

# Evidencia de la importancia de los fotoelectrones emitidos por el cátodo en una descarga de glow negativo

V.D'ACCURSO, V.B.SLEZAK, F.A.MANZANO

CENTRO DE INVESTIGACIONES EN LÁSERES Y APLICACIONES (CEILAP)  
INSTITUTO DE INVESTIGACIONES CIENTÍFICAS Y TÉCNICAS DE LAS  
FUERZAS ARMADAS (CITEFA) - CONICET  
ZUFRIATEGUI 4380 (1603) VILLA MARTELLI, PCIA. DE BUENOS AIRES  
e-mail:manzano@udceilap.edu.ar

En una descarga de cátodo hueco en Neón la señal optogalvánica obtenida al provocar una transición desde el nivel resonante de la primer configuración excitada ( $1s_2$ ) a la siguiente ( $2p_j$ ) tiene signo opuesto a la que se obtiene cuando se excita desde un nivel metaestable de la primera configuración.

En este trabajo se demuestra que este comportamiento puede ser reproducido al incluir en un modelo de ecuaciones de balance ("rate equations") un término que considera la variación de la densidad de fotoelectrones emitidos por el cátodo debido a la fluctuación de la población de  $1s_2$ . Asimismo se determina experimentalmente el valor del coeficiente de pérdida de cargas ("diffusion like").

In a Neon hollow cathode discharge the optogalvanic signal obtained when irradiating on a transition starting from the resonant level of the first ( $1s_2$ ) to the second ( $2p_j$ ) excited electronic configuration presents an opposite sign to that starting from a metastable level of the same configuration.

In this work a term that considers the change of concentration of the cathode emitted photoelectrons due to fluctuation of the  $1s_2$  population is included in a model of rate equations, which allows to predict the behaviour named above. Furthermore the value of the ("diffusion like") charges loss coefficient is determined experimentally.

## Introducción

El efecto optogalvánico (EOG) está asociado a los cambios de las propiedades eléctricas de una descarga gaseosa causados al iluminarla con radiación resonante con una transición óptica de sus átomos o moléculas. La evolución temporal de las señales optogalvánicas, su signo y amplitud dependen del tipo de irradiación, de la corriente y tipo de descarga, del gas y de la transición excitada por la radiación láser.

En este trabajo las señales se obtienen irradiando la región de glow negativo de una lámpara de cátodo hueco de Torio llena de gas Neón (mod. Jarrell-Ash 45590) con pulsos de 6 ns ATAM de un láser de colorante. Sintonizando el láser a una transición originada en el nivel resonante de la primer configuración excitada se registra un decrecimiento inicial de la corriente respecto del valor estacionario en oposición a lo observado para los niveles metaestables de la

misma configuración. Se demuestra que este comportamiento puede ser reproducido al incluir en el modelo de ecuaciones de balance utilizado anteriormente<sup>1-6</sup> un término que tiene en cuenta las variaciones de intensidad de la radiación UV de vacío emitida desde  $1s_2$ . Además se presenta la determinación experimental del coeficiente de pérdida de electrones en la descarga, que fue discutido en una publicación anterior<sup>6</sup>, al irradiar con el láser sintonizado con una transición  $2p-5s$ .

## Modelo teórico y discusión de resultados

El modelo teórico describe la evolución de las poblaciones de los 4 estados excitados  $1s$  y los 10 estados excitados  $2p$  del Neón, los electrones, los iones atómicos y los iones moleculares, imponiendo además la condición de neutralidad de carga. Los principales mecanismos de excitación y desexcitación que son tomados en cuenta en el modelo se presentan en la Fig.1. A éstos se agregan los

procesos de recombinación a tres cuerpos, recombinación disociativa, atrapamiento de radiación, difusión de metaestables y pérdidas de cargas del volumen en estudio descrito

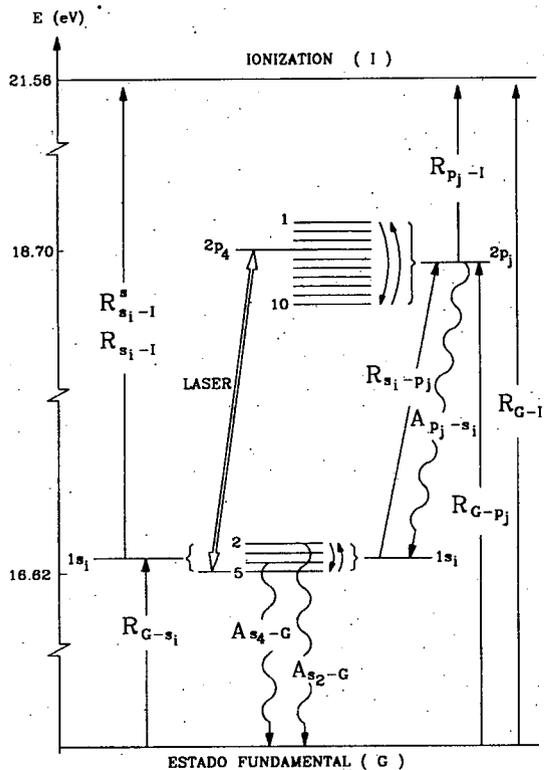


Fig.1. Esquema de los principales mecanismos de excitación y desexcitación.

por un término proporcional a la densidad de electrones con un coeficiente  $D^{2-6}$ . Las secciones eficaces de ionización desde todos los niveles  $1s$  son tomadas iguales entre sí y extraídas de Ton-That et al. <sup>7</sup>.

La descarga considerada está caracterizada por un plasma con temperatura ( $T_G$ ) alrededor de  $1.500\text{ K}^8$  y se supone una distribución en energía de los electrones como suma de dos distribuciones máxwellianas con temperaturas  $T_1$  y  $T_r$  ( $T_r \sim 10 \times T_1$ ) y concentraciones  $n_1$  y  $n_r$  ( $n_1/n_r \sim 10-100$ ,  $5 \times 10^{11}\text{ cm}^{-3} < n_1 < 2 \times 10^{13}\text{ cm}^{-3}$ ) <sup>6</sup> respectivamente con la cual se calculan los coeficientes de las ecuaciones de balance.

El coeficiente  $D$  depende de las características de la descarga y fue determinado en base a la recuperación de la señal optogalvánica al estado estacionario a partir de  $5\ \mu\text{s}$  después de la excitación láser de átomos en el nivel  $2p$  a un nivel superior  $5s$ , cuyo tiempo de vida

medio es del orden de  $100\text{ ns}$ . En este caso no se perturban las poblaciones de los niveles  $1s$  que dominan la descarga; a su vez la recombinación es muy poco probable para las temperaturas del gas y de los electrones  $T_1$  ( $4.000\text{ K}$ ) consideradas y, por otro lado, los niveles vecinos a  $5s$  tienen una vida media corta ( $\sim 100\text{ ns}$ ) y sus poblaciones volvieron prácticamente a las de equilibrio en la escala de tiempos en cuestión. Por lo tanto la recuperación lenta al estado estacionario se produce exclusivamente por difusión ión-electrón. Para una excitación con  $\lambda = 618\text{ nm}$  y una corriente en la lámpara de  $11\text{ mA}$  la señal obtenida y el ajuste exponencial del decaimiento a partir de  $6,25\ \mu\text{s}$  hasta  $30\ \mu\text{s}$  después del pulso láser se muestran en la Fig.2, de donde se deduce  $D = 2,1 \times 10^5\text{ s}^{-1}$ .

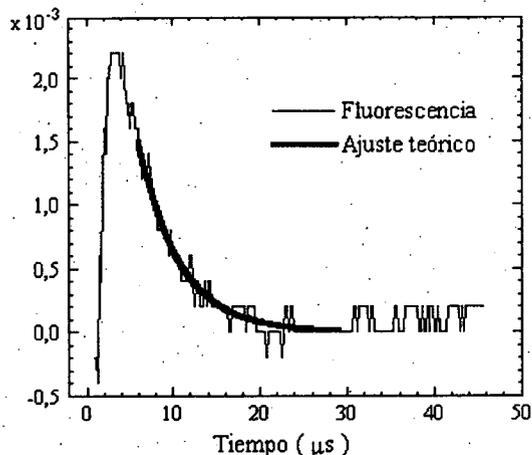


Fig.2. Señal optogalvánica en  $618\text{ nm}$  para una corriente de  $11\text{ mA}$  y ajuste teórico.

Se resuelven las ecuaciones en el caso de estado estacionario en ausencia de radiación láser, dando como resultado valores aceptables para las poblaciones  $1s_1$  ( $\sim 10^{11}\text{ cm}^{-3}$ ) <sup>6</sup> y  $2p_j$  ( $\sim 10^8\text{ cm}^{-3}$ ), para la densidad de electrones  $n_1$  y la relación  $n_1/n_r$  cuando  $42.000\text{ K} < T_r < 60.000\text{ K}$ . Estos valores son las condiciones iniciales para la resolución de las ecuaciones cuando la descarga es iluminada por un pulso láser.

En la Fig.3 y Fig.4 se muestran las señales experimentales para dos transiciones distintas y los resultados teóricos respectivos calculados a  $T_r = 45.000\text{ K}$ .

Como puede observarse, el modelo no predice correctamente la relación entre máximo y mínimo para la transición  $1s_5-2p_4$  ni la existencia del pico negativo para la transición  $1s_2-2p_1$ . Esta discrepancia puede eliminarse incrementando la sección eficaz de ionización de  $1s_2$  respecto de la de  $1s_5$  <sup>5</sup> debido a que sólo es conocida para los niveles metaestables <sup>7</sup>. Sin embargo al no poder ser confirmada esta hipótesis estudiamos la influencia de la radiación UV lejana emitida desde  $1s_2$  sobre la descarga <sup>9</sup>.

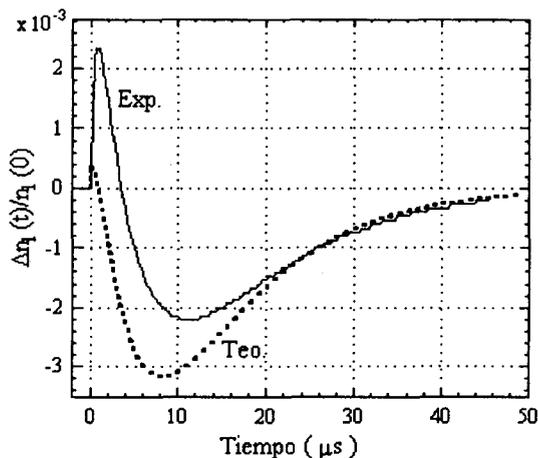


Fig.3. Señal optogalvánica para  $1s_5-2p_4$  teórica y experimental sin incluir el efecto de los fotoelectrones.

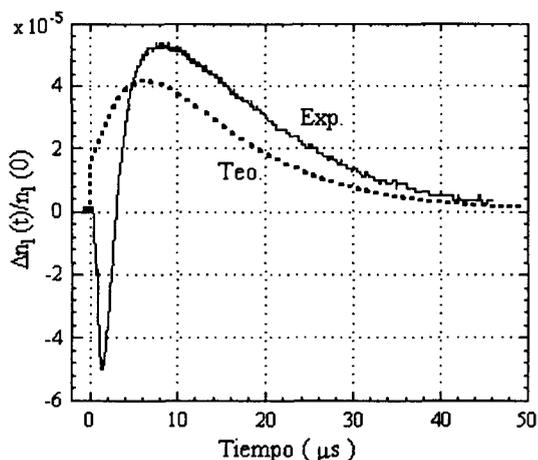


Fig.4. Señal optogalvánica para  $1s_2-2p_1$  teórica y experimental sin incluir el efecto de los fotoelectrones.

Se considerará que la producción de electrones debido al efecto fotoeléctrico sobre el cátodo modifica las concentraciones  $n_1$  y  $n_r$

sin afectar su energía media. Este fenómeno es descrito como un sumando en la ecuación de los electrones  $n_1$  proporcional a la variación de población de  $1s_2$  ( $\Delta s_2$ ) según un factor que tiene en cuenta la eficiencia cuántica del cátodo ( $\epsilon \sim 10^{-3}$ ) <sup>10</sup>, el número de ionizaciones posible de realizar por cada electrón acelerado en la caída catódica y el coeficiente de Einstein de emisión espontánea ( $A_{S_2-G}$ ). Además establecemos una ecuación para  $n_r$  con un término que contiene un coeficiente de difusión igual al de los electrones lentos y con uno de creación proporcional a  $\Delta s_2$  por un factor que tiene en cuenta  $\epsilon$ ,  $A_{S_2-G}$  y la fracción de fotoelectrones que se convierten en electrones rápidos. La relación entre los

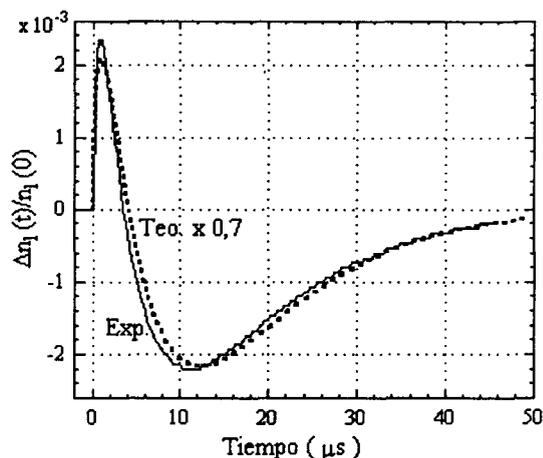


Fig.5. Señal optogalvánica para  $1s_5-2p_4$  teórica y experimental incluyendo el efecto de los fotoelectrones.

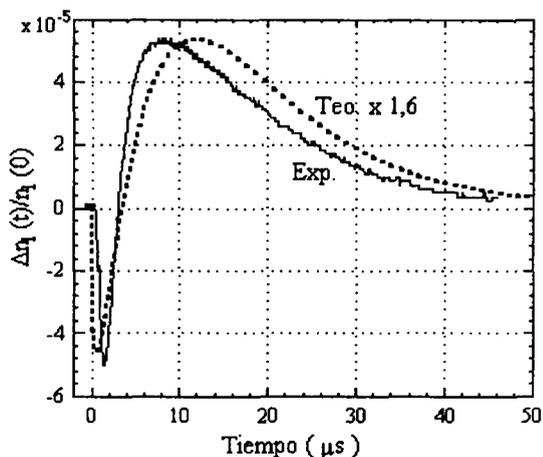


Fig.6. Señal optogalvánica para  $1s_2-2p_1$  teórica y experimental incluyendo el efecto de los fotoelectrones.

factores de proporcionalidad se impone igual al cociente  $n_i/n_r$ , para el estado estacionario ya que, como fue discutido, los fotoelectrones también originan parte de la distribución electrónica del estado estacionario.

Se optimizó el valor de  $T_r$  y  $n_i/n_r$  para un mejor ajuste de la teoría con las medidas experimentales consiguiéndose para  $T_r = 45.000$  K y  $n_i/n_r = 20$  los resultados de las Fig.5 y Fig.6 para las excitaciones en  $1s_5-2p_4$  y  $1s_2-2p_1$  respectivamente con una intensidad de láser de  $16 \mu\text{J}/\text{cm}^2$  y una corriente estacionaria de 11 mA. Como puede observarse las soluciones obtenidas concuerdan con las señales experimentales tanto en su evolución temporal, como en amplitud y signo para ambas longitudes de onda.

### Conclusión

La buena concordancia entre los resultados experimentales y teóricos, y la posibilidad de obtener la inversión de signo de la señal optogalvánica al efectuar el cálculo para la transición  $1s_2-2p_1$  pone en evidencia la importancia de tener en cuenta la variación de la concentración de los fotoelectrones generados en el cátodo hueco.

Se ha encontrado un método correcto para determinar experimentalmente el coeficiente de pérdida de electrones evitando la influencia de otros procesos que alteran la medida al estar presentes cuando se pretende determinarlo a partir de la recuperación de la señal optogalvánica originada al excitar desde los niveles  $1s$ .

### Referencias

- [1] - V. B. Slezak, F. A. Manzano y V. D'Accurso: Anales de la AFA 3(1991)126.
- [2] - V. D'Accurso, F. A. Manzano y V. B. Slezak: Anales de la AFA 4(1992).
- [3] - V. D'Accurso, H. O. DiRocco, F. A. Manzano y V. B. Slezak: Anales de la AFA 5(1993)
- [4] - F. A. Manzano, V. D'Accurso y V. B. Slezak: IV Encuentro Latinoamericano sobre Optica, Láseres y sus Aplicaciones, México 1993.
- [5] - V. D'Accurso: Tesis de Licenciatura de la carrera de Ciencias Físicas de la U.B.A. 1993.
- [6] - F. A. Manzano, V. B. Slezak and V. D'Accurso, Opt. Comm. 109(1994)65.
- [7] - D. Ton-That and M. R. Flannery, Phys. Rev. A 15 (1977) 517.
- [8] - N. Uchitomi, T. Nakajima, S. Maeda and C. Hirose, Opt. Comm. 44(1983)154.
- [9] - S. P. Kravis and S. C. Haydon, J. Phys D 14 (1981) 151.
- [10] - G. L. Weessler, "Photoionization in Gases and Photoelectric Emission from Solids", in Handbuch der Physik, Vol. XXI, Springer-Verlag, Berlin, 1956, pp.342-382.