

EFEECTO OPTOGALVÁNICO EN NEÓN PRODUCIDO POR UN LÁSER CONTINUO

F. A. Manzano, V. B. Slezak y V. D'Accurso.

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, Provincia de Buenos Aires.

La señal optogalvánica al irradiar la región de luminiscencia negativa de una descarga en Neón es modelada por medio de un sistema de ecuaciones de balance que describen la evolución temporal de las poblaciones de los niveles $1s$ y $2p$ (notación de Paschen) y de la densidad de electrones. En particular este modelo predice la amplitud y los transitorios de la señal que se observan al pasar de un estado estacionario sin láser a otro estado con láser, cuando la irradiación de la descarga se produce por un láser de colorante continuo modulado mecánicamente. Los resultados teóricos se comparan con los experimentales encontrados en bibliografía.

The optogalvanic signal produced in the negative glow of a Neon discharge by laser excitation is described by rate equations for the $1s$ and $2p$ (Paschen notation) levels populations and the electron density. Particularly this model predicts the amplitude and transients of the signal that are observed when the irradiation of the discharge by a CW chopped laser is switched on and off. We obtain a good fitting between theoretical and experimental results.

I. INTRODUCCIÓN

Cuando una descarga gaseosa autosostenida es irradiada con radiación resonante con una transición óptica de átomos o moléculas que la componen se producen cambios en las propiedades eléctricas de la misma. Estas variaciones se manifiestan como incrementos o disminuciones en la conductividad de la descarga y se conocen bajo el nombre de efecto optogalvánico (EOG).

Los mecanismos que determinan este fenómeno son muy complejos y son característicos del tipo de descarga, del gas irradiado y de la radiación incidente: es por este motivo que no es posible describir en forma cuantitativa el EOG con una teoría general. Varios trabajos se basan en el formalismo de ecuaciones de

balance que involucran ciertos niveles de energía y diferentes procesos de excitación e ionización¹. La mayoría de las publicaciones se refieren a la descripción del EOG en gases nobles (He o Ne) y en columna positiva excitando con láseres visibles continuos. En general los resultados de estos modelos explican sólo algunos de los resultados experimentales, como el signo de la señal del EOG o la variación de su amplitud con la corriente, con la potencia del láser absorbida y la presión del gas en la descarga.

Existen por otro lado pocos trabajos que describan el EOG obtenido en la zona de luminiscencia negativa, sea con láser continuo o pulsado². En particular no hay modelos que predigan los transitorios que aparecen en el momento del apagado o encendido del láser, antes de llegar a un estado estacionario³⁻⁴ (Fig. 1).

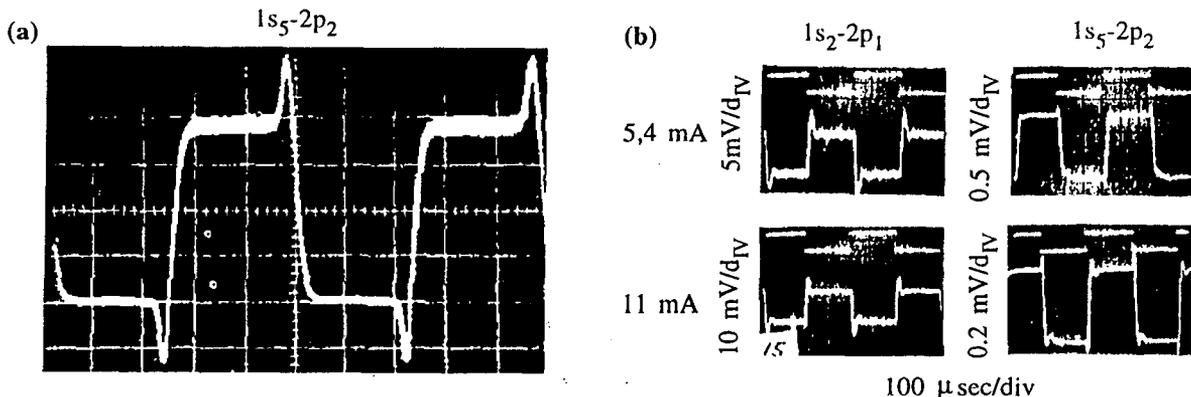


Fig. 1: Señales optogalvánicas (ΔV) obtenidas experimentalmente por: a) K. C. Smyth et al.³, b) N. Uchitomi et al.⁴. La tensión estacionaria es $V_0=160V$.

El objetivo de este trabajo es describir teóricamente dichos transitorios y la amplitud de la señal estacionaria ante una excitación continua, en gas Neón ante una descarga de luminiscencia negativa en cátodo hueco, prediciendo además su dependencia con la corriente.

II. TEORÍA

El sistema de ecuaciones de balance utilizado es similar al que describimos anteriormente⁵ para la evolución de las poblaciones de los niveles $1s$ y $2p$ (en notación de Paschen) del Neón y de los electrones libres, incluyendo los procesos de excitación y desexcitación por impacto electrónico, de ionización por electrones y por átomos excitados y de decaimiento radiativo, que se indican en la Fig. 2. El modelo toma en cuenta también el proceso de recombinación a tres cuerpos, recombinación disociativa, atrapamiento de radiación, difusión de metaestables y pérdidas de cargas del volumen irradiado⁶, imponiendo además la condición de neutralidad de carga. La excitación láser se representa mediante una función escalón tanto en el encendido como en el apagado. Se comprobó que cuando la aparición de radiación láser es representada por una función creciente con un tiempo de trepada no nulo los resultados del cálculo no varían.

Las secciones eficaces para los distintos procesos se obtienen en parte de bibliografía y en parte de nuestros resultados teórico-experimentales. Particularmente se determinaron en este laboratorio los coeficientes de excitación y desexcitación de un nivel $2p$ a otro $2p$ por colisión con electrones⁷, por mediciones de la evolución temporal de fluorescencia transitoria cuando la descarga es excitada por un pulso láser de 6ns de duración, y la sección eficaz de ionización del estado resonante $1s_2$, estimada a partir de la inversión de la señal optogalvánica para la transición $1s_2-2p_1$ respecto de la obtenida para $1s_5-2p_4$ ⁸.

El cálculo de las tasas de excitación se realiza suponiendo una distribución en energía de los electrones suma de dos maxwellianas, a temperaturas T_1 = 4.000K (determinada en nuestro laboratorio mediante medidas de fluorescencia estacionaria) y T_r alrededor de 40.000K⁸⁻⁹ dependiendo de la corriente estacionaria de la descarga. La relación entre el número de electrones fríos y calientes es de 10-100⁹. La temperatura del gas T_g es de alrededor de 1.400K⁴ y aumenta con la corriente de la descarga.

Se resuelven numéricamente las ecuaciones para una excitación láser de 200mW/cm² en las tran-

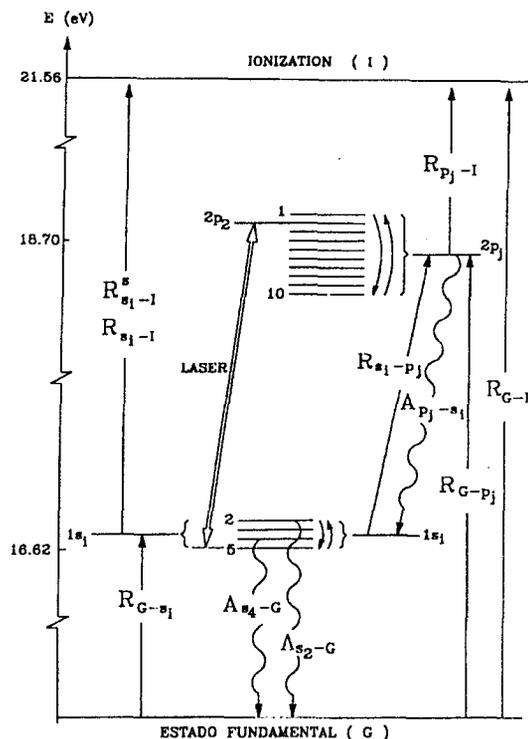


Fig. 2: Esquema de los principales mecanismos de excitación y desexcitación.

siciones $1s_5-2p_2$ (588,2 nm) y $1s_2-2p_1$ (585,2 nm) a dos valores del par de temperaturas (T_r , T_g), (T_r = 42.000K, T_g = 1.300K) y (T_r = 45.000K, T_g = 1.500K) los cuales corresponden a los valores de corriente de 12mA y 17mA respectivamente determinados al irradiar con láser pulsado⁵⁻⁸. Las variaciones relativas de la señal optogalvánica con la corriente obtenidas se muestran en la Fig. 3. Como puede observarse el modelo predice los picos transitorios en el encendido y apagado del láser³, así como el signo y orden de magnitud de la señal optogalvánica y la tendencia de la amplitud de la señal al variar la corriente según los resultados publicados en (4).

En la Fig. 4 se muestra el aporte a la corriente de la ionización desde los niveles $1s$ por impacto electrónico para las transiciones $1s_5-2p_2$ y $1s_2-2p_1$ de los cuales se pueden interpretar los resultados experimentales. En el caso de la transición $1s_5-2p_2$, al encender la iluminación, se observa un incremento de la señal debido a que parte de la población excitada a $2p_2$ decae a $1s_2$, seguido de una disminución cuando dominan las pérdidas de población del nivel $1s_5$. Al apagar la iluminación de la descarga la población de $1s_2$ disminuye y luego recupera junto con los otros niveles $1s$ su valor estacionario.

En el caso de la transición $1s_2-2p_1$, al encen-

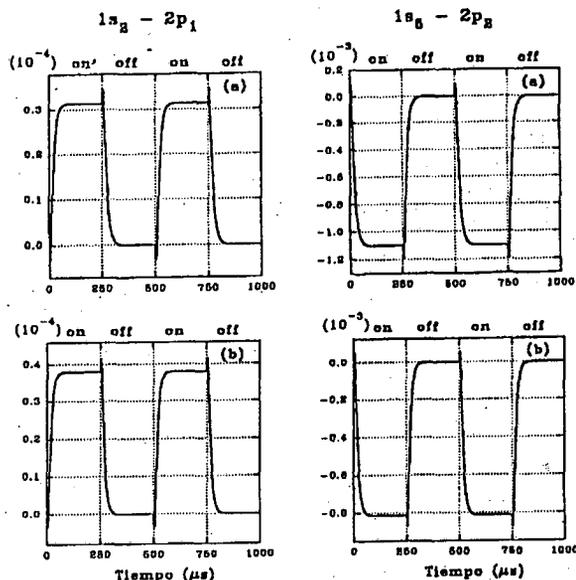


Fig. 3: Señales optogalvánicas relativas ($\Delta V/V_0$) obtenidas teóricamente a) 12mA, b) 17mA.

der la iluminación, se observa una disminución de la señal optogalvánica debido a la gran pérdida de población de $1s_2$, cuya tasa de ionización es mayor que la de los otros $1s$, pero luego ésta crece cuando domina el aumento de población de $1s_5$ por la fluorescencia desde los niveles $2p$. Al apagar la iluminación de la descarga sintonizada en la transición $1s_2-2p_1$ la población de $1s_2$ aumenta por encima de su valor estacionario y luego vuelve junto con los otros niveles $1s$ a su valor de equilibrio.

III. CONCLUSIONES

De la concordancia entre los resultados de la integración numérica del sistema de ecuaciones diferenciales planteado y los obtenidos experimentalmente en (3) y (4) se concluye que el modelo de excitación de Neón en descarga de luminiscencia negativa es correcto, así como también la distribución en energía de los electrones considerada. Además, la bondad del ajuste confirma que la estimación de los coeficientes de excitación y desexcitación de un nivel $2p$ a otro $2p$ e ionización desde $1s_2$, realizada para excitación pulsada en (8), es correcta.

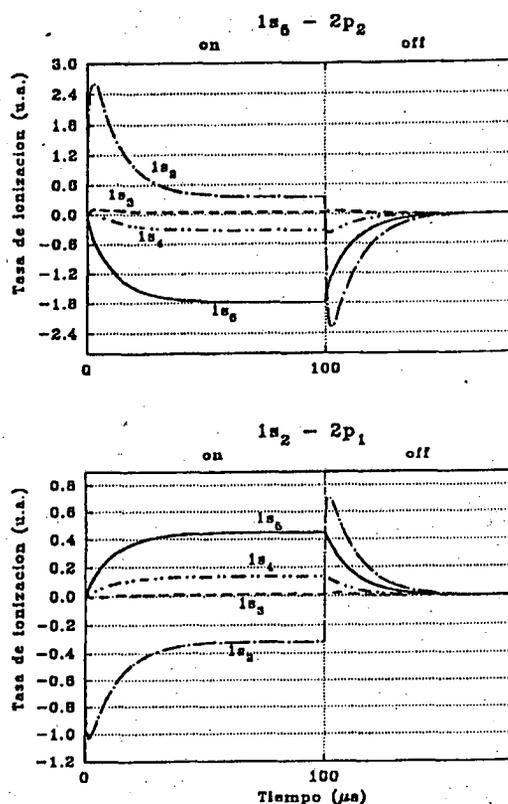


Fig. 4: Evolución temporal de las poblaciones de los niveles $1s$ obtenidas teóricamente.

REFERENCIAS

1. A. Sasso, M. Ciocca and E. Arimondo, J. Opt. Soc. Am. B5, (1988) 1484. R. S. Stewart, K. W. McKnight y K. I. Hamad, J. Phys. D23, 832 (1990).
2. G. Erez, S. Lavi and E. Miron, IEEE J. Quantum Electron. QE-15, 1328 (1979).
3. K. C. Smyth and P. K. Schenck, Chem. Phys. Letters 55, 466 (1978).
4. N. Uchitomi, T. Nakajima, S. Maeda and C. Hirose, Opt. Comm. 44, 154 (1983).
5. V. B. Slezak, F. A. Manzano y V. D'Accurso: IV Encuentro Latinoamericano sobre Óptica, Láseres y sus Aplicaciones, México (1993).
6. F. A. Manzano, V. B. Slezak y V. D'Accurso, Enviado a Ópt. Comm.
7. V. D'Accurso, H. O. Di Rocco, F. A. Manzano y V. B. Slezak, Anales A.F.A. 5, (1993).
8. V. D'Accurso: Tesis de Licenciatura de la carrera de Ciencias Físicas de la U.B.A. (1993).
9. C. S. Willett: "Introduction to gas laser: Population inversion mechanisms"; Pergamon Press, Oxford (1974).