

Como ya dijimos es de interés determinar la importancia de los procesos de excitación (desexcitación) que contribuyen a la formación de dichas densidades. Por tal motivo se montó una experiencia que permite, a partir de la medición de los tiempos de recuperación a los valores de estado estacionario luego de provocar una perturbación adecuada con pulsos láser, determinar los mecanismos que intervienen en la recuperación de los niveles $1s_i$ en función de la corriente y la presión del gas. La experiencia aprovecha el hecho que la perturbación $1s_i \rightarrow 2p_j$ provocada por el láser produce pequeñas variaciones de la corriente de sostenimiento ($\Delta i/i \cong 10^{-3}$) y para tiempos superiores al de decaimiento de los niveles $2p_j$ (≤ 100 nseg), las únicas magnitudes que quedan mayormente alejadas de su condición de equilibrio son las densidades de población de los niveles $1s_i$ en consecuencia los procesos que conducen a los valores de equilibrio son los mismos que los que ocurren en la descarga sin perturbar.

Dada las características de los niveles, en este trabajo los datos obtenidos de los registros de las señales para los niveles $1s_3$ y $1s_5$ debieron compararse con los resultados del modelo completo que ya fuera descrito en otras publicaciones mientras que fue posible analizar los datos obtenidos para $1s_2$ en forma independiente del modelo.

Experiencia

La determinación de las densidades de población estacionarias de los niveles $1s_i$ se realizó por medio de la medición de las absorbancias del plasma con el particular arreglo experimental de la Fig. 2. En el mismo, pulsos láser (5 nseg ATAM, $\Delta v \approx 900$ MHz a 590 nm, 10 pps) atraviesan la descarga bajo estudio (lamp 1, cátodo hueco pasante en Neón) e inciden sobre la segunda lámpara (lamp 2, cátodo hueco en Neón) generando una señal optogalvánica (SOG) que es detectada y promediada por un osciloscopio digital. Con la descarga de la lamp 1 prendida los pulsos láser son atenuados por la absorción de la transición $1s_i \rightarrow 2p_j$ y generan una SOG de menor amplitud en la lamp 2 que la obtenida cuando la descarga de la lamp 1 se encuentra apagada. De la diferencia entre las SOG se obtiene el valor de la absorbancia dado que se eligieron intensidades del láser para las cuales la amplitud de la SOG es lineal. Esta forma de realizar la medición permite el empleo de radiación láser con anchos de línea mayores que el de la transición a medir por que la parte no resonante con ella no es absorbida por lamp 1 ni provoca SOG en lamp 2. Se eligieron las condiciones de esta experiencia para que la radiación de una de las lámparas no afectara, dentro de los errores de medida, el estado estacionario alcanzado por la otra.

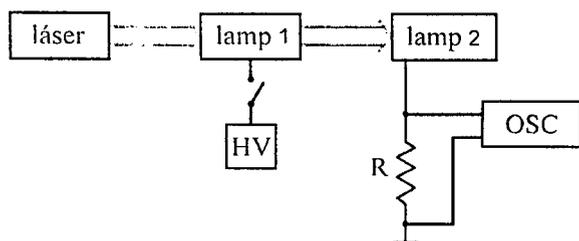


Figura 2. Arreglo experimental para la medición de la población estacionaria de la primera configuración excitada.

En las Figuras 3 y 4 se presentan los resultados obtenidos para las densidades de población estacionaria de los niveles $1s_2$, $1s_4$ y $1s_5$ en función de la corriente de sostenimiento de la descarga para presiones de 5 y 15 Torr de Neón. Los valores obtenidos concuerdan satisfactoriamente con los calculados en base a un modelo de descargas preexistente y los reportados por diversos autores⁽¹⁾.

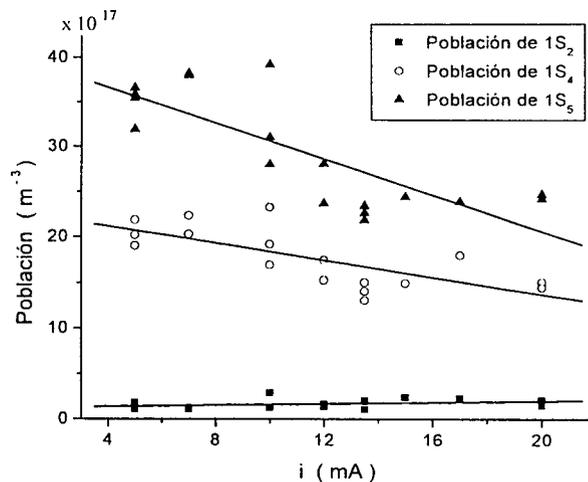


Figura 3. Densidades de población de los niveles $1s_2$, $1s_4$, y $1s_5$ en función de la corriente a una presión de 5 Torr.

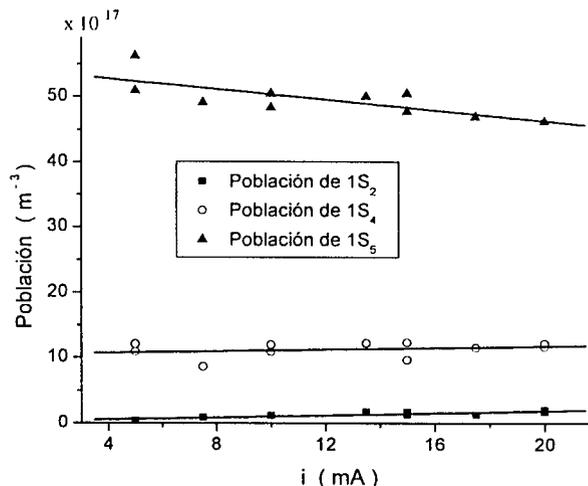


Figura 4. Densidades de población de los niveles $1s_2$, $1s_4$, y $1s_5$ en función de la corriente a una presión de 15 Torr.

Las medidas de las evoluciones temporales de las densidades de población de los niveles $1s_i$ se realizó con el arreglo de la Fig. 5. En esta experiencia se detecta con un fotomultiplicador la radiación proveniente de lamp 2, luego de atravesar lamp 1, filtrada por un espectrómetro. Dicha radiación con idéntica composición espectral que la proveniente de lamp 2 es atenuada en todas las líneas. La luz proveniente de lamp 2 fue ópticamente configurada para maximizar su señal y minimizar la de lamp 1. Cuando un pulso láser sintonizado en $1s_5 \rightarrow 2p_2$ ilumina el plasma de lamp 1 la población de $1s_5$ decrece y la de los otros niveles $1s_i$ aumenta alterando la transmisión del medio, registrándose inicialmente un aumento ó decremento de la señal producida por el

fotomultiplicador dependiendo de los niveles involucrados en la frecuencia de registro. Las señales fueron obtenidas sobre una resistencia de $1k\Omega$ para incrementar las amplitudes de las señales sin alterar los tiempos de decaimientos a registrar quedando la respuesta total del sistema limitada a 300 ns. Las señales de pequeña amplitud y superpuestas a las fluctuaciones de intensidad de la misma radiación fueron promediadas en un osciloscopio digital y transferidas a una computadora para su posterior análisis.

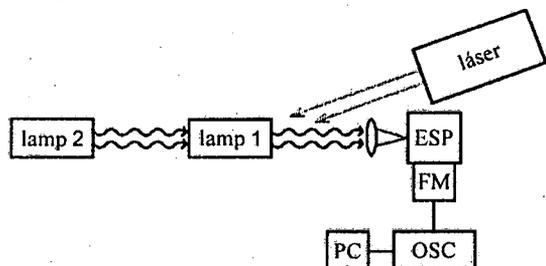


Figura 5. Arreglo experimental para la obtención de la variación de la población de la primera configuración

La señal detectada es la suma de la variación de atenuación de la radiación de lamp 2 y la variación de la radiación emitida por lamp 1 debido al fenómeno de modificación de la magnitud del atrapamiento de radiación. Por lo tanto la señal útil se obtuvo de la diferencia de esta señal y la registrada obturando la lamp 2.

La señal que involucra al nivel $1s_2$ registrada usando la transición $1s_2 \rightarrow 2p_6$ consta de un incremento inicial debido al decaimiento desde los niveles $2p_j$ y un único decaimiento exponencial con un tiempo característico del orden de algunos microsegundos. Del ajuste del decaimiento de las señales en función de la corriente de sostenimiento para 5 Torr y 15 Torr se obtienen los resultados que se grafican en la Fig. 6.

Como ya fue mencionado, la fluorescencia al nivel fundamental es el principal mecanismo de pérdidas para este nivel. Por lo tanto, al evolución de este nivel puede ser descrita por

$$\frac{d(\Delta S_2)}{dt} = -W * \Delta S_2 \quad (1)$$

donde W es el tiempo de vida media corregida por atrapamiento para una transición ensanchada por presión. Dicho coeficiente, que puede ser calculado utilizando la teoría de atrapamiento de radiación de Holstein, es función de la temperatura del gas. Teniendo en cuenta que al realizar cambios en la corriente y la presión se producen variaciones en la temperatura del gas y utilizando las medidas realizadas en el laboratorio por medio de técnicas interferométricas presentadas en la Fig 7 se obtiene la dependencia para la tasa de decaimiento que se muestra en la Fig.8.

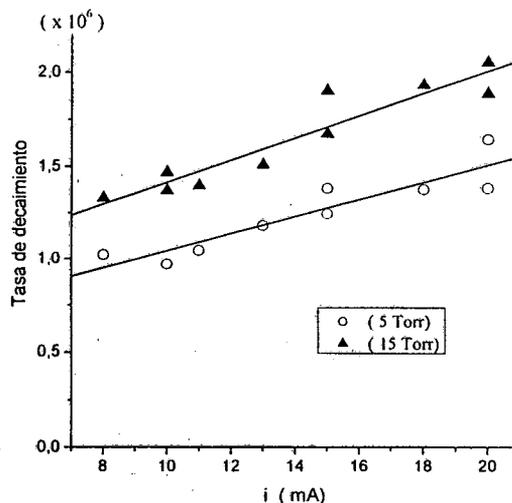


Figura 6 Variación de la tasa de decaimiento del nivel $1s_2$ en función de la corriente para 5 Torr y 10 Torr .

En esta se encuentra la esperada tendencia creciente de la tasa de decaimiento con la temperatura aunque con una pendiente mayor. Esta discrepancia puede deberse a que en las condiciones de esta experiencia la radiación debida al decaimiento de $1s_2$ atraviesa un medio menos denso que el previsto por la teoría. Asimismo debe notarse que no existe correlación alguna entre la tasa de decaimiento y la presión y corriente de funcionamiento. Por lo tanto, la variación de la tasa de decaimiento es debida a cambios en la temperatura del gas para las distintas condiciones en la que se produce la descarga y no es provocada por colisiones con electrones y/o átomos como podría ser deducido a partir de la Fig 6.

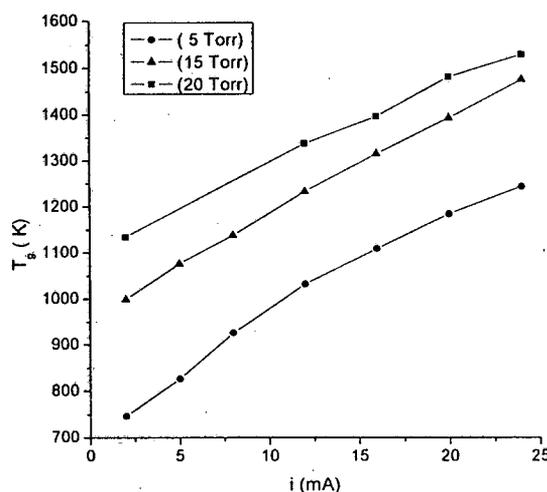


Figura 7 Variación de la temperatura del gas en función de la corriente para presiones de 5 Torr, 15 Torr y 20 Torr.

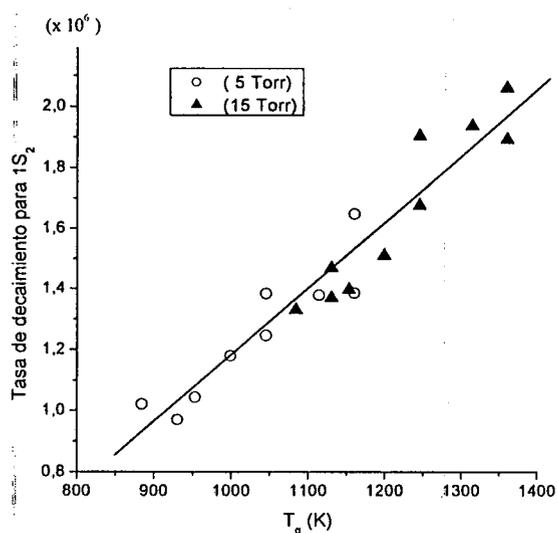


Figura 8. Variación de la tasa de decaimiento del nivel $1s_2$ en función de la temperatura del gas.

La señal que involucra al nivel $1s_3$ registrada usando la transición $1s_3 \rightarrow 2p_9$ consta de un rápido decremento inicial debido a la excitación láser sintonizada en la transición $1s_3 \rightarrow 2p_2$ y una recuperación al estado estacionario con dos tiempos característicos del orden de 10^{-6} seg (tasa rápida) y 10^{-5} seg (tasa lenta).

Por su parte, la señal que involucra al nivel $1s_3$ registrada usando la transición $1s_3 \rightarrow 2p_7$ consta de un incremento inicial debido a la desexcitación de los niveles $2p_j$ poblados por el láser y una recuperación al estado estacionario con dos tiempos característicos del orden de 10^{-6} seg (tasa rápida) y 10^{-5} seg (tasa lenta).

La señal proveniente de $1s_4$ aún en eligiendo las transiciones que más favorecieran su registro resultaron ser mucho menores a la de los otros niveles y con una baja relación señal a ruido.

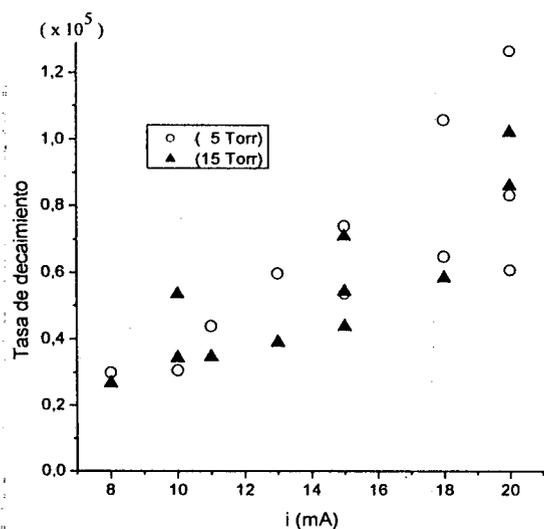


Figura 9. Variación de la tasa de decaimiento (lenta) del nivel $1s_3$ en función de la corriente para 5 Torr y 10 Torr.

Del ajuste del decaimiento con una función bi-exponencial de las señales provenientes de los niveles $1s_3$ y $1s_3$ en función de la corriente de sostenimiento para 5 Torr y 15 Torr se obtienen los resultados que se grafican en las Fig. 9, 10, 11 y 12.

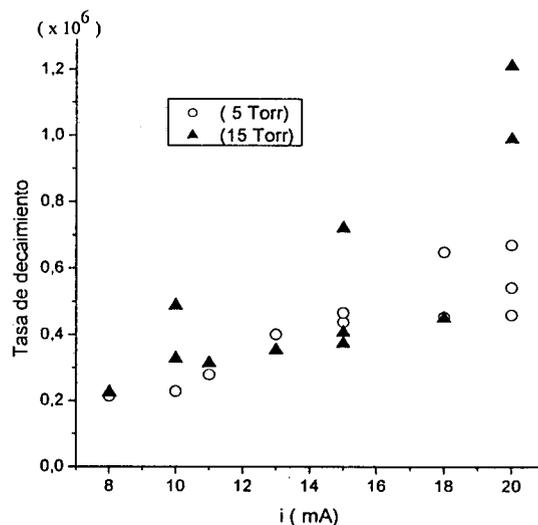


Figura 10. Variación de la tasa de decaimiento (rápida) del nivel $1s_3$ en función de la corriente para 5 Torr y 10 Torr.

Las mismas muestran que las tasas de decaimiento de cada nivel se incrementan a medida que aumenta la corriente y que dentro de los errores experimentales los valores de dichas tasas a una misma corriente y distinta presión coinciden. Se concluye por lo tanto que el proceso principal de intercambio de población entre metaestables es producido por colisiones con electrones.

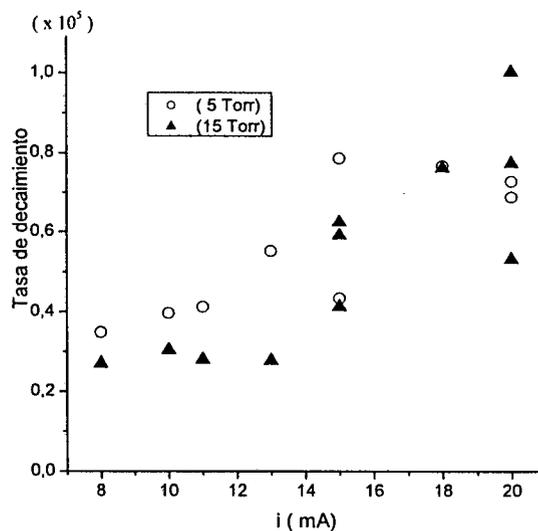


Figura 11. Variación de la tasa de decaimiento (lenta) del nivel $1s_5$ en función de la corriente para 5 Torr y 10 Torr.

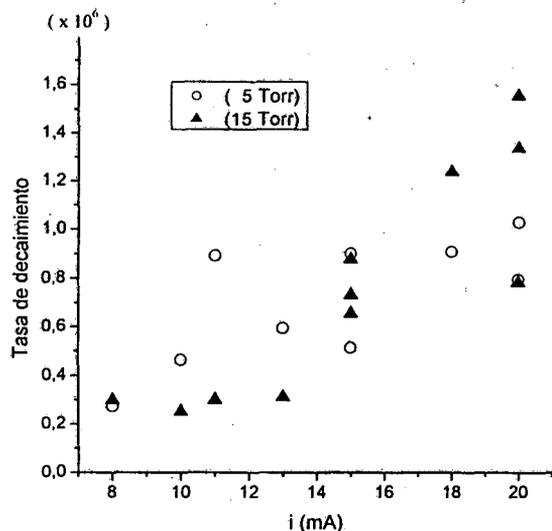


Figura 12. Variación de la tasa de decaimiento (rápida) del nivel $1s_5$ en función de la corriente para 5 Torr y 10 Torr.

Con la finalidad de comprobar la validez del modelo completo preexistente que describe descargas de luminiscencias negativas⁽²⁾ se compararon los resultados de éste con los experimentales. Dicho modelo está basado en ecuaciones de balance para la primera ($1s_i$, $i=1-4$), la segunda ($2p_j$, $j=1-10$) configuraciones excitadas del Neón y la densidad de cargas e incluye los coeficientes de intercambio de población entre los niveles $1s_i$ por colisiones con electrones y átomos obtenidos de las referencias Ivanov⁽³⁾ y Cohen⁽⁴⁾ respectivamente.

A modo de ejemplo, en las Fig 13 y 14 se observa la recuperación de la población al estado estacionario de los niveles $1s_5$ y $1s_3$ obtenidas experimental y teóricamente.

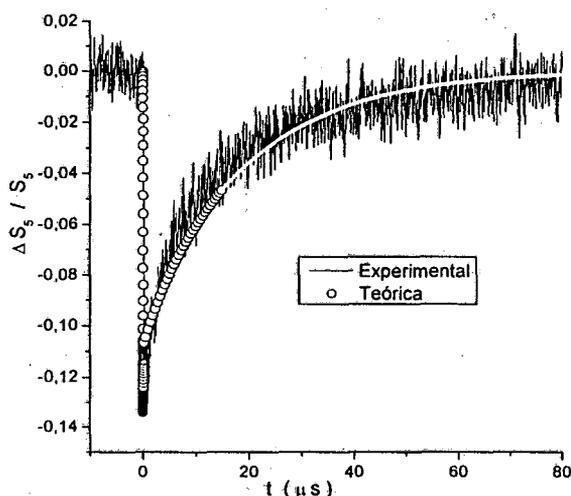


Figura 13. Señal experimental de la recuperación y evolución teórica de la población del nivel $1s_5$.

En ellas pueden observarse un muy buen acuerdo para la señal perteneciente al nivel $1s_5$ en todo instante

mientras que para $1s_3$ la concordancia se mantiene sólo en los tiempos cortos ($t < 8\mu s$). El proceso por el cual la población del nivel $1s_3$ evoluciona en forma lenta hacia su valor de estado estacionario no es reproducido por nuestro modelo y se encuentra bajo estudio para determinarlo.

La coincidencia entre los resultados teóricos y experimentales se mantiene para las distintas corrientes y a las dos presiones, con una muy buena concordancia con los datos de las tasas de decaimiento mostrados en las figuras 10 a 12, cuando se utiliza para el cálculo coeficientes de intercambio de población por colisiones atómicas ligeramente inferiores a los obtenidos en forma teórica por Cohen et al.

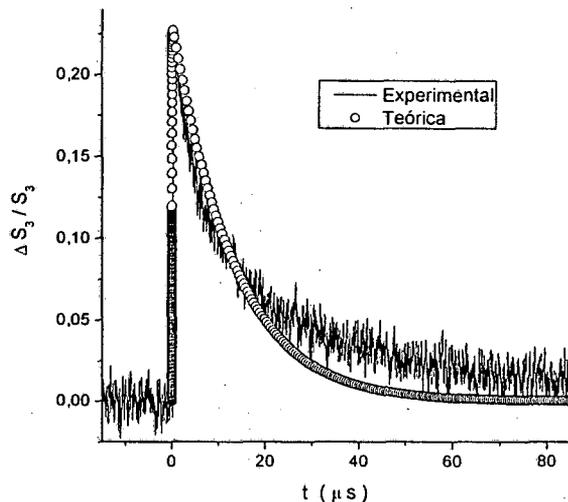


Figura 14. Señal experimental de la recuperación y evolución teórica de la población del nivel $1s_3$.

Conclusiones

Se han determinado satisfactoriamente las densidades de población y se ha estudiado la dependencia de las tasas de intercambio de población entre los niveles de la primera configuración excitada del Neón en un amplio rango de valores de la corriente de sostenimiento de una descarga de luminiscencia negativa y a dos valores de presión. El exhaustivo análisis de las tasas de decaimiento de las densidades de población de estos niveles a los valores de estado estacionario permitió determinar que el principal mecanismo de intercambio de población entre estados metaestables, son las colisiones con electrones. Prevemos que estudios posteriores permitirán establecer valores para las tasas efectivas de intercambio entre niveles metaestables

Referencias

- 1 - T.R.Griffiths, W.J.Jones and G. Smith in *Optogalvanic Spectroscopy* (1990) pp 215 Ed R.S.Stewart and J.E.Lawler
- 2 - V. B. Slezak, V. D'Accurso and F. A. Manzano, *J.Opt.Soc.Am. B*, 13 (1996) 2701.
- 3 - V.A. Ivanov, *J. Phys. B* 31(1998)1765.
- 4 - J.S.Cohen, L.A. Collins and F.Lane, *Phys. Rev. A* 17(1978)1343.