

# EFFECTOS COLISIONALES DE ÁTOMOS Y ELECTRONES SOBRE LA POBLACIÓN DEL ESTADO $1s_5$ DEL NEÓN

V. D'Accurso, F.A. Manzano

Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones (CEILAP)  
 Instituto de Investigaciones Científicas y Técnicas de las Fuerzas Armadas (CITEFA) - CONICET  
*fmanzano@citefa.gov.ar, vdacurso@citefa.gov.ar*

Las poblaciones de la primera configuración excitada del Neón en una descarga de luminiscencia negativa están determinadas principalmente por la excitación directa ó indirecta de átomos en estado fundamental y por procesos de intercambio poblacional entre niveles por colisiones con átomos y/o electrones.

Con la finalidad de estudiar estos procesos se realiza la medición de la evolución a su valor estacionario de la población del nivel  $1s_5$  del Neón en una descarga de luminiscencia negativa luego de ser perturbada por un pulso láser sintonizado en la transición  $1s_5-2p_2$ . El registro de dicha evolución se obtiene detectando la variación de absorción de radiación sobre la transición  $2p_{10}-1s_5$ . Los registros se realizan en función de la presión de Neón y de la corriente de sostenimiento de la descarga y se estudia la relación del tiempo de recuperación de la población de  $1s_5$  con la señal optogalvánica detectada simultáneamente.

In a negative glow discharge the populations of the Neon first excited configuration are determined by direct excitation of atoms in the ground-state or by decay from excited states and by electron or atom collisional population exchange processes.

To study these processes we measure the population evolution to steady state for the Neon  $1s_5$  state in a negative glow discharge recording the light absorption variation of the plasma on the  $2p_{10} - 1s_5$  transition after perturbation of the  $1s_5 - 2p_2$  transition by a laser pulse. These records are obtained varying the pressure and the discharge sustaining current and the optogalvanic signals are measured simultaneously.

## Introducción

Las señales del efecto optogalvánico obtenidas en una descarga de luminiscencia negativa en Neón están determinadas fundamentalmente por la dinámica de las poblaciones de los niveles de la primera configuración excitada ( $1s_i$ ,  $i = 1-4$ , notación de Paschen). Por lo tanto, el conocimiento de todos los mecanismos que intervienen en la población de estos niveles tiene primordial importancia para el modelado del efecto optogalvánico.

Dichas poblaciones están determinadas principalmente por la excitación directa de átomos en estado fundamental con colisiones electrónicas ó indirectamente por decaimientos fluorescentes desde los niveles superiores, por diversos procesos de destrucción y por procesos de intercambio poblacional entre niveles  $1s_i$  por colisiones con átomos y/o electrones.

El átomo de Neón ha sido muy estudiado y los coeficientes de creación y destrucción de población de los estados de la primera configuración excitada están bien determinados tanto experimental como teóricamente. Sin embargo, los datos experimentales existentes en la literatura de los coeficientes que gobiernan la dinámica de los procesos de intercambio de población entre los niveles  $1s_i$  fueron obtenidos a temperatura ambiente, existiendo cálculos teóricos<sup>(1)</sup> de los mismos que predicen correctamente dichas mediciones para algún nivel y que extienden los valores para temperaturas mayores como las encontradas en descargas de cátodo hueco que no han sido corroboradas.

La diversidad y complejidad de los procesos que afectan la población de los niveles de la primera configuración excitada nos llevó a tratar de dilucidar la importancia de cada uno de ellos en la recuperación a los valores de estado estacionario de las poblaciones cuando son perturbadas por un pulso láser.

## Teoría

Anteriormente hemos desarrollado un modelo para describir descargas de luminiscencias negativas<sup>(2)</sup>, 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, que utiliza los coeficientes de intercambio por colisiones entre los niveles  $1s_i$  de la referencia (1). Los resultados del modelo predicen en forma correcta los estados de equilibrio de las poblaciones de los niveles y las señales optogalvánicas registradas en el laboratorio en diversas condiciones experimentales.

Dicho modelo incluye para el cálculo de las poblaciones de los niveles  $1s_i$  términos que describen la excitación por colisiones electrónicas desde el estado fundamental ( $R_G$ ), el proceso de intercambio neto de población entre niveles  $1s_i$  por colisiones electrónicas  $K_i = \sum_{k \neq i} (L_{ki}S_k - L_{ik}S_i)$  ó colisiones atómicas  $W_i = \sum_{k \neq i} (G_{ki}S_k - G_{ik}S_i)$ , poblamiento por decaimientos desde los niveles  $2p_j$  ( $g_j A_{ij}$ ), difusión de metaestables y/o pérdidas por fluorescencia desde niveles singuletes ( $D$ ), ionización por colisiones con electrones ( $R_{il}$ ) o por colisiones  $1s_i - 1s_k$  ( $C_{ik}$ ) que tienen la forma siguiente:

$$\frac{dS_i}{dt} = R_G N_e N_a + \sum_{k \neq i} ((G_{ki}S_k - G_{ik}S_i)N_a + (L_{ki}S_k - L_{ik}S_i)N_e) \quad (1)$$

$$+ \sum_{j=1}^{10} g_j A_{ij} P_j - D S_i - \sum_{k=1}^4 C_{ik} S_i S_k - R_{il} S_i N_e$$

donde  $N_e$ ,  $N_a$ ,  $S_i$ ,  $P_j$  son las densidades electrónicas, atómicas, átomos en el nivel  $1s_i$ , y en el nivel  $2p_j$ , respectivamente y  $g_j A_{ij}$  coeficiente de Einstein corregido por atrapamiento de radiación. Los coeficientes  $W_i$  dependen de la temperatura del gas y los coeficientes  $K_i$  de la temperatura de los electrones de la descarga.

En base al modelo mencionado se realizaron cálculos anulando alternativamente cada uno de los términos de la ecuación 1. No se observaron cambios apreciables en los tiempos de recuperación a los valores de estado estacionario salvo cuando el segundo término era anulado.

Por lo tanto estos resultados nos llevaron a realizar experiencias variando la presión y la corriente de sostenimiento de la descarga, para medir dichos tiempos y determinar si el proceso de intercambio de población entre niveles  $1s_i$  es gobernado por colisiones con electrones ó con átomos en el estado fundamental. Como los coeficientes  $W_i$  dependen de la temperatura del gas se requirió en las experiencias a realizar una medida auxiliar para determinarla. Ha sido mostrado en la literatura que la temperatura electrónica no cambia apreciablemente ante cambios en la corriente por lo que supondremos que los coeficientes  $K_i$  permanecen inalterados.

El modelo emplea una distribución electrónica que es la suma de dos distribuciones Maxwellianas, una de electrones lentos y otra de electrones rápidos, a diferentes temperaturas siendo el número de electrones rápidos y su temperatura parámetros del modelo. Con la finalidad de establecer el punto de trabajo teórico se eligieron aquellos valores para los cuales las señales optogalvánicas predichas coincidieran con las señales experimentales.

### Experiencia

El montaje experimental empleado en este trabajo (Fig.1) consta de una lámpara de cátodo hueco (L1) en la cual se desarrolla una descarga de luminiscencia negativa en Neón, especialmente diseñada para permitir el pasaje de radiación a través de su eje, que es iluminada por la radiación proveniente de una segunda lámpara comercial (L2) y por pulsos de un láser de colorantes.

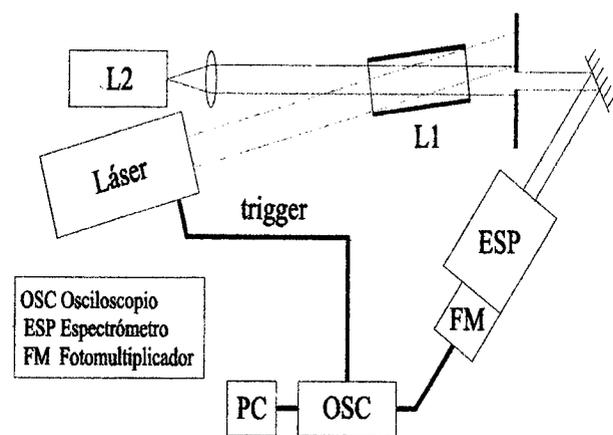


Figura 1: Arreglo experimental

La radiación emitida por L2 que atraviesa el cátodo hueco de L1 es atenuada por absorción de la población de los niveles  $1s_i$  del plasma generado en el interior de L1.

Cuando este plasma es iluminado por pulsos láser de una frecuencia resonante con una transición  $1s_i - 2p_j$  la población  $1s_i$  disminuye, la transparencia del plasma de L1 para las transiciones que parten de  $1s_i$  se incrementa y la intensidad de la radiación de L2 que lo atraviesa aumenta retornando a los valores del estado estacionario en tiempos determinados por los procesos que pueblan el nivel  $1s_i$ . La población de  $1s_i$  bombeada a algún nivel  $2p_j$  es rápidamente redistribuida entre los demás niveles de la segunda configuración todos los cuales decaen a los niveles de la primera configuración en tiempos del orden de 50 nseg. Por lo tanto, sólo una pequeña parte de la población bombeada retornará en los primeros instantes al nivel  $1s_i$ .

La duración de los pulsos láser utilizados ( $\tau = 5$  nseg) son cortos comparados con los tiempos típicos de reestablecimiento del plasma al estado estacionario por lo que el registro de la evolución de la intensidad emitida por L2 que atraviesa el cátodo de L1 es una medida directa de la recuperación de la población del nivel  $1s_i$ . Debido a que intensidades de las líneas de emisión que inciden sobre L1 son débiles las poblaciones de equilibrio de los niveles  $1s_i$  ( $\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ ) no son alteradas sustancialmente respecto de las que encontrarían cuando L2 no la ilumina.

Las variaciones de intensidad de la radiación emitida por L2 son detectadas a través de un monocromador por medio de un fotomultiplicador rápido ( $T_{\text{resp}} \sim 10$  nseg), promediadas en un osciloscopio digital y transferidas a una computadora personal para su posterior análisis.

Debido a que las emisiones de ambas lámparas inciden sobre la rendija del monocromador la proveniente de L2 fue conformada ópticamente para maximizar su señal.

Asimismo, con la finalidad de eliminar señales espurias provenientes de ruidos electrónicos del equipo láser, de radiación láser parásita y de variaciones en la emisión de L1 se realizó la diferencia entre las señales obtenidas con ambas lámparas encendidas y la registrada cuando la L2 era apagada.

Simultáneamente con las medidas anteriores, las señales optogalvánicas originadas en L1 al ser irradiada por los pulsos láser eran registradas y transferidas a una computadora personal, para establecer el punto de trabajo del modelado teórico.

### Discusión de resultados

Las Figs. 2a y 2b muestran los registros de la evolución de la población del nivel  $1s_5$  al excitar con el láser sintonizado en una frecuencia correspondiente a la transición  $1s_5 \rightarrow 2p_2$  ( $\lambda = 588,2 \text{ nm}$ ) y detectando la variación de intensidad de la emisión de L2 en la transición  $1s_5 \rightarrow 2p_{10}$  ( $\lambda = 703,2 \text{ nm}$ ) para una presión de 5 Torr y una corriente de (a) 7 mA y (b) 19 mA. En ambas figuras, en trazo claro, se muestra el resultado del cálculo realizado con el modelo completo de descargas luminiscentes a temperaturas del gas de  $T_g = 1000 \text{ K}$  y  $T_g = 1300 \text{ K}$ . Estas temperaturas fueron determinadas por medio de técnicas interferométricas midiendo el ancho de línea de emisión de varias transiciones  $1s_i \rightarrow 2p_j$  en forma similar a la empleada en un trabajo anterior<sup>(3)</sup>.

En las Figs. 3a y 3b se muestra la evolución de la población del nivel  $1s_5$  registrada a una presión de 15 Torr y una corriente de (a) 7 mA y (b) 19 mA. Nuevamente en ambas figuras y en trazo claro, se muestra el resultado del cálculo realizado con el modelo completo de descargas luminiscentes a temperaturas del gas de  $T_g = 1100$  K y  $T_g = 1400$  K.

reducen cuando se aumenta la corriente a presión constante pero, en contraposición, no se aprecian diferencias significativas al aumentar la presión manteniendo la corriente constante.

Estos resultados hacen presumir que los coeficientes de mezclado poblacional por colisiones atómicas empleados en el modelo están sobreestimados.

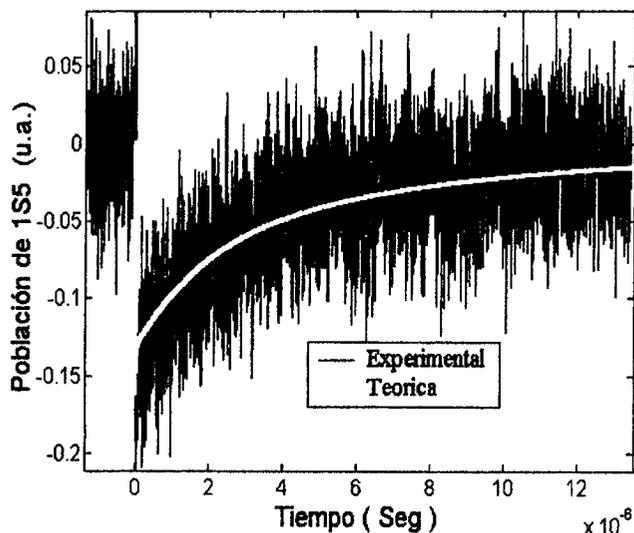


Figura 2a : Evolución teórica y experimental de la población del nivel  $1s_5$  a 5 Torr y 7 mA.

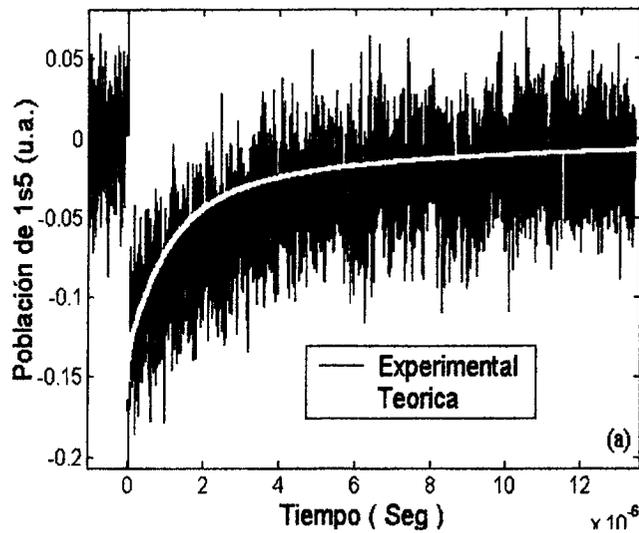


Figura 3a: Evolución teórica y experimental de la población de nivel  $1s_5$  a 15 Torr y 7 mA.

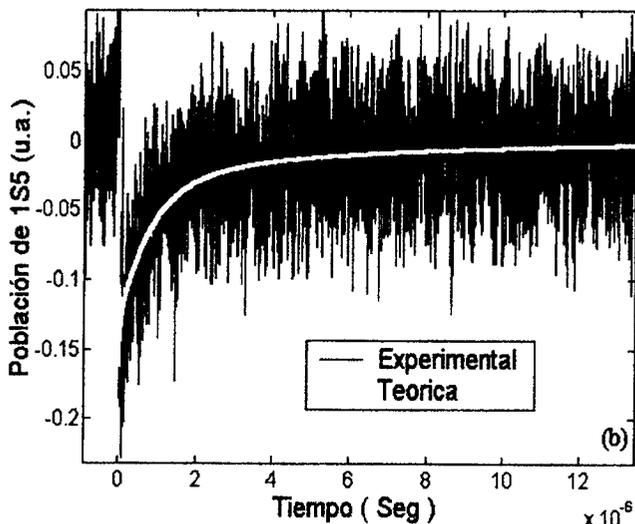


Figura 2b: Evolución teórica y experimental de la población de nivel  $1s_5$  a 5 Torr y 19 mA.

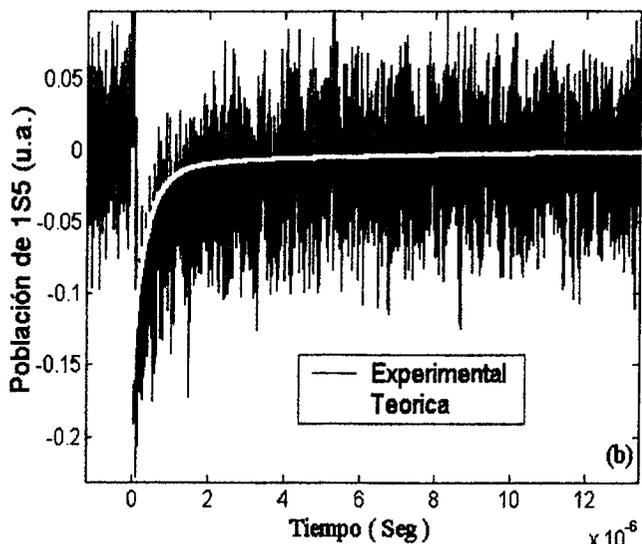


Figura 3b: Evolución teórica y experimental de la población de nivel  $1s_5$  a 15 Torr y 19 mA.

Del análisis de las Figs 2a y 2b resulta evidente que existe un buen acuerdo teórico experimental en las determinaciones de baja presión mientras que aparecen discrepancias en las medidas de alta presión. Esta observación indicaría que el peso relativo de  $W_i$  en el modelo es exagerado.

Por otro lado, tal como se esperaba teóricamente los tiempos de recuperación de los niveles  $1s_i$  medidos se

Como resultado del cálculo hemos comprobado que el término de intercambio poblacional, segundo término en la ecuación 1, es el más importante por lo cual era esperable que la señal experimental estuviera compuesta por la suma de dos exponenciales cuya deconvolución permitiera determinar los coeficientes  $W_i$  y  $K_i$ . En las condiciones en que fue realizada la medición, si bien fue posible determinar el comportamiento global del tiempo

de recuperación no fue posible establecer con certeza la magnitud del intercambio poblacional.

Esto es debido a que la relación señal a ruido lograda fue bastante pobre, aún realizando numerosos promedios de las señales, en razón a las pequeñas concentraciones de las poblaciones de los niveles  $1s_5$ , del orden de  $10^{11}$   $\text{cm}^{-3}$  a  $10^{12}$   $\text{cm}^{-3}$  las cuales fueron medidas en el laboratorio sobre la lámpara L1 por medio de experiencias de absorción.

Actualmente están en curso modificaciones del esquema experimental que permitan mejorar la relación señal a ruido con la que se trabajó en esta experiencia, extender las mediciones a diversas transiciones que involúcren el nivel  $1s_5$  con la finalidad de corroborar los valores de los coeficientes de intercambio neto observados en este trabajo y realizar mediciones similares sobre los otros niveles de la primera configuración

### Conclusiones

Se ha medido la recuperación al estado de equilibrio de la población del nivel  $1s_5$  del Neón en descargas de cátodo hueco luego de ser perturbadas por un pulso láser.

El principal mecanismo que afecta esta evolución es el de mezclado de población entre niveles de la primera configuración excitada.

En las condiciones de nuestra experiencia, este mezclado es producido por colisiones de átomos en estado  $1s_5$  con electrones de la descarga y en menor medida con átomos en el estado fundamental.

### Referencias

- 1- J.S.Cohen, L.A.Collins and F.Lane, Phys.Rev.A 17(1978)1343.
- 2- V.B.Slezak, V.D'Accurso y F.A.Manzano, JOSA B 13(1996)2701.
- 3- F.A.Manzano y V.D'Accurso, ANALES AFA 11(1999)120.

### Agradecimientos

Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el subsidio N° 04155 (ANPCyT).