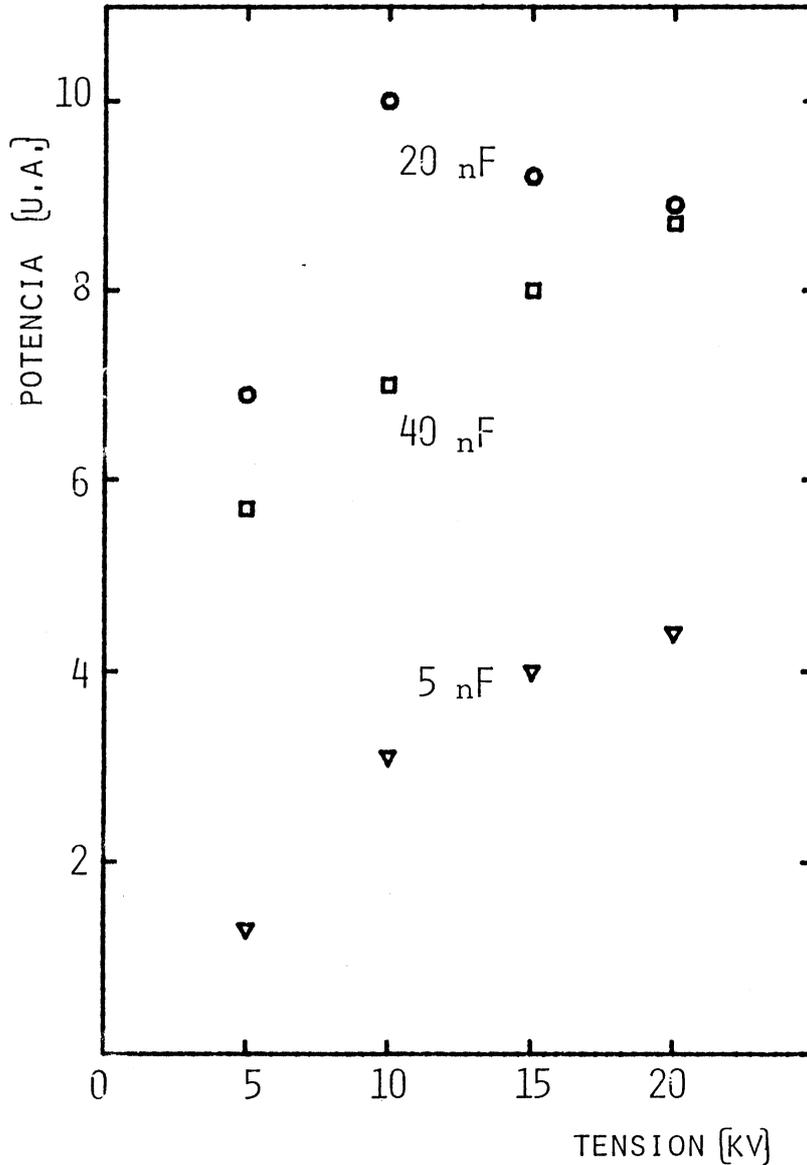


Figura 9

#### II.4.2 Características eléctricas de la descarga

Optimizando el circuito de descarga, la presión del gas y el confinamiento del plasma, se obtuvieron oscilogramas del pulso de corriente como el que se muestra en la figura 10.

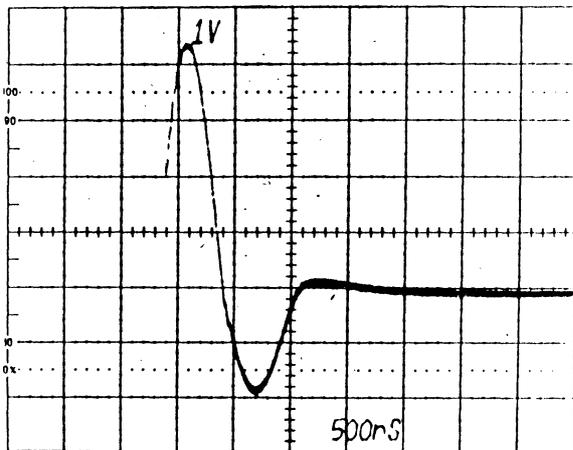


Figura 10

La amplitud del pulso de corriente es 420 A y su ancho FWHM es 450 ns. La baja inductancia del circuito permite obtener pulsos bien amortiguados, sólo se observan dos semiciclos y el segundo tiene una amplitud menor que la mitad de la del primero.

En la figura 11, hemos ajustado este pulso por cuadrados mínimos mediante la expresión de la corriente  $i$ , en función del tiempo y de los parámetros  $R$  y  $L$  a determinar:

$$i = \frac{V}{\omega L} \text{sen}(\omega t) \exp(-Rt/2L),$$

donde,  $\omega^2 = 1/LC - (R/2L)^2$ , V es la tensión de carga y C la capacidad del capacitor.

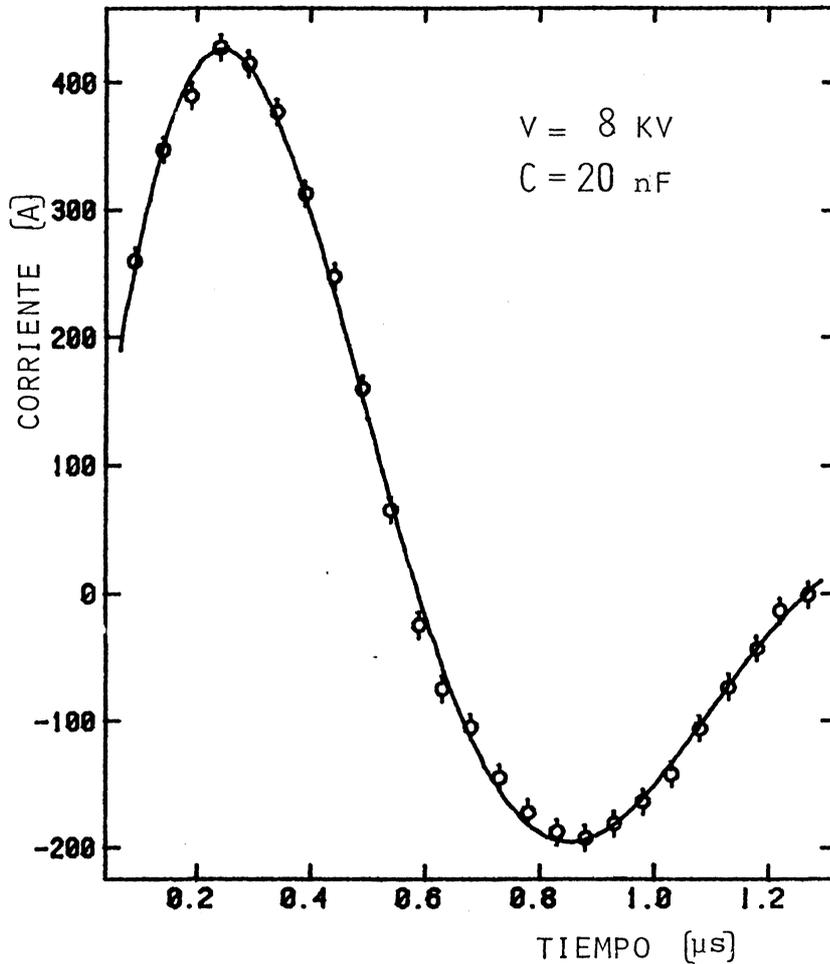


Figura 11

Como resultado del ajuste los valores de R y L fueron:

$$L = 2,21 \pm 0,08 \mu\text{H}$$

$$R = 7,08 \pm 0,13 \Omega$$

En la figura 12 se presentan oscilogramas que muestran la emisión láser retrasada respecto a la emisión espon-

tánea que sigue al pulso de corriente. Bajo diferentes condiciones se han observado retrasos entre 5 y 80  $\mu\text{s}$  entre la finalización del pulso de corriente y el comienzo de la emisión láser.

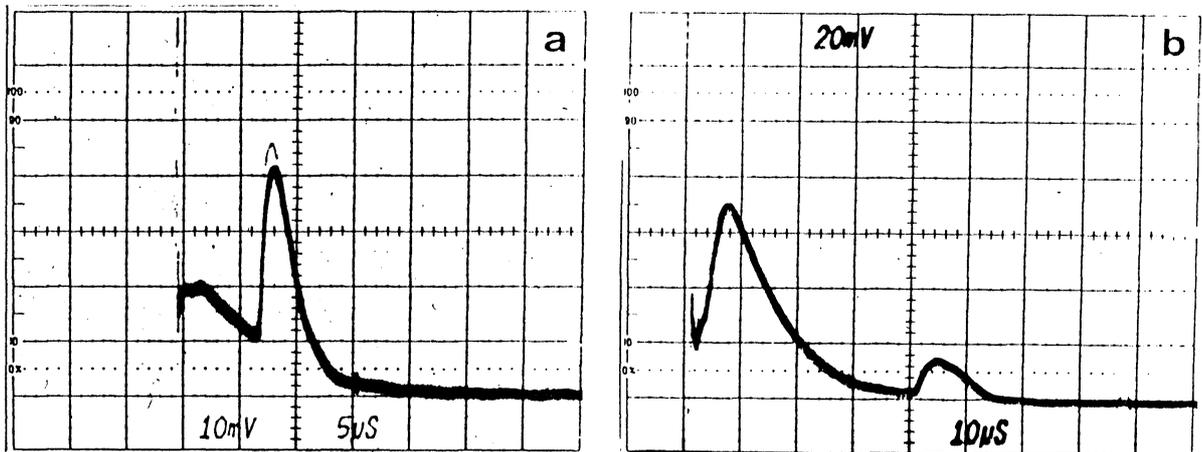


Figura 12

La magnitud de la corriente de excitación influye en el retraso en la aparición del pulso láser. En la figura 12a la corriente es 300 A mientras que en la figura 12b, donde se ha utilizado una corriente de 500 A, el retraso es considerablemente mayor.

El retraso que ocurre entre el láser y la corriente, el hecho de que la emisión estimulada se observe en la región de bajas temperaturas electrónicas y de que sean necesarias presiones relativamente elevadas de gas buffer, son todas características que confirman que el mecanismo responsable de la inversión de población es la recombinación iónica.

## II.5 GANANCIA DE PEQUEÑA SEÑAL

La ganancia de pequeña señal para la línea 1.433  $\mu\text{m}$  del Cd I, fué medida bajo las condiciones óptimas de funcionamiento del láser. Esto es: 32 plasmas, confinados por placas de vidrio de 5 mm de alto, con el eje del resonador a 7 mm por encima de los segmentos, a una presión de 10 torr y con un pulso de corriente de 420A producido por un capacitor de 20 nF cargado a 10 KV.

En el esquema de la figura 5, podemos ver una placa de vidrio ubicada entre la región de ganancia y el espejo de salida. Esta placa de 0.151 mm de espesor puede ser rotada externamente mediante un cierre de vacío dinámico.

La acción láser es mantenida aún cuando la placa es colocada en forma perpendicular al eje del resonador, dando una ganancia por paso ( $G_0$ ) de mas del 8%.

Las pérdidas producidas por el agujero de acople en el espejo de salida, son difíciles de estimar, por esa razón la ganancia fué obtenida ajustando la intensidad medida del láser, cuando la placa es rotada alrededor del ángulo de Brewster.

Para una línea ensanchada inhomogéneamente, la intensidad dentro de la cavidad es (51):

$$I = I_s \frac{G_0^2 - \gamma^2}{\gamma^2} \quad (\text{II.1})$$

donde la pérdida total  $\gamma$  es producida por la reflexión en la placa  $\gamma_R$  y por el acoplamiento del agujero  $\gamma_A$

$$\gamma = \gamma_R + \gamma_A \quad (\text{II.2})$$

Cuando la placa está ubicada en el ángulo de Brewster,  $\gamma_R=0$  y la

intensidad alcanza su valor máximo,  $I_M$ , entonces:

$$\frac{I}{I_M} = \frac{(G_0^2 - \gamma^2) \gamma_A^2}{(G_0^2 - \gamma_A^2) \gamma^2} \quad (\text{II.3})$$

La figura 13 muestra los resultados para  $I/I_M$ , cuando la placa es rotada un ángulo  $\theta$  alrededor del ángulo de Brewster

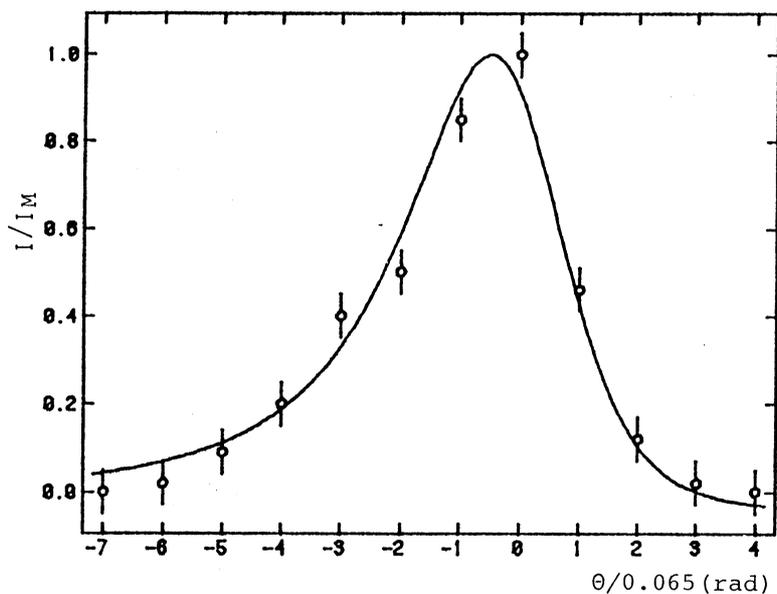


Figura 13

Los valores son promediados en las cuatro posiciones posibles para la placa que da una pérdida mínima. El mejor ajuste está dado para los valores  $\gamma_A = 0.02 \pm 0.002$  y  $G = 0.09 \pm 0.03$ .

Para una longitud del medio activo de 36 cm, la ganancia por unidad de longitud es  $g_0 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . Este valor es dos órdenes de magnitud mayor que el calculado mediante modelos teóricos existentes (43), donde no son tenidas en cuenta las desex

citaciones del nivel láser inferior y la temperatura electrónica resulta incorrecta.

Dado que la población del nivel láser superior y por lo tanto la ganancia dependen fuertemente de la temperatura y densidad electrónica (I.10), en el próximo capítulo se presenten las medidas de estos parámetros.

En el capítulo IV, se desarrolla un modelo simplificado para el funcionamiento de este láser, que ajusta correctamente el valor de la ganancia medida con el calculado.

## C A P I T U L O   I I I

### DIAGNOSTICO DE PLASMAS DEBILES MEDIANTE TECNICAS ESPECTROSCOPICAS. DETERMINACION DE TEMPERATURA Y DENSIDAD ELECTRONICA

#### III.1 INTRODUCCION

El conocimiento preciso de la temperatura y densidad electrónica, como así también de la densidad de iones activos, resulta de significativa importancia para la comprensión del funcionamiento de los láseres de recombinación. Por esta razón, se detallan en este capítulo, diversas técnicas posibles para la determinación de estas variables. Se pone especial énfasis en las técnicas espectroscópicas, ya que éstas resultan ser las más adecuadas para el plasma con las características de temperatura y densidad encontradas en este trabajo.

Las medidas de densidades de las especies relevantes fueron realizadas mediante la técnica de absorción resonante, mientras que las medidas de temperatura electrónica resultan del estudio de las intensidades relativas en una serie espectral

del helio en condiciones de equilibrio termodinámico local. La temperatura resultó ser significativamente menor que la supuesta en trabajos anteriores publicados por otros autores.

### III.2 DETERMINACION DE LAS DENSIDADES DE IONES Y ELECTRONES

El conocimiento preciso de la densidad del plasma es importante para calcular el ritmo de recombinación, el de desexcitación colisional y la ganancia óptica.

La densidad de electrones libres es la cantidad más importante dentro de las densidades de un plasma. Luego que ésta ha sido determinada, las densidades de iones pueden ser calculadas de las condiciones de neutralidad macroscópica, conociendo sus abundancias relativas.

Como veremos mas adelante (III.2.6), en el plasma estudiado solamente existen iones simplemente cargados en concentraciones relevantes; en ese caso las densidades de iones y electrones son simplemente iguales unas a otras.

Medidas de densidad electrónica en plasmas de este tipo han sido realizadas previamente (43). Nosotros hemos repetido estas medidas con el propósito de verificar los resultados y garantizar la equivalencia de los dispositivos experimentales empleados.

Los valores obtenidos anteriormente (43) para la densidad de electrones la ubican en el rango de  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ , debemos restringirnos por lo tanto, a los métodos de diagnóstico de plasmas de bajas densidades ("plasmas débiles") y que sean compatibles con las dimensiones del plasma estudiado (1-1-30 cm).

### III.2.1 Ensanchamiento Stark

Si las colisiones inelásticas pueden ser ignoradas, el ensanchamiento de una línea por partículas cargadas es atribuible al efecto Stark lineal en el caso del hidrógeno y al efecto Stark cuadrático para otros átomos. El ancho medio de una línea depende de la densidad de iones y electrones y por lo tanto su medida puede ser usada para determinar la densidad del plasma. Estas medidas pueden ser hechas con una buena precisión en plasmas que contengan hidrógeno o iones hidrogenoides, en parte por que los ensanchamientos son mayores y en parte por que éstos pueden ser calculados con mucha más certeza que para otros átomos con más de un electrón.

Se han obtenido excelentes resultados al describir el ensanchamiento de los niveles hidrogénicos por las teorías quasi-estáticas del ensanchamiento por iones y electrones (52,53) Los anchos de las líneas (FWHM), para números cuánticos principales altos obtenidos por estas teorías, varían con el cuadrado del número cuántico principal  $n$  y con la suma de las densidades de iones y electrones a la potencia  $2/3$ :

$$\Delta \lambda_s = C \lambda_0^2 n^2 (2N_e)^{2/3} \quad (\text{III.1})$$

donde  $\Delta \lambda_s$  es el ancho en la mitad de la intensidad de la línea, si se supone que la densidad de iones y electrones es aproximadamente igual.  $C$  es una constante de proporcionalidad obtenida empíricamente.

Como el helio es el principal componente en este tipo de plasmas, la densidad de electrones puede ser obtenida



midiendo el ancho Stark de transiciones de este elemento.

Usando el valor de Griem  $C_G = 1.3 \times 10^{13} \text{ cm}^2$ , para  $N_e \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  y para la transición  $9p^3P \rightarrow 2s^3S$  (2696 Å) resulta un ensanchamiento:  $\Delta\lambda_s = 0.05 \text{ Å}$  que está fuera del alcance de nuestros instrumentos de medida.  $\Delta\lambda_s$  puede ser mayor en números cuánticos principales mayores. Lamentablemente como veremos más adelante, la transición con  $n=9$  es la más alta a la que podemos llegar dado que para números cuánticos mayores ( $n=10, 11, 12$ ) las longitudes de onda de esas transiciones coinciden o se solapan con las longitudes de onda de transiciones de Cd I muy intensas, más allá ( $n \geq 13$ ) las intensidades de las líneas de He I son muy débiles haciéndose difícil su detección.

Por todas estas razones el método no es aplicable en el plasma estudiado.

### III.2.2 Intensidades absolutas

La intensidad total de una línea está dada por:

$$I = h \nu_{si} A_{si} N_s l, \quad (\text{III.2})$$

donde  $N_s$  es la densidad de átomos en el estado superior,  $A_{si}$  es la probabilidad de transición absoluta por emisión espontánea,  $\nu_{si}$  es la frecuencia de emisión de la línea y  $l$  la longitud del plasma.

Las relaciones de equilibrio de Saha-Boltzmann, permiten conectar las densidades de estados superiores ( $N_s$ ) con la de los electrones libres ( $N_e$ ) y así determinar esta última a partir de la medida de la intensidad emitida en una línea. Un tratamiento similar puede realizarse si se mide la intensidad emitida en el continuo.

La limitación fundamental de este método reside en la calibración de la radiancia espectral absoluta, que implica la necesidad de contar con patrones de radiancia.

Otras dificultades surgen de la radiación continua de fondo y de las fluctuaciones estadísticas en el número de fotones detectados en descargas pulsadas como ésta.

### III.2.3 Métodos Interferométricos

Debido a las bajas densidades ( $10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ), a las pequeñas dimensiones ( $l \approx 1-30 \text{ cm}$ ) y a la característica transitoria del plasma, la implementación de las técnicas de diagnóstico para determinar la densidad del plasma se tornan dificultosas. - La interferometría láser (54) es una variante interesante de los métodos para medir índices de refracción y de esta manera obtener la densidad de electrones ya que el índice de refracción del plasma está determinado fundamentalmente por la densidad de electrones libres. Con estos métodos es posible determinar en principio, densidades de  $10^{10}$  a  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  para plasmas de 10 cm de longitud. Estas técnicas presentan la ventaja de no necesitar calibraciones de intensidades absolutas o de la determinación de perfiles de línea, pero para densidades bajas es necesario utilizar láseres en el infrarrojo lejano y colocar el plasma dentro de la cavidad (55). La alineación del sistema interferométrico es complicada y los resultados están afectados generalmente de un error grande.

Debido a todas las dificultades mencionadas anteriormente no fue posible instrumentar estas técnicas. La densidad de electrones fue determinada sin embargo mediante un método espectroscópico que se describe más adelante.

#### III.2.4 Absorción resonante

Las densidades de los estados fundamentales de especies neutras e ionizadas pueden determinarse midiendo el coeficiente de absorción para transiciones resonantes (56). Para la aplicación de estas técnicas se necesitan dos descargas idénticas, una que actúe como fuente y otra como absorbente, evitando los errores que pueden surgir del empleo de fuentes con distinto ancho de línea.

Como es difícil mantener dos descargas idénticas en los tiempos requeridos para las medidas de absorción, Harrison (57), propuso una variante de esta técnica que consiste en colocar un espejo detrás de una sola descarga. Así la luz que emerge de la descarga es reflejada en un espejo plano cuya reflectividad en función de la longitud de onda es conocida. La fracción de la luz absorbida, se determina comparando la señal debida a la luz que entra al espectrómetro con el espejo cubierto, con la señal debida a la adición de la luz reflejada a través de la descarga cuando el espejo es descubierto.

El tipo de descarga como la estudiada produce un elevado bombardeo del espejo (sputtering) introduciendo cambios en su reflectividad y errores en las intensidades medidas.

Para la implementación de la técnica de absorción resonante, hemos construido un arreglo de electrodos el cual es desarrollado en la siguiente sección.

#### III.2.5 Arreglo experimental

Tanto en las técnicas de diagnóstico en las que debemos introducir elementos de medida dentro del plasma, como

en las técnicas espectroscópicas, en las que se analiza la radiación emitida, se necesita que el plasma a ser estudiado sea de fácil acceso.

Dado que los plasmas que constituyen el medio activo de nuestro láser, se encuentran contenidos dentro de una celda cerrada en sus extremos por espejos (figura 5) y que, por la disposición de dichos plasmas es muy difícil analizar uno solo de ellos sin perturbar a los demás, hemos construido un arreglo de electrodos como el mostrado esquemáticamente en la figura 14.

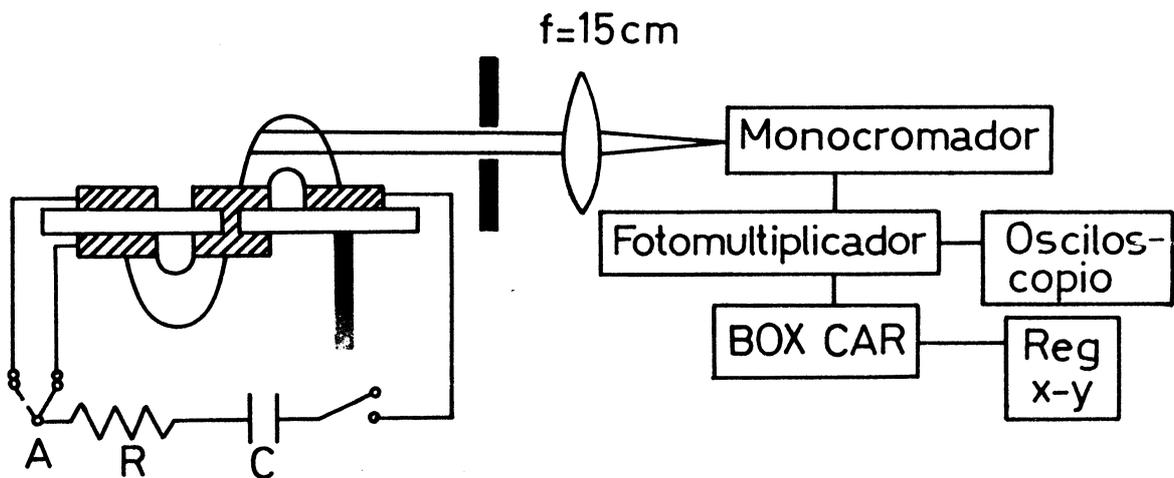


Figura 14

Los electrodos son de cadmio de 1x2x10 mm, adheridos sobre una placa de vidrio de 7 cm de largo por 3 cm de ancho y 2 mm de es-

pesor. Los mismos se encuentran contenidos en un tubo de vidrio - Pyrex de 12 cm de largo y 7 cm de diámetro interno solidario a un trasladador vertical. El tubo está cerrado en uno de sus extremos por una ventana de cuarzo fija y en el otro por una ventana de vidrio adherida a un cierre metálico por donde pasan los electrodos aislados por un tubo de vidrio (figura 15 ). Mediante conexiones esféricas se conecta el tubo al sistema de vacío por un lado, y por el otro al depósito de helio al igual que el sistema de la figura 5.

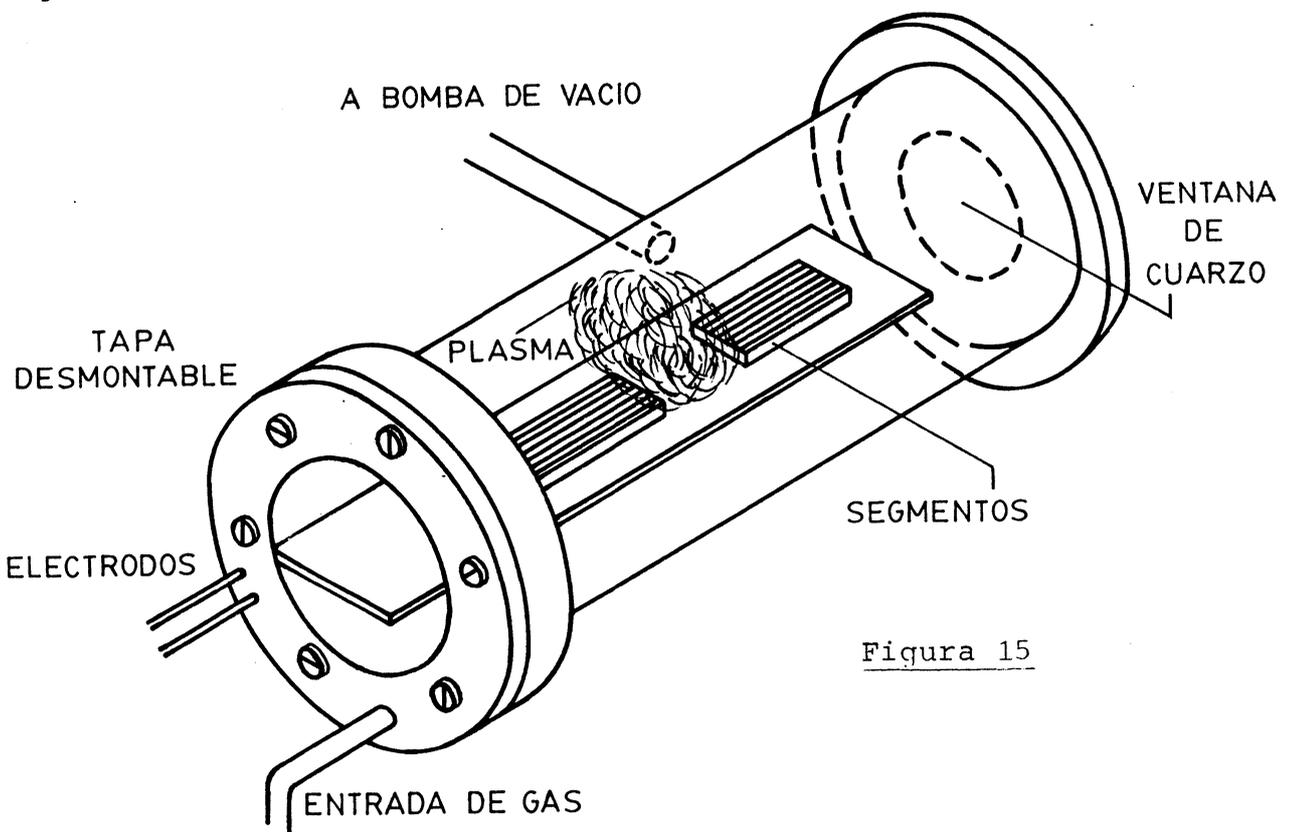


Figura 15

El circuito de descarga es similar al descrito en la sección II.3.2 y solamente se le ha agregado una resistencia en serie para reproducir las características de tensión y corriente del sistema de 33 segmentos.

Mediante la llave A y diafragmas apropiados podemos analizar la radiación emitida por uno o dos plasmas con los instrumentos que se detallan en la figura 14, manteniendo las mismas características eléctricas en la descarga.

Como uno de los extremos del tubo, tiene un cierre metálico móvil, podemos introducir elementos de diagnóstico - como sondas electrostáticas o fibras ópticas. Además el dispositivo está preparado con sus dos ventanas, para implementar métodos interferométricos.

### III.2.6 Medición de la densidad de especies

La densidad de los estados fundamentales del Cd I y del Cd II fueron determinadas mediante el empleo de la técnica de absorción resonante. En el arreglo experimental descrito anteriormente, los plasmas generados son idénticos asegurando la igualdad del ancho de línea en las transiciones estudiadas.

Si la intensidad de una línea que emerge de la fuente es  $I_0$  y pasa a través del medio absorbente, la intensidad transmitida será:

$$I_v = I_0 e^{-k_v x}$$

donde  $k_v$  es el coeficiente de absorción y  $x$  la longitud del plasma. Si dividimos la fuente de longitud  $l$  en zonas pequeñas que contribuyen a la intensidad total con intensidades "i", la intensidad  $I_1$  de la fuente será:

$$I_1 = \int_0^l i e^{-k_v(1-x)} dx = \frac{i}{k} (1 - e^{-k_v l})$$

y la intensidad  $I_2$  que emerge del plasma absorbente será:

$$I_2 = \frac{i}{k} (1 - e^{-k\nu l}) (1 + e^{-k\nu l}),$$

por lo tanto:

$$k_\nu = -\frac{1}{l} \ln \left( \frac{I_2(\nu)}{I_1(\nu)} - 1 \right). \quad (\text{III.3})$$

Así, de las medidas de las intensidades de la línea de frecuencia  $\nu$ , de un plasma ( $I_1$ ) y de dos plasmas ( $I_2$ ), es posible determinar el coeficiente de absorción si se conoce la longitud del plasma.

Se utilizaron dos diafragmas de 2x2 mm ubicados, uno entre el "plasma fuente" y el "plasma absorbente" y otro separado 1 cm del primero, entre este plasma y la etapa de análisis. Los agujeros de los diafragmas fueron posicionados a 5 y 10 mm por encima de las chispas, lo que nos permite analizar la luz proveniente de zonas situadas de 4 a 6 y de 9 a 11 mm. La luz es colectada por una lente de cuarzo de 15 cm de distancia focal y analizada con los instrumentos vistos en la sección III.2.5.

El tubo fué ennegrecido internamente para asegurar que las reflexiones en sus paredes no interfirieran.

Para una presión del orden de 10 torr y una temperatura del gas del orden de 300 K el ensanchamiento Doppler es dos órdenes de magnitud mayor que el ensanchamiento natural o el producido por colisiones. Así que, tomando en cuenta solamente el movimiento de los átomos para definir el perfil de línea, el coeficiente de absorción en función de la frecuencia  $\nu$ , puede escribirse:

$$k_\nu = k_0 \exp - \left( \frac{2(\nu - \nu_0)}{\Delta \nu_D} \sqrt{\ln 2} \right)^2 \quad (\text{III.4})$$

donde  $\nu_0$  es la frecuencia central de la línea,  $\Delta \nu_D$  es el ancho -

Doppler (FWHM) que depende de la temperatura  $T$  y del peso molecular  $M$ ,

$$\Delta v_D = \frac{2 v_0}{c} \sqrt{\frac{2RT \ln 2}{M}} = 7.16 \times 10^{-7} v_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (\text{III.5})$$

$k_0$  es el coeficiente de absorción máximo. La expresión para  $k_0$  es (57):

$$k_0 = \frac{2}{\Delta v_D} \left[ \frac{\ln 2}{\pi} \right]^{1/2} \frac{\lambda_0^2}{8\pi} A_{si} N_i \frac{g_s}{g_i} \left( 1 - \frac{g_i}{g_s} \frac{N_s}{N_i} \right), \quad (\text{III.6})$$

donde  $A_{si}$  es el coeficiente  $A$  de Einstein para la transición de frecuencia  $\nu$  desde el nivel  $s$  (con población  $N_s$  y peso estadístico  $g_s$ ) al nivel  $i$  (con población  $N_i$  y peso estadístico  $g_i$ ). Como  $k_0$  puede determinarse por las medidas de absorción resonante, suponiendo  $g_s N_s \ll g_i N_i$ , conocidos los tiempos de vida de los niveles, se pueden obtener las densidades  $N_i$  de los estados fundamentales del Cd I y Cd II.

Las densidades de Cd I y Cd II, fueron determinadas a 5 y 10 mm sobre los segmentos, usando las transiciones resonantes 3261 Å y 2288 Å en el Cd I y 2144 Å y 2265 Å del Cd II. En la figura 16 se muestra un diagrama de niveles de energía del cadmio con la ubicación de estas líneas.

En la Tabla I, se muestran las densidades de los estados fundamentales del Cd I y Cd II, obtenidas a partir de los coeficientes de absorción, en un plasma de 1 cm de longitud, para las transiciones resonantes antes mencionadas, 40  $\mu$ s después de finalizado el pulso de corriente.

Se realizó un análisis espectroscópico de la radiación emitida por uno de estos plasmas, con el fin de encontrar líneas de especies múltiplemente ionizadas. Sólo fueron reconocidas líneas del Cd I y del Cd II. No se encontró ninguna línea del Cd III ni aún las más intensas, como por ejemplo la 2767 Å, 2805 Å

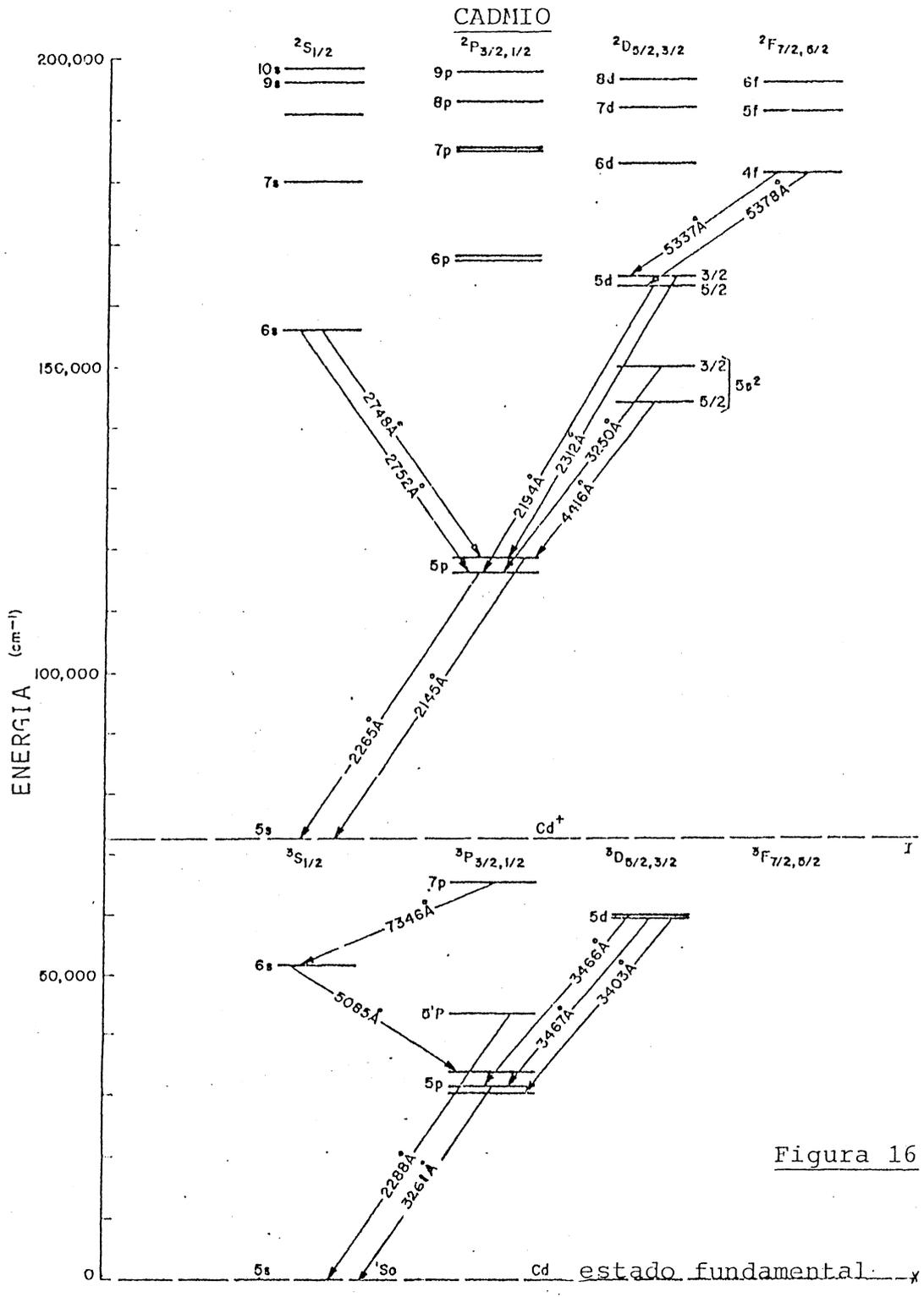


Figura 16

y 3035 Å. Se hizo además un cuidadoso análisis, con un fotomultiplicador adosado al monocromador, principalmente en tiempos para los que el láser funciona (25-55  $\mu$ s) sin poder detectar ninguna de esas líneas. Los iones múltiples que pueden ser creados durante la descarga, se recombinan en tiempos cortos en el after-glow. Por lo tanto las únicas partículas cargadas positivamente para -- los tiempos que dura la acción láser son los iones de cadmio y posiblemente iones de helio.

	Cd I			Cd II		
	$\lambda$ (Å)	$k_0$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	( $\text{cm}^{-3}$ )	$\lambda$ (Å)	$k_0$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	( $\text{cm}^{-3}$ )
5mm	3261	0.11 $\pm$ 0.03	(3 $\pm$ 1) $\times 10^{11}$	2144	0.93 $\pm$ 0.05	(2.0 $\pm$ 0.1) $\times 10^{12}$
10mm	2238	0.11 $\pm$ 0.02	(6 $\pm$ 1) $\times 10^9$	2265	2.92 $\pm$ 0.04	(9.8 $\pm$ 0.1) $\times 10^{11}$

Tabla I

Medidas similares a las realizadas para determinar la densidad de Cd II, son difíciles de efectuar en He II debido a que las transiciones resonantes están en la región del ultravioleta de vacío. Sin embargo mediante un estudio de las intensidades espectrales de diversas líneas, en los tiempos en los que la ganancia óptica es significativa, se puede mostrar que la concentración de He II es mucho menor que la densidad de Cd II.

En efecto, si comparamos las intensidades de las líneas de Cd I excitadas por recombinación del Cd II con la inten-

alidad de un gran número de líneas de este último, que se originan en niveles poblados por reacciones de transferencia de carga con el He II y con líneas de He I excitadas por recombinación del ión de helio, encontramos que, las líneas del Cd II y del He I son más de un orden de magnitud menos intensas que las líneas del Cd I.

Como ejemplo la figura 17 muestra la evolución temporal de la intensidad de tres líneas espectrales correspondientes al Cd I, Cd II y He I. La evolución temporal de la línea láser  $1.43 \mu\text{m}$  se muestra para dar una referencia de tiempo, estando su intensidad en diferente escala. Resumiendo, la densidad de He II debe ser pequeña ya que no se observa la actividad de este ión para excitar líneas de Cd II por transferencia de carga, ni para excitar líneas de He I por recombinación.

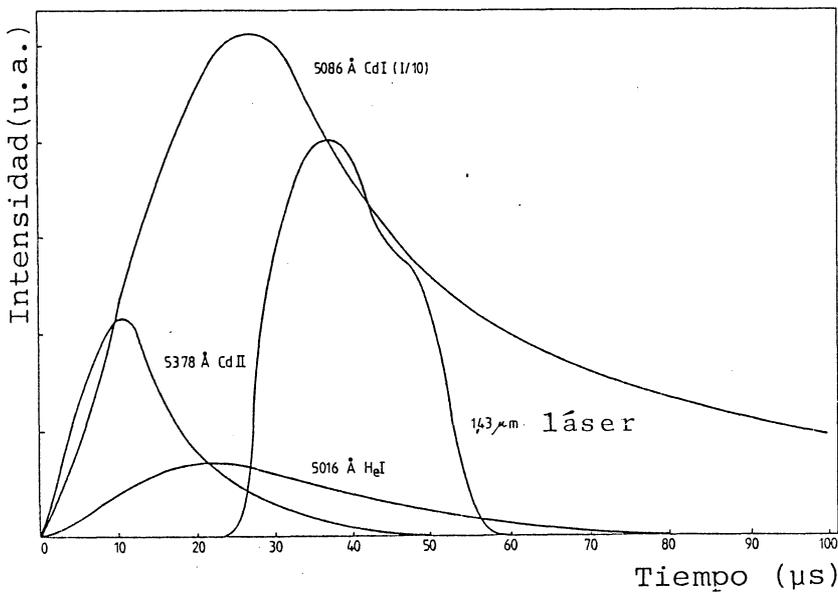


Figura 17

Habiendo mostrado que las únicas especies con carga positiva son los iones de Cd II, podemos utilizar la condición de

la neutralidad del plasma, para inferir que la densidad de electrones  $N_e$ , debe ser prácticamente igual a la densidad de Cd II, al menos para los tiempos en que tiene lugar la acción láser.

### III.3 DETERMINACION DE LA TEMPERATURA ELECTRONICA

La temperatura electrónica juega un rol muy importante en los láseres de recombinación. En la teoría convencional de recombinación colisional de tres cuerpos, el ritmo de recombinación del nivel láser superior depende como  $T_e^{-9/2}$ , (APENDICE A).

Como veremos mas adelante, la desexcitación de los niveles por colisiones superelásticas con electrones, también es función de la temperatura electrónica, de manera que la ganancia del láser depende fuertemente de este parámetro.

Nosotros hemos implementado dos métodos para la determinación de la temperatura: el de sondas electrostáticas, que permite además la medida de la densidad de electrones y el de intensidades relativas en una serie espectral del He I, que al ser un método de diagnóstico espectroscópico, tiene la ventaja de no ser perturbativo.

#### III.3.1 Sondas electrostáticas

Una de las técnicas más empleadas en diagnósticos de plasmas débiles, como los que se encuentran en descargas de radiofrecuencia o en la ionósfera, es la de sondas electrostáticas.

La situación más general en las descargas gaseosas, ya sean estacionarias o dependientes del tiempo, es que los electrones presentes poseen una distribución Maxwelliana de velocidades. De ser éste el caso puede asociarse a esta distribución el

concepto de temperatura de electrones ( $T_e$ ).

En el año 1924, Langmuir y Mott-Smith (58) propusieron un método para la medición de:  $T_e$ , densidad de electrones ( $N_e$ ) y potencial del plasma. Este método conocido como el de "sonda electrostática simple", se basa en el hecho de que la corriente colectada por un electrodo inverso en el plasma, depende de la distribución de velocidades y densidades de portadores de carga, como así también del potencial respecto del plasma y la geometría del electrodo.

El principal inconveniente de este método es que en muchos casos la corriente colectada es de magnitud suficiente para perturbar las mismas propiedades que se desea determinar. Este inconveniente encuentra solución en una variante (59) que consiste en la inmersión de dos electrodos flotantes respecto del plasma, pero polarizados entre sí. La característica tensión-corriente de este dispositivo conocido como sonda electrostática doble, permite el cálculo de  $T_e$  y  $N_e$ . La corriente colectada es habitualmente órdenes de magnitud inferior a la de una sonda simple, disminuyendo así la posibilidad de introducir perturbaciones severas en el plasma analizado.

De todas maneras, el relevamiento de las características de tensión-corriente debe efectuarse polarizando las sondas con fuentes continuas, de salida variable o con pulsos de tensión del tipo "diente de sierra". Es habitualmente necesario medir la corriente para varios valores distintos de tensión (entre 20 y 40) con el objeto de obtener una característica satisfactoria, lo que hace que estos métodos resulten lentos y tediosos.

Nosotros hemos implementado una técnica que utiliza tres sondas simétricas (60), la cual no requiere un generador de pulsos de tensión para su polarización y permite la determinación instantánea de los valores de  $T_e$  y  $N_e$  con una resolución tem-

poral de 1  $\mu$ s.

Las tres sondas son idénticas, de tipo plano con alambre de tungsteno de 1 mm de espesor, encapsuladas en vidrio para aislarlas y posicionarlas simétricamente, formando un triángulo regular como muestra la figura 18.

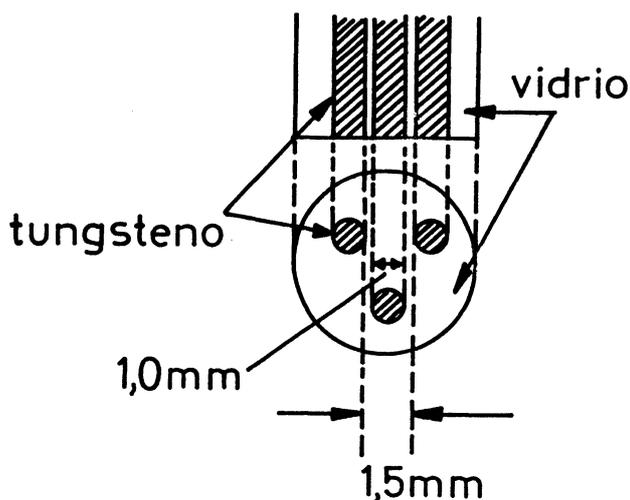


Figura 18

La separación entre ellas es de 1,5 mm, por lo tanto la resolución espacial del plasma queda limitada por esta longitud.

Las sondas fueron posicionadas a 10 mm por encima de los electrodos, en un arreglo similar al de la figura 14 cuando un solo plasma es encendido por encima de la placa de vidrio.

De las ecuaciones (B.18) y (B.19) (APENDICE B), midiendo la tensión entre dos sondas ( $P_1$  y  $P_2$ ) y la caída de tensión en una resistencia colocada en el circuito de polarización - ( $P_2$  y  $P_3$ ) es posible una determinación directa e instantánea de la temperatura y densidad electrónica, con una resolución temporal - que depende exclusivamente del tiempo de tránsito de los iones por la región de la vaina (60) que en nuestro caso es menor que 1  $\mu$ s.

Los valores de  $T_e$  y  $N_e$  obtenidos fueron erráticos y poco confiables debido al ruido electromagnético y al metal

vaporizado en la descarga que se adhiere a las sondas "conectándolas" entre sí, cambiando las características de polarización. Se blindaron las sondas y el circuito de polarización y se utilizaron transformadores de pulso que permitieron conectar a tierra el osciloscopio, no obstante esto, las medidas no pudieron ser mejoradas, por lo que se decidió desechar este método de diagnóstico para este tipo de plasma.

### III.3.2 Intensidades relativas

El método de intensidades relativas de líneas emitidas en el mismo estado de ionización, es frecuentemente aplicado para calcular las poblaciones relativas de diversos estados atómicos con distintas energías de excitación.

Si el plasma se encuentra en las condiciones de equilibrio termodinámico local, las poblaciones de estos estados están gobernadas por la distribución de Boltzmann caracterizada solamente por la temperatura de excitación, por lo tanto ésta puede ser obtenida del análisis de la distribución mencionada.

El método más usado para la determinación de temperaturas de plasmas en equilibrio termodinámico local, se basa en que las densidades de varios estados excitados son proporcionales al producto de sus pesos estadísticos, con los exponentes negativos de los cocientes de la energía de excitación y la energía térmica  $kT$ . De acuerdo a esto, la temperatura es inversamente proporcional al logaritmo del cociente de las intensidades de líneas que surgen de diferentes niveles superiores,

$$kTe = - \Delta E(n', n) \left( \ln \frac{\lambda'^3 n'^3 I_{n'}}{\lambda^3 n^3 I_n} \right)^{-1}, \quad (\text{III.7})$$

donde hemos utilizado la aproximación de que la fuerza del oscilador disminuye con  $n^{-3}$ ;  $\Delta E(n',n)$  es la diferencia de energía entre los niveles  $n$  y  $n'$ ,  $\lambda$  y  $\lambda'$  son las longitudes de onda de la radiación originada desde los niveles mencionados.

Nosotros hemos medido la temperatura electrónica mediante la determinación de intensidades relativas de varias líneas pertenecientes a la serie  $2s^3S \rightarrow np^3P$  del He I, así:

$$kTe = -\Delta E(n',n) \left( \ln \frac{\lambda'^3 n'^3 I(n' \rightarrow 2)}{\lambda^3 n^3 I(n \rightarrow 2)} \right)^{-1} \quad (\text{III.8})$$

Esta ecuación es particularmente sensible a los errores en las medidas de las intensidades relativas para altos valores de  $n$  y  $n'$ . Una forma de salvar esta situación es extender el rango de medidas sobre un gran número de niveles de Rydberg.

El objeto del estudio espectroscópico de un plasma, es la interpretación de las observaciones en términos de un modelo teórico. En el modelo de equilibrio termodinámico local suponemos que la distribución de densidad de electrones, es determinada exclusivamente por procesos de colisiones y que éstos toman lugar con suficiente rapidez, de modo tal que la distribución responde instantáneamente a cualquier cambio en las condiciones del plasma. En tales circunstancias, cada proceso es acompañado por su inverso y éstos ocurren a igual ritmo por el principio del balance detallado. Así la distribución de electrones, es la misma que tendría el sistema en equilibrio termodinámico completo. La distribución de población es determinada entonces, por las leyes de la equipartición de la energía entre los niveles y no requiere del conocimiento de las secciones eficaces de colisión.

Si bien la temperatura y densidad del plasma puede variar en el espacio y en el tiempo, la distribución de la den-

sidad de población en cualquier instante y en cualquier punto del espacio, depende solamente de los valores locales de la temperatura, densidad y composición química del plasma.

Sin embargo, para plasmas de densidades bajas, - las probabilidades de transición radiativas, se vuelven comparables y aún pueden exceder a las probabilidades correspondientes a transiciones colisionales. Como el proceso de emisión de un fotón, no está balanceado por su inverso, la distribución de población entre los niveles se aparta de la predicha por la ecuación de Boltzmann.

Grien (61) ha formulado un criterio para la densidad de electrones mínima que debe tener un plasma para que un nivel hidrogénico  $n$  esté dentro de un 10% en equilibrio termodinámico local con otro nivel máximo  $(n+1)$ ,

$$N_e \geq (7.4 \times 10^8 / n^{17/2}) (kT_e / 13.6)^{1/2} \exp(\Delta E(n, n+1) / kT_e), \quad (\text{III.9})$$

donde  $kT_e$  está dada en eV.

Bajo las condiciones de este experimento, la densidad electrónica medida está en la vecindad de  $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  y la temperatura electrónica es  $T_e > 600 \text{ K}$ . En estas condiciones los niveles con  $n \geq 6$  estarán en un 10% en equilibrio termodinámico local con los vecinos.

Este criterio desarrollado por Griem para helio ionizado, puede ser aplicado correctamente a estados altamente excitados de otros átomos o iones livianos, debido a que la mayoría de esos niveles están cerca de sus correspondientes niveles hidrogénicos.

Es necesario una condición adicional para que se establezca el equilibrio termodinámico local dada la naturaleza transitoria del plasma. Los tiempos característicos en los que se establece el equilibrio ( $\tau_n$ ) (61) deben ser pequeños respecto de los tiem

pos en los que se producen cambios en la temperatura electrónica.

$$\tau_n \approx \frac{4.6 \times 10^7}{n^4 \text{ Ne}} \frac{kT_e}{13.6} \exp\left(\frac{\Delta E(n, n+1)}{kT_e}\right) \quad (\text{III.10})$$

Para los niveles de interés  $n \geq 6$  y  $T_e \geq 600$  K, con densidades de electrones  $\text{Ne} \geq 9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , estos tiempos resultan ser ( $\tau_n < 10^{-7}$  s), mucho más cortos que los tiempos en los cuales ocurren los cambios macroscópicos, por lo tanto la naturaleza transitoria del plasma no causa desviaciones del equilibrio termodinámico local entre los estados excitados del He I utilizados en nuestras medidas.

Para las medidas de las intensidades relativas, se utilizó un arreglo experimental similar al de la figura 14, con un solo plasma encendido, empleándose diafragmas con agujeros de 2x2 mm posicionados 5 y 10 mm por encima de las chispas.

La figura 19 muestra un espectro parcial de la luz emitida por la región centrada 10 mm encima de los segmentos de cadmio, 50  $\mu$ s después de finalizado el pulso de corriente.

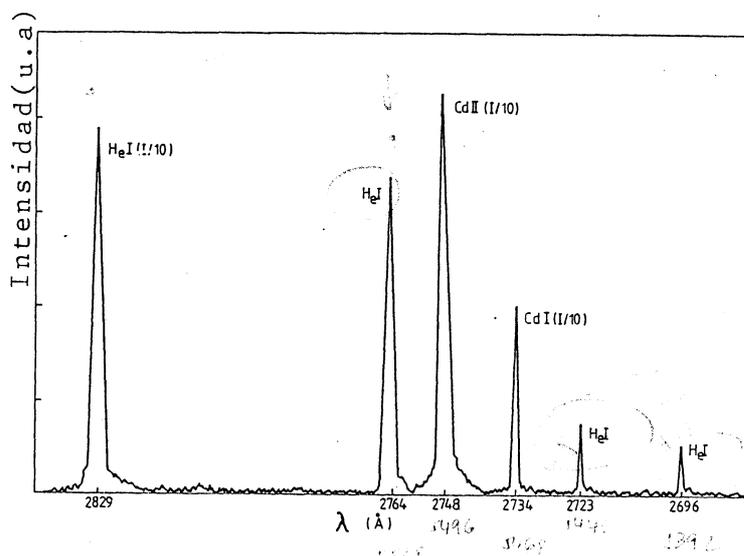


Figura 19

Las líneas de la serie  $2s^3S \rightarrow np^3P$  del He I para  $n > 9$  coinciden o se solapan con transiciones intensas del Cd I, por lo tanto se midieron las intensidades relativas de cuatro líneas pertenecientes a esta serie de  $n=6$  a  $n=9$  ( $2829.076 \text{ \AA}$ ,  $2763.804 \text{ \AA}$ ,  $2723.191 \text{ \AA}$  y  $2696.119 \text{ \AA}$ ). En la figura 19 se observan además líneas del Cd I y Cd II que aparecen en esta región del espectro. La intensidad de algunas de estas líneas son atenuadas mediante filtros neutros. La respuesta espectral del sistema óptico (lente, monocromador y fotomultiplicador) fué medida usando una lámpara de tungsteno calibrada por National Bureau of Standards, de manera que las intensidades relativas fueron corregidas.

En la figura 20 se muestran los resultados ajustados por cuadrados mínimos, para los valores del  $\ln(1/\lambda^3 n^3 I)$  versus  $\Delta E(n, n')$  para la luz emitida por el plasma a 5 y 10 mm sobre los segmentos, 50  $\mu\text{s}$  después de finalizado el pulso de corriente.

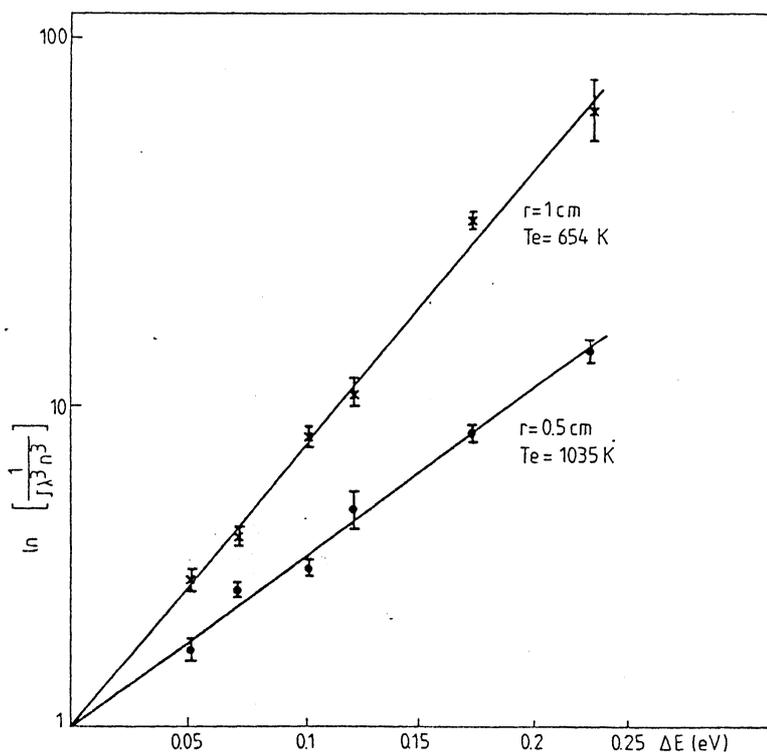


Figura 20

Los valores de temperatura electrónica dados en la figura fueron calculados usando la ecuación III.8 . Los errores relativos están por debajo del 20%, mostrando que el equilibrio termodinámico local es logrado para los niveles involucrados en estas medidas.

Mediante el uso de la compuerta electrónica del Boxcar en diferentes tiempos, se determinó la temperatura electrónica entre 20 y 100  $\mu\text{s}$  después de finalizado el pulso de corriente. Antes de los 20  $\mu\text{s}$  el ruido electromagnético de la descarga enmascara la señal y después de los 100  $\mu\text{s}$  la intensidad es muy débil. En la figura 21 se muestra la dependencia temporal de la intensidad de las líneas del He I usadas para la determinación de la temperatura electrónica en la región centrada 10 mm sobre las chispas.

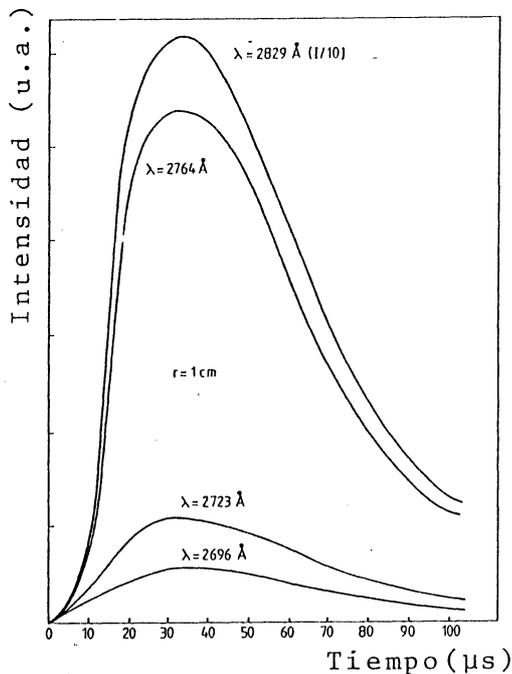


Figura 21

En la figura 22 se muestra la evolución temporal de la temperatura electrónica para dos regiones del plasma, situadas 5 y 10 mm sobre los segmentos.

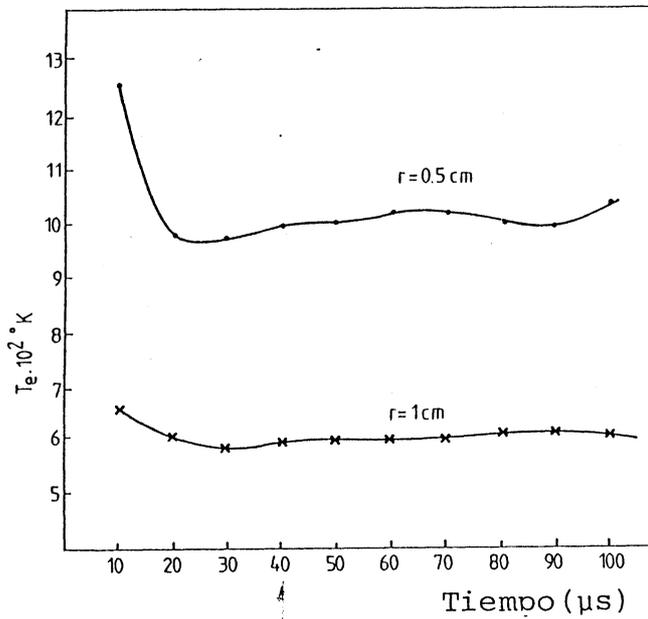


Figura 22

En la figura 22 se observa que la temperatura es relativamente -- constante en los tiempos en los que se produce la oscilación lá-- ser ( $\approx 40 \mu\text{s}$ ) y puede verse también el enfriamiento producido por la expansión del plasma.

## C A P I T U L O I V

### MODELO DINAMICO DE LA OPERACION DEL LASER DE CADMIO, CALCULO DE GANANCIA

#### IV.1 INTRODUCCION

En este capítulo se presentan nuevas relaciones para el cálculo del valor crítico de las densidades de electrones en diferentes sistemas de recombinación, ejemplificados por el láser de CdI y el láser de Sr II.

Se desarrolla un modelo simplificado para el funcionamiento del láser de Cd que incluye procesos radiativos y colisionales para la desexcitación de los niveles involucrados en la transición láser, y se calcula la ganancia máxima para la línea  $1.43 \mu\text{m}$ .

Se describe también un modelo espacio-temporal, más realista que permite calcular la ganancia del láser, como función de la posición en la descarga y del tiempo durante la recombinación.

## IV.2 DENSIDAD CRITICA DE ELECTRONES

En 1982 Wood et al. (43) presentaron una estimación para la densidad de electrones por encima de la cual la inversión de población en plasmas de recombinación comienza a ser reducida por colisiones con electrones. Este tratamiento, supuestamente general, no contempla algunos resultados experimentales importantes (el caso del láser de Sr II por ejemplo) y por lo tanto será revisado en lo que sigue.

Según los autores mencionados, la recombinación colisional puede producir inversión de población entre niveles  $q$  y  $p$  si la densidad de electrones es suficientemente baja para que la desexcitación colisional del nivel láser superior no domine sobre la desexcitación radiativa (53). La densidad límite  $N_{e1}$ , resulta de igualar la velocidad de los dos procesos:

$$A_{qp} = N_{e1} K(q,p) \quad (\text{IV.1})$$

donde  $N_{e1}$  es la densidad límite de electrones ( $\text{cm}^{-3}$ ),  $K(q,p)$  es el coeficiente de desexcitación colisional ( $\text{cm}^3/\text{s}$ ) y  $A_{qp}$  es el ritmo de transiciones radiativas ( $\text{s}^{-1}$ ). Para estimar  $K(q,p)$  partieron de los valores calculados por Bates et al. (3) para el proceso inverso, esto es la excitación colisional  $p \rightarrow q$ , que para niveles hidrogénicos de iones de carga  $z$ , ocurre con un ritmo dado por:

$$K(p,q) = 4.75 \times 10^{-5} \frac{p^2 q^2}{q^2 - p^2} \frac{f(p,q)}{z^2 T_e^{1/2}} \exp - \left( \frac{R h c z^2 (q^2 - p^2)}{p^2 q^2 k T_e} \right) \quad (\text{IV.2})$$

donde  $F(p,q)$  es la inversa de la fuerza del oscilador,  $T_e$  es la temperatura electrónica y  $R$  es la constante de Rydberg. Esta expresión puede ser generalizada para un ión no hidrogénico, haciendo:

$$R h c z^2 \frac{q^2 - p^2}{q^2 p^2} = E_q - E_p = \Delta E, \quad (\text{IV.3})$$

se obtiene así, para la ecuación IV.2 el siguiente resultado:

$$K(p,q) = 1.04 \times 10^{-12} \frac{f(p,q)}{\Delta E \sqrt{T_e}} \exp -(\Delta E/kT_e), \quad (\text{IV.4})$$

que puede ser escrita en función de las probabilidades de transición como:

$$K(p,q) = 1.55 \times 10^{-18} \lambda^2 \frac{g_q}{g_p} \frac{A_{qp}}{\Delta E \sqrt{T_e}} \exp -(\Delta E/kT_e). \quad (\text{IV.5})$$

La expresión para la desexcitación  $q \rightarrow p$  puede entonces calcularse como:

$$K(q,p) = 1.55 \times 10^{-18} \frac{\lambda^2}{\Delta E} \frac{A_{qp}}{\sqrt{T_e}}, \quad (\text{IV.6})$$

donde se ha utilizado el principio de balance detallado (62) que relaciona las probabilidades de transiciones ascendentes y descendentes:

$$\frac{K(q,p)}{K(p,q)} = \frac{g_p}{g_q} \exp(\Delta E/kT_e). \quad (\text{IV.7})$$

Sustituyendo  $\Delta E$  por  $hc/\lambda$  en (IV.6), obtenemos:

$$K(q,p) = 7.69 \lambda_{qp}^3 \frac{A_{qp}}{\sqrt{T_e}}, \quad (\text{IV.8})$$

donde  $\lambda_{qp}$  está dada en cm.

Reemplazando (IV.8) en (IV.1), se obtiene:

$$N_{e1} = 0.13 \frac{\sqrt{T_e}}{\lambda} \quad (\text{IV.9})$$

donde  $T_e$  es la temperatura electrónica (en K) y  $\lambda$  es la longitud de onda láser (en cm).

Para arribar a esta expresión Wood tuvo en cuenta solamente la desexcitación del nivel láser superior. Si consideramos sistemas como el láser de estroncio, donde la desexcitación del nivel inferior es importante, la expresión (IV.9) no puede ser aplicada, ya que predice densidades críticas menores que las encontradas experimentales por Zhukov et al (63).

En el láser de Sr II para la longitud de onda láser  $\lambda = 4305 \text{ \AA}$ , con una temperatura electrónica medida de  $T_e = 3000 \text{ K}$ , la densidad de electrones máxima según la expresión (IV.9) es  $N_{el} = 9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ; pero este láser opera con densidades de  $N_e = 5 \times 10^{13}$  a  $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  (63), debido a que a altas densidades electrónicas ( $N_e > 10^{13}$ ), el nivel láser inferior es despoblado por desexcitación colisional a niveles metaestables y al nivel fundamental del ión de estroncio. El desacuerdo entre los valores para las densidades máximas calculadas por Wood y los experimentales de Zhukov se muestra en la figura 23.

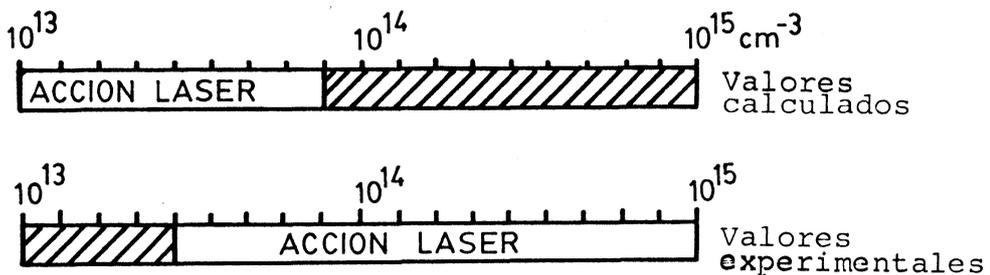


Figura 23

Incluiremos ahora, procesos radiativos y colisionales asociados con la desexcitación de los dos niveles láser. Nos basaremos en la condición de inversión de población,

$$\Delta N = N_1 - N_2 \frac{g_1}{g_2} > 0 \quad (\text{IV.10})$$

donde  $N_1$  y  $N_2$  son las poblaciones de los niveles láser superior e inferior y  $g_{1,2}$  las multiplicidades de los mismos. Así, podremos encontrar expresiones para el valor crítico de  $N_e$  que evite las discrepancias con los datos experimentales.

La población del nivel láser superior ( $N_1$ ) está relacionada con el ritmo de bombeo ( $B$ ) y las desexcitaciones radiativas y colisionales por:

$$N_1 = B / (\tau_1^{-1} + N_e D_1) \quad (\text{IV.11})$$

donde  $\tau_1$  es el tiempo de vida radiativo del nivel y  $D_1$  es el coeficiente de desexcitación. En la figura se muestra un esquema de los procesos de población y desexcitación de los niveles.

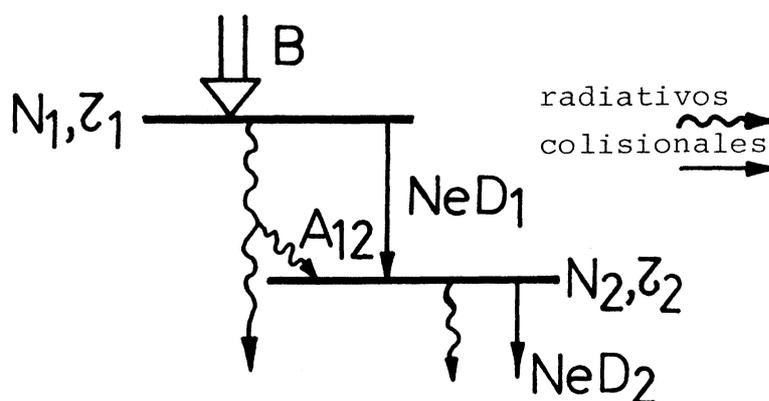


Figura 24

Para el nivel láser inferior, la población  $N_2$  está dada por:

$$N_2 = \frac{N_1}{\tau_2^{-1} + D_2 N_e} (A_{12} + N_e D_1) \quad (\text{IV.12})$$

donde  $A_{12}$  es la probabilidad de transición óptica entre los niveles y  $D_{1,2}$  son los coeficientes de desexcitación colisional para los niveles 1 y 2 respectivamente. Por lo tanto la condición de inversión de población (IV.10) queda:

$$\Delta N = N_1 \left( 1 - \frac{(A_{12} + N_e D_1) g_1}{(\tau_2^{-1} + N_e D_2) g_2} \right) > 0 \quad (\text{IV.13})$$

y usando para  $N_1$  la expresión (IV.11) tenemos:

$$N_e (D_2 g_2 - D_1 g_1) > A_{12} g_1 - g_2 \tau_2^{-1} \quad (\text{IV.14})$$

En ésta se presentan dos casos:

1 - Si  $D_2 g_2 > D_1 g_1$ , la desexcitación del nivel inferior es mayor que la del superior, así la densidad de electrones máxima estará dada por

$$N_e > \frac{A_{12} g_1 - g_2 \tau_2^{-1}}{D_2 g_2 - D_1 g_1} \quad (\text{IV.15})$$

Analizando esta ecuación vemos que nuevamente se presentan dos posibilidades

a) Si  $A_{12} g_1 < g_2 \tau_2^{-1}$  entonces la densidad de electrones debe ser mayor que un número negativo, lo cual es siempre cierto, y por lo tanto, se podrá siempre tener ganancia en este caso.

b) Si  $A_{12}g_{12} > g_2\tau_2^{-1}$ , la densidad de electrones debe ser mayor que un número positivo y la ganancia es posible si la ecuación (IV.15) es satisfecha, éste es el caso de desexcitación colisional que se presenta en el láser de estroncio.

2 - Si  $D_2g_2 < D_1g_1$ , la desexcitación del nivel inferior es menor que la del superior. De la ecuación (IV.14) tenemos que:

$$N_e < \frac{A_{12}g_1 - g_2\tau_2^{-1}}{D_2g_2 - D_1g_1} \quad (\text{IV.16})$$

en donde también se presentan dos casos:

a) Si  $A_{12}g_1 > g_2\tau_2^{-1}$ , la densidad de electrones debe ser menor que un número negativo, condición que no puede ser satisfecha nunca.

b) Si  $A_{12}g_1 < g_2\tau_2^{-1}$ , la densidad de electrones debe ser menor que un número positivo. Este es el caso de un láser de Cd I, donde la desexcitación colisional del nivel superior es mayor que la del nivel inferior y la desexcitación radiativa es más importante para el nivel láser inferior.

Las relaciones IV.15 y IV.16 dan los valores críticos para la densidad de electrones, que limita la acción láser. Estas se basan en la condición de inversión de población y consecuentemente incluyen procesos radiativos y colisionales asociados con los niveles láser superior e inferior de las transiciones láser. Estas relaciones pueden ser aplicadas a diferentes sistemas donde la recombinación radiativa o colisional es dominante, eliminando las discrepancias con los resultados experimentales.

### IV.3 GANANCIA DE LA LINEA 1.43 $\mu\text{m}$

En la sección II.5 se presentaron resultados para la ganancia de pequeña señal de la línea 1.43  $\mu\text{m}$  del láser de Cd I, introduciendo una pérdida variable dentro de la cavidad; el valor encontrado fue:  $g_0 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ .

Si calculamos  $g_0$  usando los valores supuestos por Wood et al. (43) para la temperatura y densidad electrónica, encontramos que estos son dos órdenes de magnitud menores que los valores medidos. Este resultado se obtiene aún en las condiciones más favorables, esto es, que toda la recombinación pueble el nivel láser superior ( $N_1$ ) y que el nivel láser inferior esté totalmente des poblados ( $N_2=0$ ). Para los valores de densidad medidos y la temperatura electrónica supuesta por Wood ( $N_e = 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 3000 \text{ K}$ ) con una temperatura atómica  $T_a = 623 \text{ K}$ , de acuerdo con (I.10) y (IV.11) la población del nivel láser superior será:

$$N_1 = \frac{\alpha N_{\text{CdII}} N_e^2 (T_e)^{-9/2}}{\tau_1^{-1} + N_e D_1} \quad (\text{IV.17})$$

donde  $\tau_1$  es el tiempo de vida del nivel láser superior y  $D_1$  el coeficiente de desexcitación colisional.

Suponiendo que las densidades de iones son iguales a las de los electrones y utilizando la expresión IV.8 para el coeficiente de desexcitación, resulta:

$$N_1 = \frac{\alpha N_e^3 T_e^{-9/2}}{\tau_1^{-1} + N_e \frac{7.7 \lambda^3 A_{12}}{\sqrt{T_e}}} = 7.5 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$$

donde hemos utilizado los valores calculados por Zilitis (64) pa-

ra  $\tau_1$ .

La ganancia de pequeña señal en el centro de una línea ( $\nu=\nu_0$ ) con ensanchamiento Doppler es (65):

$$g_0 = \frac{1}{4\pi} (\ln 2/\pi)^{1/2} \lambda^2 \frac{A_{12}}{\Delta\nu_D} (N_1 - N_2 \frac{g_1}{g_2}) \quad (\text{IV.18})$$

donde:

$$\Delta\nu_D = 2 \nu_0 \sqrt{\frac{2kT_a \ln 2}{M c^2}}$$

Si como dijimos antes, suponemos  $N_2=0$ , la ganancia de pequeña señal  $g_0$ , resulta:

$$g_0 = 2.3 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$$

valor que, como anticipamos está dos órdenes de magnitud por debajo del valor medido ( $g_0=2.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ )

Para un láser de 30 cm, la ganancia por paso,  $G_0$  resulta:

$$G_0 = g_0 l \approx 0.05\%$$

valor tan bajo que haría imposible el funcionamiento del láser. Sin embargo, se ha observado acción láser con longitud de plasma de solamente 1 o 2 cm (66).

Nosotros hemos medido la densidad de electrones (III.2.6) y la temperatura electrónica (III.3.2.), confirmando las medidas de Wood (43) para la densidad de electrones, pero encontrando que la temperatura electrónica es significativamente más baja que la supuesta. Wood supone para estos plasmas una temperatura (medida en el after glow de un láser de estroncio con des carga axial) de 3000 K, cuando los valores medidos por nosotros -

son de 600-1000 K. Con estos valores de temperatura a una altura de 10 y 5 mm respectivamente y para los valores de densidad medidos en estas zonas:  $N_e(5 \text{ mm})=2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  y  $N_e(10 \text{ mm})=9.8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  en los tiempos en que la acción láser tiene lugar ( $t=40 \text{ } \mu\text{s}$ ), la ganancia de pequeña señal aún considerando la población del nivel inferior, con un  $\tau_2=1 \times 10^{-8} \text{ s}$  (67), resulta:  $g_0(5 \text{ mm})=1.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$  y  $g_0(10 \text{ mm})=3 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ . El valor de la ganancia medido con el eje del resonador alineado a 7 mm de altura sobre los segmentos,  $g_0=2.5 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$ , se encuentra entonces, perfectamente de acuerdo con los valores calculados a 5 y 10 mm.

#### IV.4 MODELO ESPACIO-TEMPORAL

En un modelo más realista del funcionamiento del láser debemos tener en cuenta la dependencia espacio-temporal de la densidad de especies activas. Describiremos en lo que sigue los procesos más importantes que ocurren en el plasma: difusión, transferencia de carga, recombinación y desexcitaciones radiativo-colisionales.

El fenómeno de difusión es la transferencia de masa de una región del espacio a otra, que ocurre debido a un gradiente en la concentración del material. El flujo es en la dirección opuesta y proporcional a este gradiente, la constante de proporcionalidad es el coeficiente de difusión  $D$ , entonces:

$$\vec{J} = -D \text{ grad } N \quad , \quad (\text{IV.19})$$

y la ecuación de continuidad permite escribir para la especie  $u$ :

$$\partial N_u / \partial t = D_u \nabla^2 N_u \quad (\text{IV.20})$$

Un fenómeno levemente diferente ocurre en los plasmas donde los iones y los electrones se mueven bajo la acción de los gradientes de concentraciones y de los campos eléctricos producidos por la carga espacial. Las ecuaciones de movimiento de los iones positivos y de los electrones son:

$$\vec{J}_i = -D_i \text{ grad } N_i - \mu_i N_i \vec{E} \quad (\text{IV.21})$$

$$\vec{J}_e = -D_e \text{ grad } N_e - \mu_e N_e \vec{E} \quad (\text{IV.22})$$

donde  $\mu_{i,e}$  representa la movilidad de los iones y de los electrones respectivamente. Para las densidades encontradas en este trabajo se cumple que  $N_i \sim N_e$ , entonces las corrientes de iones y electrones son iguales  $|J_i| = |J_e| = J$ , de manera que puede escribirse:

$$\vec{J} = -D_a \text{ grad } N, \quad (\text{IV.23})$$

donde  $D_a$  es el coeficiente de difusión ambipolar dado por:

$$D_a = \frac{D_i \mu_e + D_e \mu_i}{\mu_e + \mu_i} \quad (\text{IV.24})$$

En este caso puede haber una fuerte dependencia con la temperatura, ya que la temperatura electrónica puede diferir de la temperatura iónica. En efecto, si los electrones están caracterizados por una temperatura  $T_e$  y los iones por una temperatura  $T_i$  se tiene para la relación entre el coeficiente de difusión y la movilidad (68):

$$\frac{D_i}{\mu_i} = \frac{kT_i}{e}, \quad (\text{IV.25})$$

$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{kT_e}{e} , \quad (\text{IV.26})$$

y la ecuación (IV.24) puede escribirse:

$$D_a = \frac{k}{e} \frac{\mu_i \mu_e}{\mu_i + \mu_e} (T_i + T_e) \quad (\text{IV.27})$$

o bien:

$$D_a = \frac{D_i}{T_i} (T_i + T_e) , \quad (\text{IV.28})$$

donde hemos supuesto  $\mu_e \gg \mu_i$ . Recordemos que  $D_i$  se refiere a la difusión del ión por gradientes de concentración mientras que  $D_a$  representa la difusión por el efecto combinado de las variaciones de densidad y el campo eléctrico de la carga espacial.

El coeficiente de difusión depende de la presión del gas buffer y de su temperatura. Usualmente se utiliza la expresión:

$$D(T,p) = D_0 \frac{T/273}{p/760} , \quad (\text{IV.29})$$

donde  $D_0$  es el coeficiente de difusión medido a 273 K y a una presión de 1 atm,  $T$  es la temperatura del gas en K y  $p$  su presión en torr.

En nuestro caso donde la temperatura del gas y la de los iones no es muy elevada ya que no se han observado ensanchamientos significativos en ninguna línea espectral, tendremos para las especies neutras, un coeficiente de difusión prácticamente constante. En cambio para los iones donde:

$$D_i = D_0 \frac{T/273}{p/760} \left(1 + \frac{T_e}{T_i}\right), \quad (\text{IV.30})$$

el valor del coeficiente de difusión puede ser muy grande en los primeros instantes de la descarga, cuando  $T_e \gg T_i \approx T$ . Los valores para los coeficientes de difusión en  $\text{cm}^2/\text{seg}$ , empleados en este trabajo, fueron:

$$D_{\text{Cd II}} = 461 (1 + 10^{-3} T_e), \quad (\text{IV.31})$$

$$D_{\text{He II}} = 170 (1 + 10^{-3} T_e), \quad (\text{IV.32})$$

$$D_{\text{Cd III}} = 2 D_{\text{Cd II}}, \quad (\text{IV.33})$$

$$D_{\text{Cd I}} = 200, \quad (\text{IV.34})$$

donde la temperatura electrónica,  $T_e$ , se mide en K y hemos supuesto una temperatura iónica de 1000 K y una presión del gas buffer de 10 torr.

Otro mecanismo a tener en cuenta es el de transferencia de carga entre el estado fundamental del ión de He y átomos de Cd:



representado esquemáticamente en la figura 25, donde  $(\text{Cd}^+)^*$  representa, niveles excitados del ión de Cd que difieren en una energía  $\Delta E$  con el estado fundamental del ión de He.

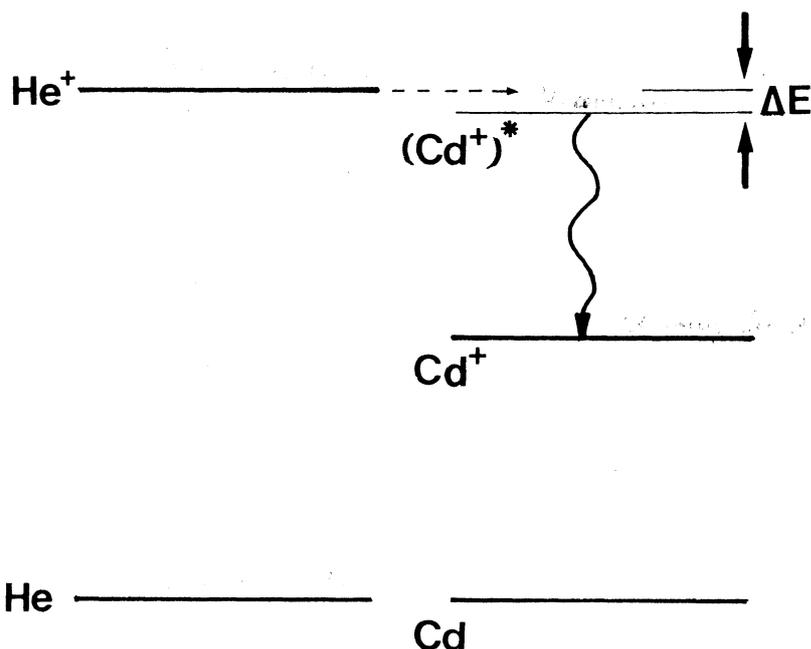


Figura 25

Debido a que la diferencia de energía es pequeña, para varios niveles excitados del ión de Cd ( $\Delta E$ :  $512-2045 \text{ cm}^{-1}$ ), las reacciones de transferencia de carga presentan una sección eficaz grande --  $\sigma = 3.4 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$  (69). Gran parte de la energía almacenada en el ión de helio es transferida a estos niveles, que a su vez decaen eficientemente por cascada al estado fundamental del Cd II.

La constante de transferencia de carga utilizada, se calcula por medio de la velocidad medida para los iones (40), como  $K = \sigma \langle v \rangle = 1.7 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{seg}$ .

La figura 26 muestra un diagrama de niveles de energía, donde pueden verse los niveles poblados por transferencia de carga y el proceso de cascada al nivel fundamental del ión.

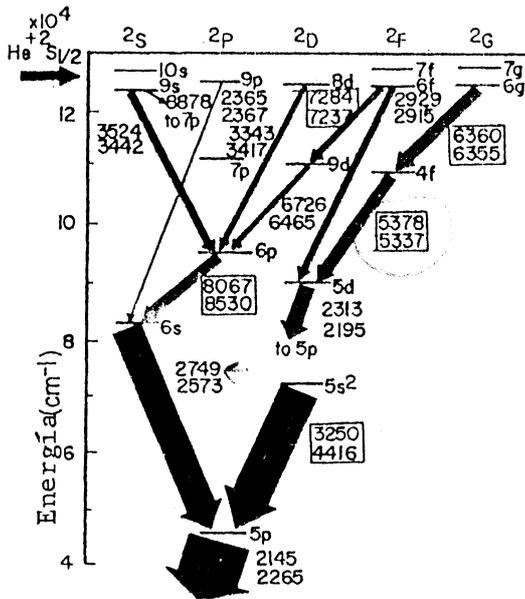
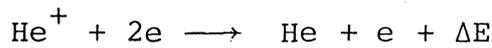
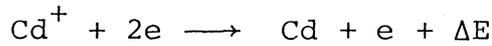


Figura 26

Por último consideramos el proceso de recombinación de los iones con los electrones, ya que el mecanismo de desexcitación radiativo-colisional fue tratado en detalle en la sección IV.2. Para densidades de electrones altas y bajas temperaturas electrónicas, el principal canal de recombinación es el de tres cuerpos:



(IV.36)



Los procesos de recombinación de tres cuerpos (I.2) suceden a un ritmo proporcional al cuadrado de la densidad electrónica:

$$R_{3C} = N_{\text{HeII}} N_e^2 \alpha_{3C}(\text{Te})$$

(IV.37)

donde  $N_{\text{HeII}}$  es la densidad de iones de He y el coeficiente de recombinación  $\alpha_{3C}$  depende de la temperatura electrónica como  $Te^{-9/2}$  (ver APENDICE A).

Nosotros hemos utilizado los resultados de Zhukov (29) para los coeficientes de recombinación:

$$\alpha_{3C} = 1.8 \times 10^{-8} z^3 L Te^{-9/2} \quad (\text{IV.38})$$

donde,  $\alpha_{3C}$  está dado en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ,  $z$  es la carga del ión,  $L = \ln(z^2 + 1)^{1/2}$  es el logaritmo de Coulomb y  $Te$  está dada en K.

Los iones también pueden combinarse por procesos de colisión de dos cuerpos donde se emite un fotón:



Este tipo de proceso es conocido como recombinación radiativa de dos cuerpos y sucede a un ritmo:

$$R_{2C} = N_{\text{HeII}} N_e \alpha_{2C}(Te) \quad (\text{IV.40})$$

donde  $\alpha_{2C}$  en  $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  para  $kTe$  en eV está dado por (ver APENDICE A):

$$\alpha_{2C} = 2.7 \times 10^{13} (kTe)^{-3/4} \quad (\text{IV.41})$$

Para una temperatura electrónica típica de 600 K (0.052 eV), correspondiente a nuestras medidas, el ritmo de recombinación de tres -- cuerpos es igual al de dos cuerpos para densidades electrónicas de  $1.3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . Para densidades mayores, la recombinación de tres -- cuerpos domina debido a la dependencia con  $Ne^2$  y el proceso de recombinación de dos cuerpos se vuelve despreciable.



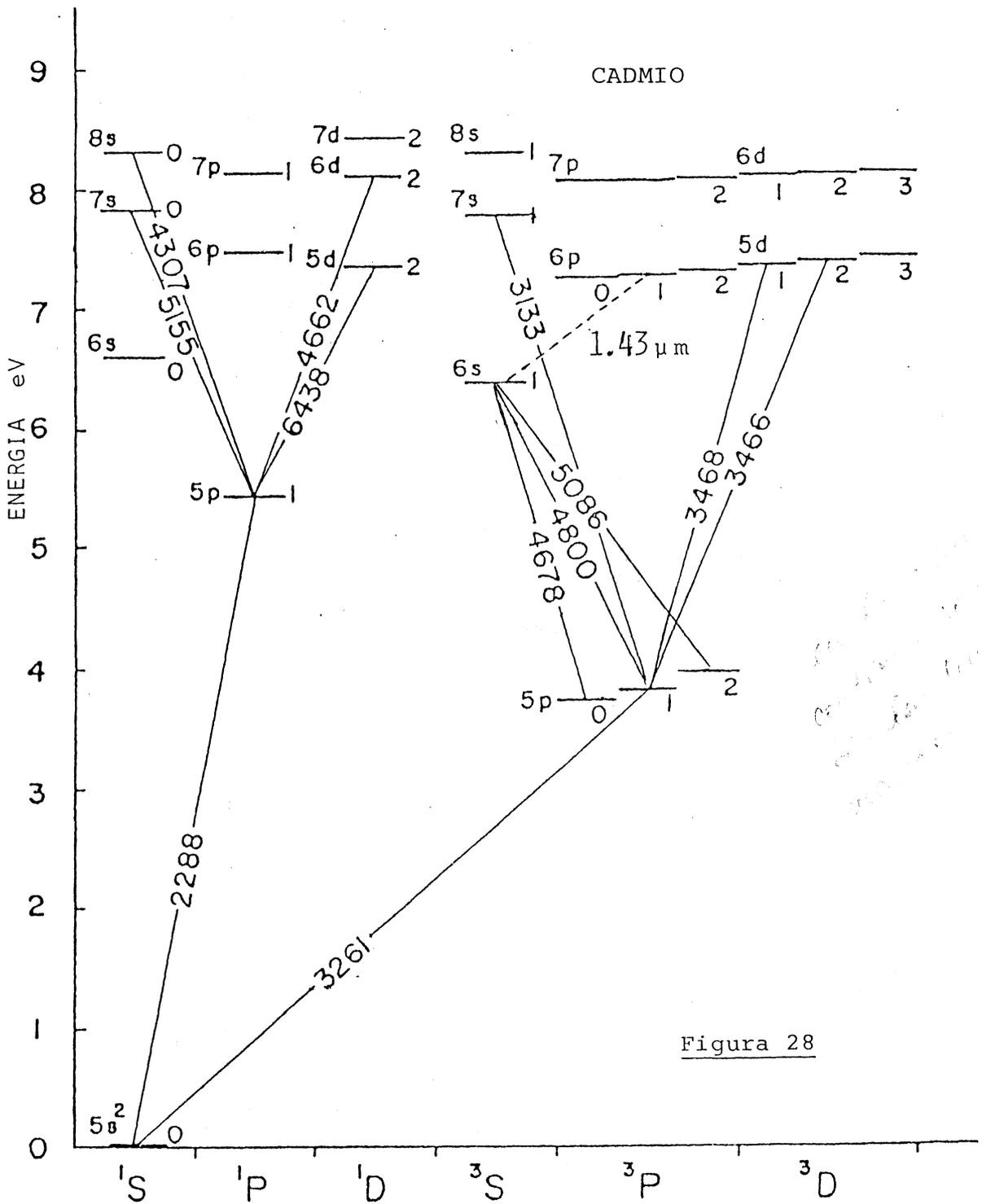


Figura 28

Diagrama parcial de niveles de energía del Cd I

Las ecuaciones que describen las densidades de los estados fundamentales de los átomos o iones de cadmio ( $N_{\text{Cd}}$ ), del ión de helio ( $N_{\text{He}}$ ) y de los niveles láser superior ( $N_1$ ) e inferior ( $N_2$ ), teniendo en cuenta los procesos de difusión, recombinación, transferencia de carga y decaimiento radiativo-colisional, pueden ser escritas como:

$$\frac{\partial N_{\text{CdII}}}{\partial t} = D_1 \nabla^2 N_{\text{CdII}} - \alpha N_{\text{CdII}} N_e^2 + K N_{\text{CdI}} N_{\text{HeII}} \quad (\text{IV.42})$$

$$\frac{\partial N_{\text{HeII}}}{\partial t} = D_2 \nabla^2 N_{\text{HeII}} - \alpha N_{\text{HeII}} N_e^2 - K N_{\text{CdI}} N_{\text{HeII}} \quad (\text{IV.43})$$

$$\frac{\partial N_{\text{CdIII}}}{\partial t} = D_3 \nabla^2 N_{\text{CdIII}} - \alpha' N_{\text{CdIII}} N_e^2 \quad (\text{IV.44})$$

$$\frac{\partial N_{\text{CdI}}}{\partial t} = D_4 \nabla^2 N_{\text{CdI}} + \alpha N_{\text{CdII}} N_e^2 - K N_{\text{CdI}} N_{\text{HeII}} \quad (\text{IV.45})$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = D_5 \nabla^2 N_1 + \alpha N_{\text{CdII}} N_e^2 - N_1/\tau_1 - N_1 N_e D_1 \quad (\text{IV.46})$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = D_5 \nabla^2 N_2 + N_1/\tau_1 + N_1 N_e D_1 - N_2/\tau_2 - N_2 N_e D_2 \quad (\text{IV.47})$$

$$N_e(\vec{r}, t) = N_{\text{HeII}}(\vec{r}, t) + N_{\text{CdII}}(\vec{r}, t) + 2 N_{\text{CdIII}}(\vec{r}, t) \quad (\text{IV.48})$$

Donde en la última ecuación hemos igualado la densidad de electrones en cualquier punto del espacio y en cualquier tiempo a la densidad de iones por la neutralidad del plasma. Los coeficientes de recombinación ( $\alpha$  y  $\alpha'$ ) y difusión para las distintas especies están dados por IV.38 y IV.31-34 respectivamente.

Por la simetría del plasma,

$$\nabla^2 N = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial N}{\partial r} \right) = \frac{2}{r} \frac{\partial N}{\partial r} + \frac{\partial^2 N}{\partial r^2}$$

El sistema de ecuaciones (IV.42-48) fue resuelto numéricamente empleando el método de diferencias finitas, para el intervalo  $0 \leq r \leq 1.5$  cm y  $0 \leq t \leq 10^{-4}$  s, tomando las siguientes condiciones iniciales y de contorno:

$$N_i(t=0) = N_{i0} \exp(-r^2/4.3 \times 10^{-3} \text{ cm}^2) ,$$

$$N_i(r=0) = N_{i0} \quad \text{y} \quad N_i(r=5 \text{ cm}) = 0 .$$

Se utilizaron incrementos  $\Delta r = 0.025$  cm,  $\Delta t = 5 \times 10^{-9}$  s para  $t > 0.1 \times 10^{-6}$  s y  $\Delta t = 5 \times 10^{-10}$  s para  $t < 0.1 \times 10^{-6}$  s.

Los coeficientes de difusión, recombinación y desexcitación colisional, dependen de las temperaturas atómicas, iónicas y electrónicas. Las temperaturas atómicas e iónicas fueron tomadas como constantes ( $T_a = 600$  K,  $T_i = 1000$  K) mientras que la temperatura electrónica fue calculada mediante la expresión:

$$T_e(r,t) = T_{e0} \exp(-t/\tau) + 750/(r+0.25) \quad (\text{IV.49})$$

que ajustan los valores dados en la sección III.3.2 con  $\tau = 2 \mu\text{s}$ ,  $t$  en  $\mu\text{s}$  y  $r$  en cm.

Las constantes  $T_{e0}$  (temperatura electrónica inicial de la descarga) y  $N_{i0}$  (densidades iniciales de las distintas especies) fueron introducidas como parámetros. Las influencias de cada una de estas variables se discute más adelante.

Una vez resueltas las ecuaciones IV.42-48 se calcula la ganancia mediante IV.18. Se incrementa entonces el tiempo en  $\Delta t$  y con la nueva temperatura calculada por IV.49 se repite el proceso hasta llegar a  $t = 100 \mu\text{s}$ . El diagrama de bloques del programa de cálculo, corrido en una computadora IBM 3081, está dado en la figura 29.

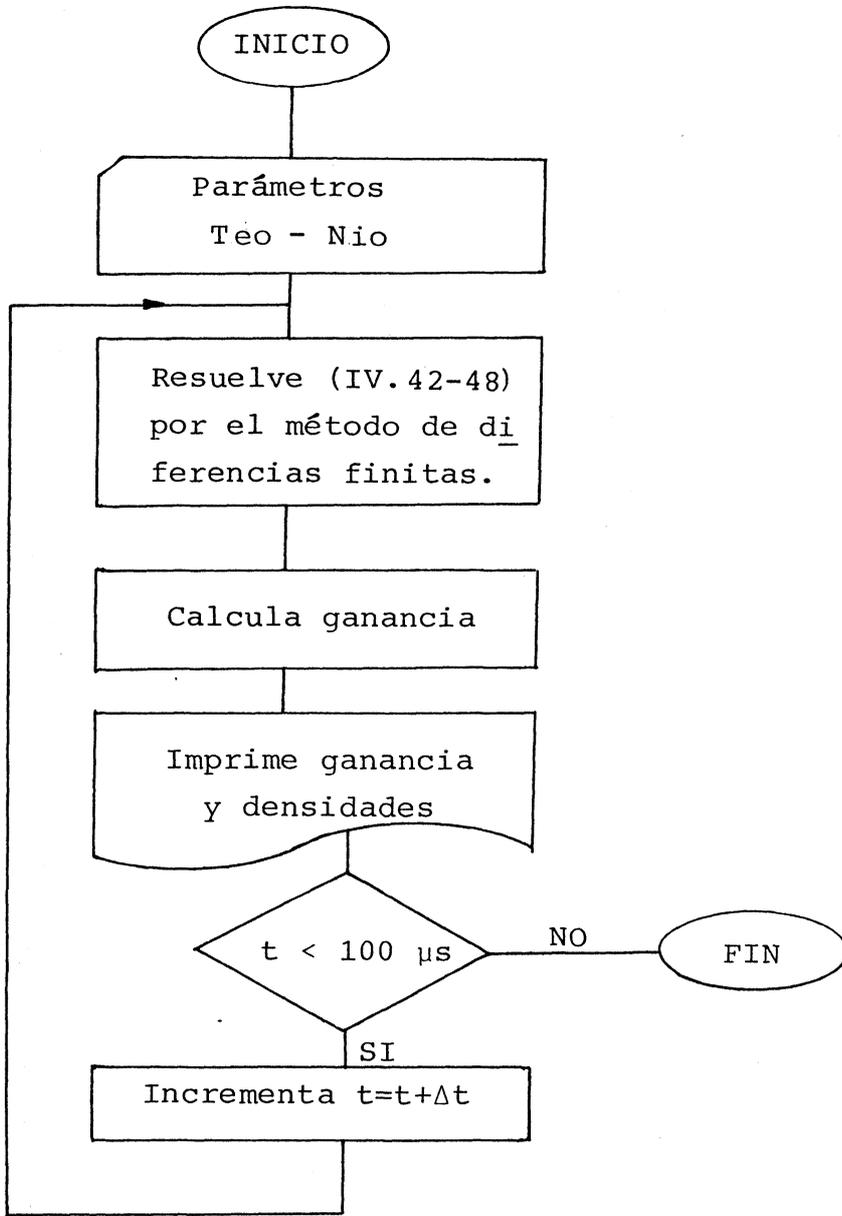


Figura 29

En lo que sigue se presentan los resultados numéricos para la ganancia de pequeña señal en función del tiempo y la altura sobre los segmentos.

En la figura 30 se muestra la expansión de los electrones a medida que transcurre el tiempo para determinadas condiciones iniciales. Esta expansión junto a las colisiones elásticas produce el enfriamiento del plasma en los primeros  $\mu\text{s}$  después de finalizado el pulso de corriente. En este tiempo, el cambio en el volumen del plasma y la diferencia entre la temperatura electrónica y la temperatura atómica e iónica es máxima. Después de este rápido decaimiento, el cambio en la temperatura electrónica es pequeña y como vimos (III.3.2) permanece constante (en 600 K a 10 mm y 1000 K a 5 mm) durante aproximadamente 100  $\mu\text{s}$ .

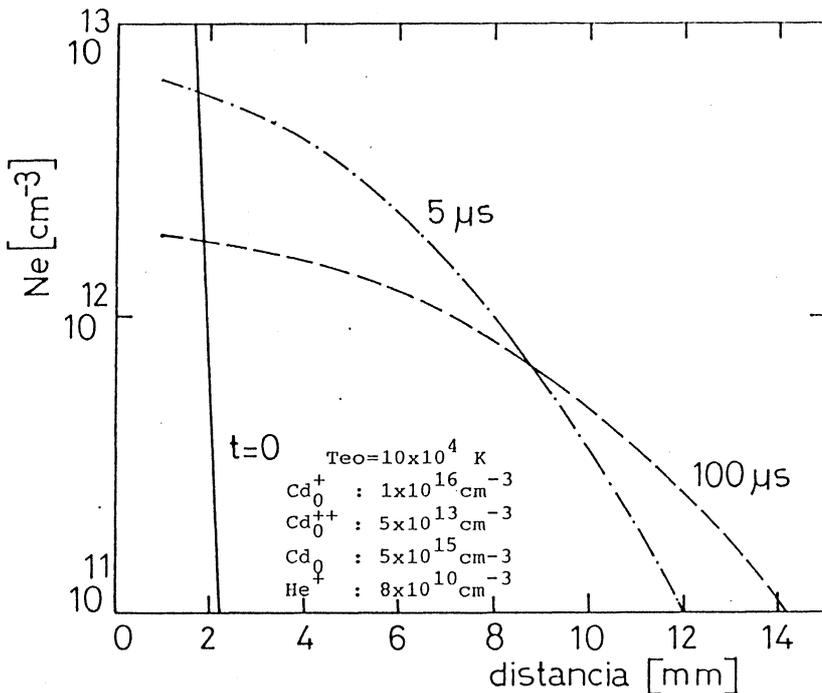


Figura 30

Las condiciones iniciales utilizadas en el cálculo fueron estimadas de la siguiente manera:

- a- La temperatura electrónica inicial no es de gran importancia. Este hecho puede verse en la figura 31 donde se ha variado este parámetro desde  $5 \times 10^4$  a  $10 \times 10^4$  K sin producir un cambio grande en la ganancia. Consistente con el mecanismo de recombinación a temperaturas más bajas se incrementa en la ganancia. En lo que sigue se utiliza el valor de  $10 \times 10^4$  K de acuerdo con resultados experimentales en plasmas similares (70).

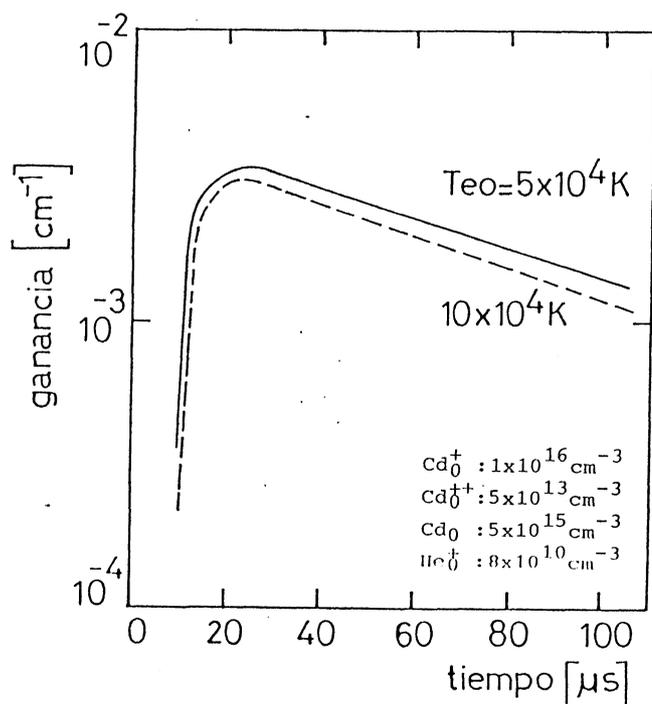


Figura 31

Para estimar las densidades iniciales de átomos e iones de Cd, nos basamos en las medidas realizadas por Silfvast (28) para la concentración inicial de Cd en todas sus formas neutras e iónicas. Utilizando el valor dado por Silfvast para la cantidad de cadmio que se vaporiza en cada disparo puede estimarse que:

$$N(\text{Cd} + \text{Cd}^+ + \text{Cd}^{++})_0 < 6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

No se observa ninguna alteración en los valores calculados para la ganancia si las densidades de  $\text{Cd}_0$  y  $\text{Cd}_0$  III se cambian en varios órdenes de magnitud. La situación es completamente diferente para  $\text{Cd}_0$  II, los resultados pueden verse en la figura 32.

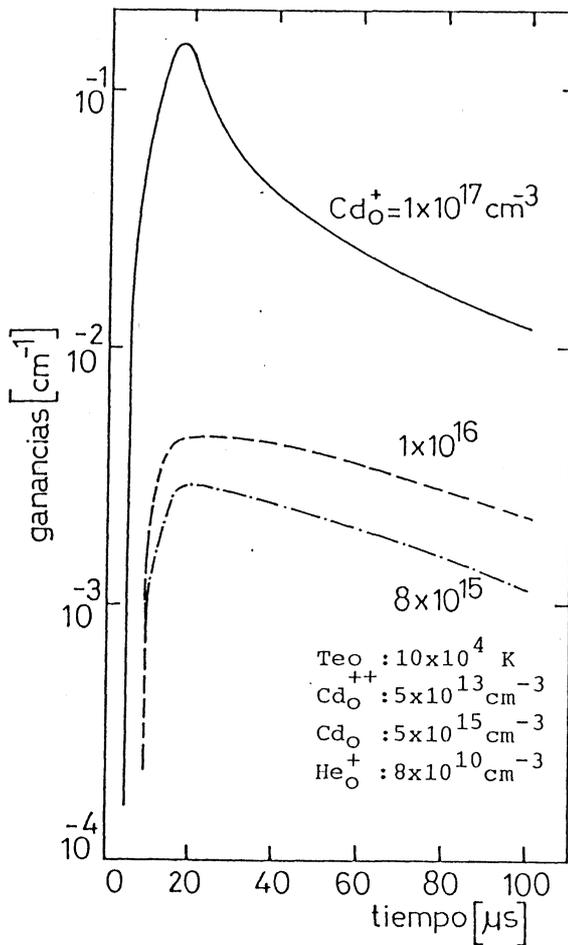


Figura 32

Una concentración inicial elevada de  $Cd_0II$  resulta en una sobre estimación para la ganancia en relación con los valores medidos (II.5).

- b- Otra forma de estimar las densidades iniciales de  $Cd I$  y  $CdII$  fue ajustar las medidas experimentales para estas densidades - efectuadas a 5 y 10 mm por encima de los segmentos y a 40  $\mu s$  - después del disparo. Los resultados se muestran en las figuras 33 y 34

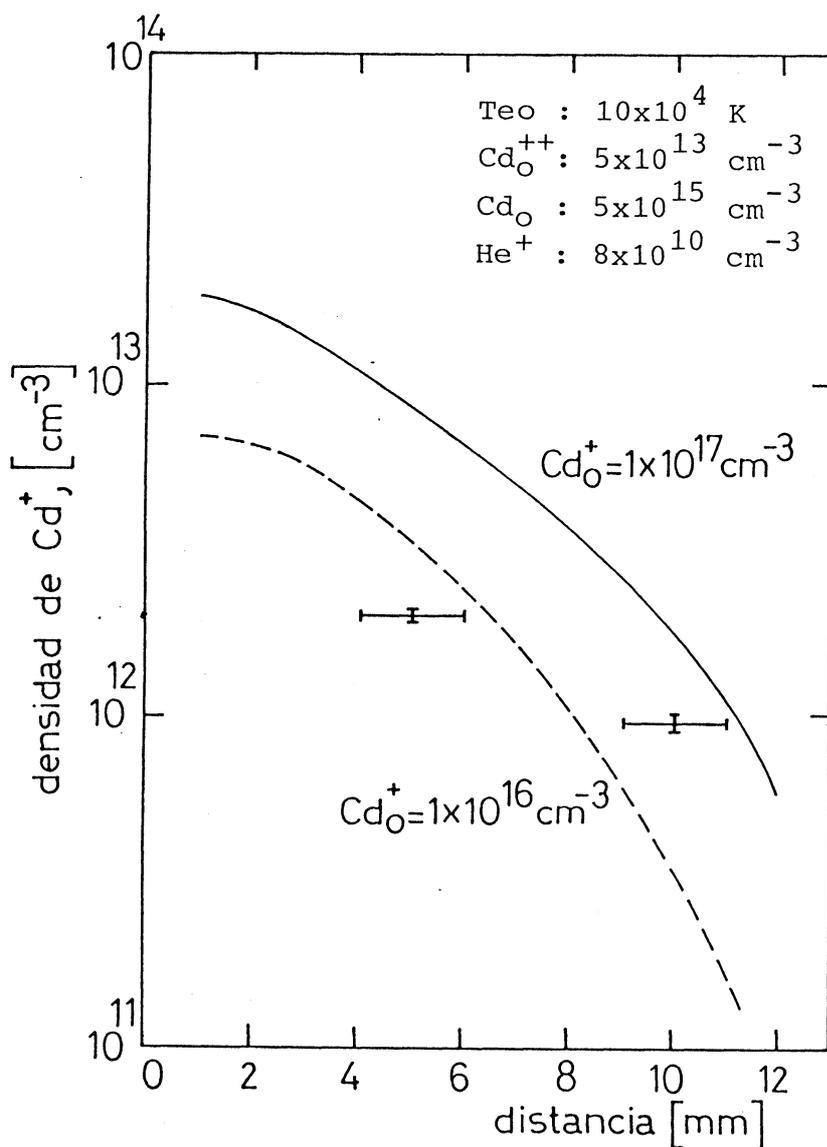


Figura 33

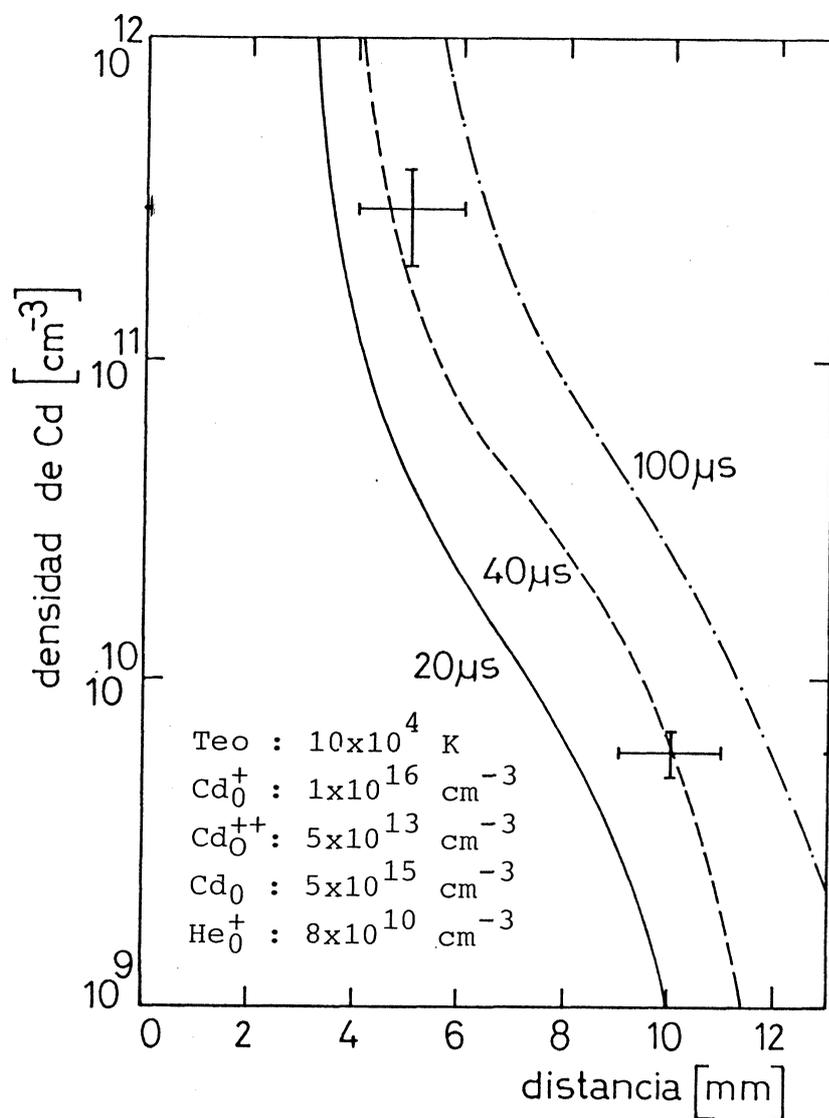


Figura 34

Con respecto a la densidad inicial de iones de He, tampoco se observan variaciones significativas en la ganancia al variarla varios órdenes de magnitud.

Los valores para las condiciones iniciales utilizadas en el cálculo se presentan en la tabla II.

Te (K)	$N_{\text{CdII}} (\text{cm}^{-3})$	$N_{\text{CdIII}} (\text{cm}^{-3})$	$N_{\text{CdI}} (\text{cm}^{-3})$	$N_{\text{HeII}} (\text{cm}^{-3})$
$5 \times 10^4$	$1 \times 10^{17}$	$5 \times 10^{14}$	$5 \times 10^{17}$	$8 \times 10^{15}$
$10 \times 10^4$	$1 \times 10^{16}$	$5 \times 10^{10}$	$5 \times 10^{15}$	$8 \times 10^{10}$
$15 \times 10^4$	$1 \times 10^{15}$	$5 \times 10^8$	$5 \times 10^{13}$	$8 \times 10^4$

Tabla II

La ganancia calculada en función de  $r$  y  $t$  para los valores óptimos de las condiciones iniciales se muestra en la figura 35, donde hemos incluido el valor medido a 7 mm y 40  $\mu\text{s}$ .

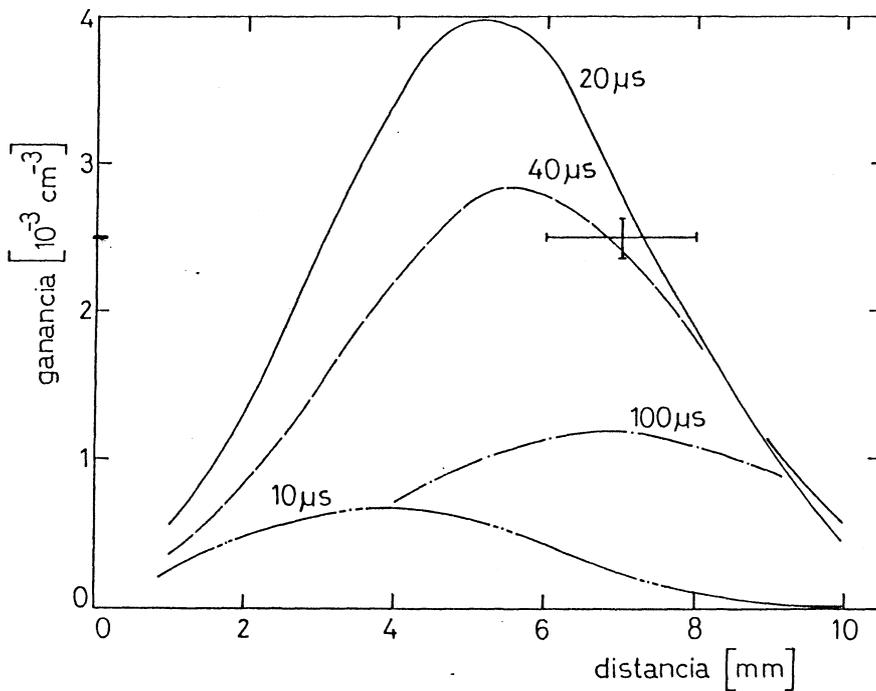


Figura 35

## C A P I T U L O V

### CONCLUSIONES GENERALES

Hemos construído un láser de vapores de cadmio - excitado por descargas de cátodo segmentado que opera en el cercano infrarrojo ( $1.43 \mu\text{m}$ ) mediante el mecanismo de recombinación.

La ganancia medida en este láser, introduciendo una pérdida variable dentro de la cavidad, es dos órdenes de magnitud mayor que la calculada utilizando los valores que midió Wood (43) para la densidad y los que supuso para la temperatura. Esto nos llevó a medir dichos parámetros en las descargas, ya que los valores de temperatura fueron supuestos iguales a los medidos en el after glow de descargas longitudinales.

Tanto la densidad como la temperatura electrónica fueron medidas mediante técnicas espectroscópicas que tienen la ventaja de no ser perturbativas y además pueden ser aplicadas en plasmas de pequeñas dimensiones ( $1 \times 1 \text{ cm}$ ) como el nuestro.

La medida de la densidad de electrones fue realizada indirectamente, determinando la densidad de iones de cadmio en su estado fundamental mediante la técnica de absorción resonante. Al no encontrar evidencia significativas de otros iones en los tiempos en que tiene lugar la acción láser, se suponen iguales la densidad de electrones y de iones de Cd, como fue previamente sugerido por Wood (43), con cuyas medidas se ha coincidido.

Debido a la falta de medidas de temperatura electrónica en este tipo de láseres, Wood (43) supuso una temperatura de 3000 K medida en un láser de Sr con descarga axial. Nosotros hemos medido la temperatura electrónica, resuelta en espacio y tiempo, utilizando la relación de intensidades de una serie espectral del He I en condiciones de equilibrio termodinámico local. Los valores encontrados (600 K a 10 mm y 1000 K a 5 mm) son significativamente más bajos que los supuestos por Wood.

Con estos valores de temperatura y densidad electrónica calculamos la ganancia con un modelo que incluye los procesos radiativos y colisionales asociados con los dos niveles láser. Los resultados están de acuerdo con los obtenidos experimentalmente.

En los cálculos realizados por Wood (43) para estimar la densidad crítica de electrones con la cual la inversión de población es reducida por colisiones con electrones, no fueron tenidas en cuenta las desexcitaciones del nivel láser inferior, por lo tanto esas densidades límites no pueden ser aplicadas a láseres como el de Sr en el que la desexcitación colisional del nivel inferior es importante.

Basados en la condición de inversión de población y considerando procesos radiativos y colisionales asociados

con los dos niveles láser, se obtienen dos relaciones para la densidad crítica de electrones que pueden ser aplicadas a los distintos láseres de recombinación, tanto para el dominado por colisiones (Sr II) o por procesos radiativos (Cd I).

Se presenta un modelo espacio-temporal del funcionamiento de este láser, en el que se tienen en cuenta, además de los procesos radiativos y colisionales que pueblan los niveles, los procesos de difusión, recombinación y transferencia de carga. Este modelo nos permite predecir los valores de la ganancia y de las densidades del plasma para cualquier punto y en cualquier tiempo después de la descarga.

Este modelo puede ser mejorado considerando ecuaciones para la temperatura electrónica e iónica, teniendo en cuenta la expansión adiabática del plasma, las colisiones elásticas con átomos, iones, niveles excitados y el calentamiento por recombinación.

Las energías logradas con los dispositivos de recombinación son hasta el momento, menores que las obtenidas con otros láseres más desarrollados. El mecanismo de recombinación es general y no presenta limitaciones por atrapamiento de la radiación para longitudes de onda mayores de 100 nm (43). Llevando este proceso a estados de ionización más altos, se podrá tener acceso a mayores "gaps" de energía, obteniendo longitudes de onda más cortas. Para longitudes de onda de  $\lambda \approx 150$  nm las energías calculadas teóricamente para los láseres de recombinación, pueden igualar o exceder las energías logradas por láseres basados en cualquier otro mecanismo de inversión de población.

Los dispositivos de cátodo segmentado pueden ser usados como medio amplificador, como una fuente de vapor de metales, ser excitados por descargas eléctricas transversales y tener

amplificación simultánea en varias líneas empleando distintos metales.

APENDICE ACoeficiente de recombinación de tres cuerpos

Un átomo en un estado de energía ligado  $E_n$  puede ser ionizado por impacto electrónico o transferido a otro estado ligado por colisiones inelásticas con electrones o por transiciones radiativas. Si la probabilidad de transición colisional del nivel  $n$  al nivel  $n-1$  es  ${}^n C_{n-1}$  el principio del balance detallado permite calcular la probabilidad del proceso inverso que está dada por:

$${}^{n-1} C_n = {}^n C_{n-1} (g_n/g_{n-1}) \exp(-E_{n,n-1} / kT) \quad (\text{A.1})$$

Si  $n$  se incrementa, la probabilidad de la transición hacia arriba crece con respecto a la probabilidad de la transición hacia abajo. Existirá por lo tanto un nivel crítico  $n^*$  en el cual los dos procesos sean igualmente probables.

El nivel crítico se calcula de la igualdad:

$$(g_n/g_{n-1}) \exp(-E_{n,n-1} / kT) = 1 \quad , \quad (\text{A.2})$$

donde se hace  $n = n^*$ . Para hidrógeno, suponiendo  $n^* \gg 1$ , resulta:

$$(n^*)^2 \approx (13.6/kT) \quad \text{o} \quad E_{n^*} \approx kT \quad (\text{A.3})$$

Un electrón con energía  $E$  que pasa a una distancia  $d_s$  (parámetro de impacto) de un electrón ligado, transfiere una energía  $E_s$  dada por la teoría clásica de Thomson (71).

$$d_s^2 = e^4 E^{-1} (E_s^{-1} - E^{-1}) \quad (\text{A.4})$$

La sección eficaz de ionización para el nivel  $n$  es  $\pi d_n^2$  cuando  $E_s$  es reemplazado por  $E_n$  en (A.4). Multiplicando por la función de distribución de la energía de los electrones e integrando, el ritmo de ionización para el nivel  $n$  está dado por:

$${}^\infty C_n N_n = N_n N_e \pi e^4 (8/\pi m)^{1/2} kT^{-3/2} \int_{x_n}^{\infty} (x_n^{-1} - x^{-1}) \exp(-x) dx, \quad (\text{A.5})$$

donde  $x=E/kT$ . Con  $E_n \approx kT$ , el valor de la integral es aproximadamente  $(2/5)x_n \exp(-x_n)$ , así

$${}^\infty C_n N_n = (4/5) \pi e^4 (2/\pi m kT)^{1/2} E_n^{-1} \exp(-E_n/kT) N_n N_e \quad (\text{A.6})$$

El ritmo del proceso inverso, se obtiene sustituyendo para  $N_n$  el valor dado por la ecuación de Saha, ya que en el equilibrio estos dos ritmos deben ser iguales. Sumando sobre  $n$ , desde  $n=1$  hasta  $n=n^*$  se obtiene el ritmo de recombinación. Con valores numéricos:

$$-\partial N_e / \partial t = \alpha N_e^2 = 4.2 \times 10^{-29} kT^{-2} N_e^3 \int n^4 \quad (\text{A.7})$$

donde  $kT$  está dada en eV. Como  $n^* \gg 1$ . La suma puede ser reemplazada por una integral y sustituyendo  $n^*$  (ecuación A.3) se obtiene fi

nalmente

$$\alpha_{3C} \approx 5.6 \times 10^{-27} \text{ kT}^{-9/2} N_e \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (\text{A.8})$$

A bajas densidades electrónicas, la suposición - de que las probabilidades de transiciones radiativas se tornan despreciables en la vecindad de  $n^*$  no tiene ya validez, y se pueden - esperar coeficientes de recombinación mayores que los predichos por la ecuación (A.8). El coeficiente total de recombinación a bajas - temperaturas debe ser tomado como:

$$\alpha = \alpha_C + \alpha_R \quad (\text{A.9})$$

donde  $\alpha_C$  es dado por la ecuación (A.8) y  $\alpha_R$  por (75):

$$\alpha_R \approx 2.7 \times 10^{-13} \text{ kT}^{-3/4} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$$

La dependencia de  $\alpha_C$  con la temperatura y densidad electrónica es esencialmente correcta no así su valor numérico, debido a las suposiciones y aproximaciones involucradas en su obtención.

Si bien los cálculos precedentes fueron realizados para helio o hidrógeno, pueden ser aplicados razonablemente a otros átomos simplemente ionizados o moléculas, especialmente a bajas temperaturas, donde los procesos importantes ocurren en estados hidrogenoides altamente excitados.

APENDICE B

Consideremos tres sondas  $P_1$ ,  $P_2$  y  $P_3$ , como las descritas en la sección III.3.1, inmersas en un plasma como muestra la figura B1:

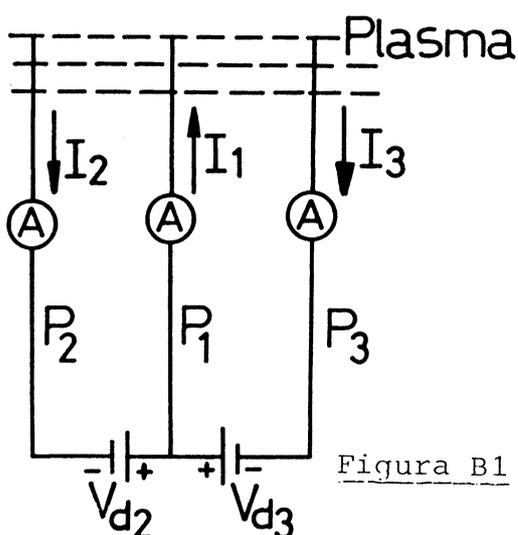


Figura B1

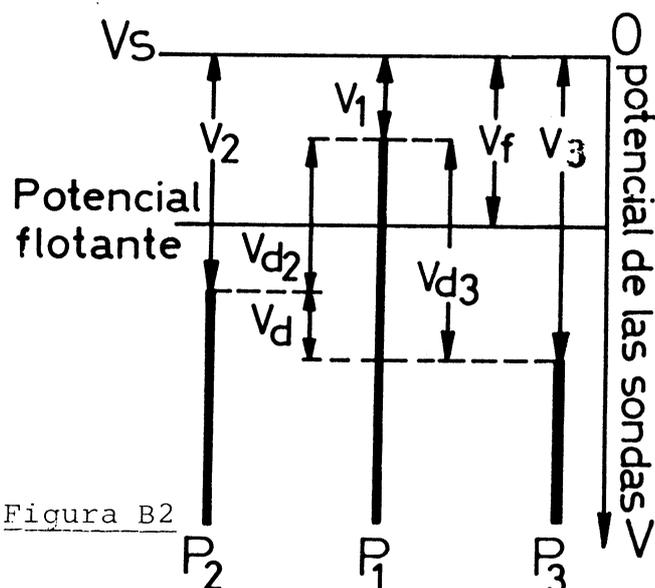


Figura B2

Si  $V_{d2} = V_{d3} = 0$ , el potencial de cada sonda es fijado automáticamente a un potencial flotante  $V_f$  y no circula corriente por las sondas.

Si  $V_{d2}$  es un potencial negativo externo aplicado a la sonda  $P_2$  con referencia a  $P_1$ , el potencial de  $P_2$  es ahora más bajo que  $V_f$  y la corriente que fluye por esta sonda es principalmente corriente de iones positivos. Lo mismo sucede para la sonda  $P_3$  - en similares condiciones de polarización (Figura B2). Así el potencial de  $P_1$  es más alto que  $V_f$ , de manera que la corriente que fluye por ella es fundamentalmente una corriente de electrones.

Si tomamos como positivas las direcciones de las corrientes  $I_1$ ,  $I_2$  e  $I_3$  como en la figura B1 y los potenciales de las sondas son medidos con referencia al potencial espacial del plasma (figura B2), tenemos que:

$$I_1 = I_2 + I_3 \quad (\text{B.1})$$

$$V_{d2} = V_2 - V_1 \quad (\text{B.2})$$

$$V_{d3} = V_3 - V_1$$

Suponiendo que: a) la distribución de energía de los electrones es Maxwelliana.

b) el camino libre medio de los electrones es mucho más grande que la vaina de iones alrededor de cada sonda y que el radio de la misma.

c) La vaina de iones es más pequeña que la separación entre las sondas, de manera que los efectos de interacción entre ellas pueden ser despreciados, la corriente que fluye en las sondas en cualquier instante, puede ser escrito como:

$$-I_1 = -S J_e \exp(-\phi V_1) + S J_i (V_1) \quad (\text{B.3})$$

$$I_2 = -S J_e \exp(-\phi V_2) + S J_i (V_2) \quad (\text{B.4})$$

$$I_3 = -S J_e \exp(-\phi V_3) + S J_i (V_3) \quad (\text{B.5})$$

donde:

$$\phi = e/kT_e \quad (\text{B.6})$$

$$J_e = N_e e (m_e kT_e/2)^{1/2} \quad (\text{B.7})$$

$J_e$  es la densidad de corriente de saturación de electrones produci

da por difusión térmica de electrones en las sondas,  $J_i$  es la densidad de corriente de saturación iónica,  $S$  es el área de la sonda expuesta al plasma,  $k$  es la constante de Boltzmann y  $e$  y  $m_e$  es la carga y masa de un electrón respectivamente.

Si suponemos que la corriente de saturación de iones para las tres sondas son iguales y permanece constante a variaciones de potencial  $J_i(V_1) = J_i(V_2) = J_i(V_3) \equiv J_i$ , entonces:

$$\frac{I_1 + I_2}{I_1 + I_3} = \frac{1 - \exp(-\phi V_{d2})}{1 - \exp(-\phi V_{d3})} \quad (\text{B.8})$$

eliminando  $S \cdot J_i e$  de las ecuaciones (B.4) y (B.5), obtenemos:

$$J_i = \frac{1}{S} \frac{I_3 - I_2 \exp(-\phi \Delta V_d)}{1 - \exp(-\phi \Delta V_d)} \quad (\text{B.9})$$

donde  $\Delta V_d \equiv V_{d3} - V_{d2} = V_3 - V_2$  (B.10)

Midiendo la corriente en dos de las sondas usando las ecuaciones (B.6), (B.8), (B.9) y (B.10) se puede determinar el valor instantáneo de  $T_e$  y  $J_i$ , cuando los potenciales  $V_{d2}$  y  $V_{d3}$  son fijados.

La densidad de corriente de saturación de electrones y así la densidad de electrones no puede determinarse directamente de las características de las tres sondas, pero puede determinarse indirectamente considerando el mecanismo de formación de la vaina de iones y las medidas de  $T_e$  y  $J_i$ .

El campo eléctrico producido en la región de la

vaina de iones alrededor de la sonda, puede penetrar la región del plasma y formar una región "casi neutral". El campo eléctrico en esta región acelera los iones ensanchando la vaina, más allá de lo que puede ser explicado por el mecanismo de difusión térmica solamente. En este caso un potencial  $V_0$  entre la región de la vaina de iones y la región "casi neutral", se encuentra teóricamente que es  $V_0 = kTe/2e$  (60), para todos los tipos de sonda.

En base a estas consideraciones la velocidad y densidad de iones fuera de la región de la vaina puede ser escrita de la siguiente manera:

$$v_{is} = (2e V_0/m_i)^{1/2} = (kTe/m_i)^{1/2} \quad (B.11)$$

$$J_{is} = e N_{is} v_{is} = e N_{is} (kTe/m_i)^{1/2} \quad (B.12)$$

donde  $m_i$  y  $N_{is}$  son la masa y densidad de iones respectivamente.

Suponiendo que  $N_{is} = N_{es}$  en la región "casi neutral" y una distribución Maxwelliana para los electrones, encontramos:

$$N_{is} = N_{es} = N_e \exp -(\phi(1/2\phi)) = N_e \exp(-1/2) \quad (B.13)$$

donde  $N_e$  es la densidad de electrones en el cuerpo del plasma a ser determinada.

De las ecuaciones (B.12) y (B.13)

$$J_i = \exp(-1/2) e N_e (kTe/m_i)^{1/2} \quad (B.14)$$

Supongamos ahora que una de las tres sondas (por ejemplo  $P_2$  es forzada a permanecer siempre en un potencial flotante, quitando la fuente externa  $V_{d2}$  (figura B2)

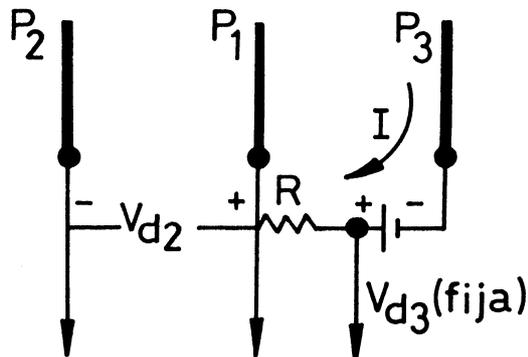


Figura B3

Esto significa que  $I_2 = 0$  y así  $I_1 = I_3$ , con lo que la ecuación -- (B.8) se reduce a:

$$\frac{1 - \exp(-V_{d2})}{1 - \exp(-V_{d3})} = \frac{1}{2} = \text{cte} \quad (\text{B.15})$$

como  $V_{d3}$  en esta expresión es fijada externamente, es posible determinar  $T_e$  instantáneamente, solamente midiendo la tensión  $V_{d2}$  en un osciloscopio.

Por otro lado con la condición  $I_1 = I_3 = I$  e  $I_2 = 0$  en la ecuación (B.9) junto con la ecuación (B.15)

$$J_i = I/S(\exp(\phi V_{d2}) - 1) \quad (\text{B.16})$$

y así de la ecuación (B.14):

$$N_e = \left( \frac{(m_i)^{1/2} I}{S} \right) \frac{\exp(1/2)}{e(kT_e)^{1/2} (\exp(\phi V_{d2}) - 1)} \quad (\text{B.17})$$

Usando las unidades:  $N_e(\text{cm}^{-3})$ ,  $S(\text{mm}^2)$ ,  $I(\mu\text{A})$ ,  $T_e(\text{eV})$  y  $M(\text{peso ató})$

mico o molecular efectivo de los iones)

$$N_e = ((M)^{1/2}/S) I f(V_{d2}) \quad (\text{B.18})$$

donde:

$$f(V_{d2}) \equiv 1.05 \times 10^9 (T_e)^{-1/2} (\exp(V_{d2}) - 1)^{-1} \quad (\text{B.19})$$

La función  $f$  depende solo de  $V_{d2}$ , dado que por la ecuación (B.16) las cantidades  $\phi$  y  $T_e$  solamente dependen de  $V_{d2}$  para un valor fijo de  $V_{d3}$ .

Como la masa del ión  $m_i$  (o  $M$ ) y el área de la sonda están fijas en una medida, la densidad de electrones  $N_e$  en cualquier instante de tiempo puede ser determinada por la medida simultánea de los valores de  $V_{d2}$  (y en consecuencia de  $T_e$ ) e  $I$  mediante las ecuaciones (B.18) y (B.19).

### REFERENCIAS

- 1-L.E.Gudzenko and L.A.Shelepin, Sov.Phys.JETP, 18,998(1964).
- 2-E.L.Latush and M.F.Sem, Sov.Phys.JETP, 37,1017(1973).
- 3-D.R.Bates, A.E.Kingston and R.W.P.M<sup>C</sup>Whiter, Proc.R.Soc.London  
A 267,297(1962)
- 4-W.L.Bohn, 10th International Comference on Phenomena in Ioniz  
ed Gases, edited by R.N.Franklin (Donald Parsons & C., Oxford  
England, 1971), p.386.
- 5-B.Gordiets, L.I.Gudzenko and L.A.Shelepin, Sov.Phys.JETP, 28,  
(1969).
- 6-W.L.Bohn, Applied Physics Letters, 24,15(1974).
- 7-D.D.M<sup>C</sup>Gregor and M.Mitchner, Phys.Fluids, 17(1974).
- 8-L.I.Gudzenko and S.I.Yakovlenko, Sov.Phys.JETP, 32,1008(1971).
- 9-L.I.Gudzenko and S.I.Yakovlenko, Sov.Phys.Dokl.,17,1172(1973).
- 10-B.Gordiets, L.I.Gudzenko and L.A.Shelepin, Sov.Phys.-Tech.Ph.  
11,1208(1967).
- 11-L.I.Gudzenko, S.S.Flippov and L.A.Shelepin, Sov.Phys.JETP,  
24,745(1967).
- 12-J.B.Gerardo and A.Wayne Johnson, J.Appl.Phys.,44,4120(1973).
- 13-P.W.Hoff, J.C.Swingle and C.K.Phodes, Appl.Phys.Lett.23,245  
(1973).
- 14-R.J.De Young, W.E.Wells, G.H.Miley and J.T.Verdeyen, Appl.  
Phys.Lett.,28,519(1976).
- 15-G.W.Cooper and J.T.Verdeyen, J.Appl.Phys.,48,1170(1977).
- ~ 16-W.T.Silfvast, L.H.Szeto and O.R.Wood II, Appl.Pys.Lett.,31,  
334(1977).
- 17-A.A.Skorupski and S.Sukewer, Phys.Rev.Lett.A, 46,473(1974).

- 18-K.Szato, M.Shibo, M.Hosokawa, H.Sugawara, T.Oda and T.Sasaki, Phys.Rev.Lett., 39, 1074 (1977).
- 19-V.Furukane, T.Yokota, K.Kawasaki and T.Oda, J.Quant.Spectr. Radiat.Transfer, 29, 75 (1983).
- 20-P.Hoffman and W.L.Bohm, Z.Naturforsch., 22a, 1953 (1967).
- 21-L.I.Gudzenko and L.A.Shelepin, Sov.Phys.Dokl., 10, 147 (1965).
- 22-V.M.Gol'dfard and G.A.Luk'yanov, Sov.Phys.-Tech.Phys., 13, 1365 (1969).
- 23-E.M.Campbell, R.G.Jahn, W.F.Von Jaskowsky and K.E.Clark, Appl. Phys.Lett., 30, 575 (1977), J.Appl.Phys., 51, 109 (1980).
- 24-T.Hara, K.Kodera, M.Hamagaki, K.Matsumaga, M.Inutake and T. Dote, Jpn.J.Appl.Phys., 19, 4606 (1980).
- 25-W.T.Silfvast, O.R.Wood II and J.J.Macklin, Appl.Phys.Lett., 42, 347 (1983).
- 26-J.J.Rocca, Appl.Phys.Lett., 47, 1145 (1985).
- 27-Z.Yu, J.J.Rocca, G.J.Collins and C.Y.She, Phys.Lett.A, 96, 125 (1983).
- 28-W.T.Silfvast, L.H.Szeto and O.R.Wood II, Appl.Phys.Lett., 36, 615 (1980).
- 29-V.V.Zhukov, E.L.Latush, V.S.Mikhalevskii and M.F.Sem, Sov.J. Quantum Electron., 7, 704 (1977).
- 30-E.L.Latush and M.F.Sem, Sov.J.Quantum Electron., 3, 216 (1973).
- 31-V.V.Zhukov, D.S.Kucherov, E.L.Latush, M.F.Sem and G.N.Tolmachev, Sov.Tech.Phys.Lett., 2, 215 (1976).
- 32-M.S.Butler and J.A.Piper, Appl.Phys.Lett., 45, 707 (1984).
- 33-M.Brant, Appl.Phys.Lett., 42, 127 (1983).
- 34-M.S.Butler and J.A.Piper, Appl.Phys.Lett., 42, 1008 (1983).

- 35-M.S.Butler and J.A.Piper, *Appl.Phys.Lett.*, 43, 823(1983).
- 36-M.Brant, *IEEE J.Quantum Electron.*, 20, 1006(1984).
- 37-W.T.Silfvast, L.H.Szeto and O.R.Wood II, *Opt.Lett.*, 4, 271 (1979).
- 38-O.R.Wood II, J.J.Macklin and W.T.Silfvast, *Appl.Phys.Lett.*, 44, 1123(1984).
- 39-O.R.Wood II, J.J.Macklin and W.T.Silfvast, *IEEE J.Quantum Electron.*, 21, 1714(1985).
- 40-W.T.Silfvast, L.H.Szeto and O.R.Wood II, *Appl.Phys.Lett.*, 39 212(1981).
- 41-W.T.Silfvast and O.R.Wood II, *Opt.Lett.*, 7, 34(1981).
- 42-J.J.Maclin, O.R.Wood II and W.T.Silfvast, *IEEE J.Quantum Electron.*, 18, 1832(1982).
- 43-O.R.Wood II and W.T.Silfvast, *Appl.Phys.Lett.*, 41, 121(1982).
- 44-W.T.Silfvast, L.H.Szeto and O.R.Wood II, *Appl.Phys.Lett.*, 34 213(1979).
- 45-G.H.C.Freeman, *Proc.Phys.Soc.London*, 86, 117(1965).
- 46-C.E.Moore, *Atomic Energy Levels*, (U.S.GPO, Washington D.C. 1949-1952-1958), Vol I-III.
- 47-M.C.Richardson, K.Leopold and A.J.Alcock, *IEEE J.Quantum Electron.* QE-9, 934(1973); M.C.Richardson, *Appl.Phys.Lett.*, 25, 31(1974).
- 48-H.F.Ranea Sandoval, *Tesis Doctoral*, U.N.L.P. (1977).
- 49-Informe presentado a la Comisión de Investigaciones Científicas de la Provincia de Buenos Aires, 1981.
- 50-W.T.Silfvast, L.H.Szeto and O.R.Wood II, *Appl.Phys.Lett.*, 36, 500(1980).

- 51-W.Dentröder, "Laser Spectroscopy", Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, New York, p 262, 1981.
- 52-B.Mozer and M.M.Baranger, Phys.Rev., 118, 626 (1960).
- 53-H.R.Griem, "Plasma Spectroscopy", McGraw Hill, New York, 1964.
- 54-D.E.T.F.Ashby and O.F.Jephcott, Appl.Phys.Lett., 3, 13 (1963).
- 55-C.S.Lin, J.T.Verdeyen and B.E.Cherrington, Appl.Phys., 40, 201 (1969).
- 56-A.C.C.Mitchell and M.W.Zemansky, "Resonance Radiation and Excited Atoms", Cambridge University Press, 1964.
- 57-J.A.Harrison, Proc.Phys.Soc., 73, 841 (1969).
- 58-I.Langmuir and H.M.Mott-Smith, Gen.Elec.Rev., 27, 449 (1924).
- 59-E.Johnson and L.Malter, Phys.Rev., 80, 58 (1950).
- 60-Sin-Li Chen and T.Sekiguchi, J.Appl.Phys., 36, 2363 (1965).
- 61-H.R.Griem, Phys.Rev., 131, 1170 (1963).
- 62-S.Gasiorowicz, "Quantum Physics", Wiley, New York, 1974.
- 63-V.V.Zhukov, V.S.Kucherov, E.L.Latush and M.F.Sem, Sov.J. Quantum Electron., 7, 708 (1977).
- 64-V.A.Zilitis, Opt.Spectr., 31, 86 (1971).
- 65-C.S.Wilett, "An Introduction to Gas Lasers: Population Inversion Mechanisms", Pergamon Press, Oxford, 1974.
- 66-Comunicación privada O.R.Wood II a J.O.Tocho.
- 67-Ya.F.Veralien and V.I.Privalov, Opt.Spectr. (USSR), 46, 131 (1979).
- 68-S.C.Brown, "Basic Data of Plasma Physics", The MIT Press, Cambridge, 1967.
- 69-V.A.Kartazaev and Yu.A.Tolmachev, Opt.Spectr. (USSR), 45, 620 (1978).
- 70-V.N.Kolesnikov, "The Arc Discharge in Inert Gases", Proc. of the P.N.Lebedev Phys.Inst., Cons.Bureau, N.Y., 1966.

71-J.J.Thompson, Phil.Mag., 47, 337(1924).

72-C.W.Allen, "Astrophysical Quantities", The Athlone Press,  
London, 1955.

## AGRADECIMIENTOS

Al Dr. Jorge Rocca por el aporte de ideas fundamentales para el desarrollo de este trabajo.

Al Dr. Jorge Tocho por su guía y decisiva contribución a mi formación profesional.

A los integrantes del Centro de Investigaciones Ópticas por su compañerismo y a su dirección por la confianza y apoyo constante.

Por último, a mis amigos que de una u otra forma me ayudaron y acompañaron en la concreción de ésta tesis.

*Primavera de 1986*