

## EFEITO OPTOGALVÂNICO

### NOVO MODELO TEÓRICO PARA DETERMINAÇÃO DA MAGNITUDE DO SINAL

ARMANDO MIRAGE - IPEN/CNEN/SP

#### R E S U M O

A iluminação de tubos de descarga elétrica com luz sintonizada em transições atômicas de espécies presentes no plasma induz variação na tensão da descarga. Esse efeito, chamado efeito optogalvânico, se dá principalmente por dois mecanismos: 1) pelo aumento da taxa de ionização direta dos átomos excitados<sup>1</sup>; 2) pela transferência da energia absorvida da luz aos elétrons do meio absorvedor e consequente alteração na impedância do plasma<sup>2</sup>. Nenhuma teoria completa que descreve o comportamento do sinal foi desenvolvida, pelas dificuldades em se resolver simultaneamente as equações de Maxwell, equações de taxa e MHD no meio iluminado. Modelos teóricos simplificados foram apresentados por alguns autores, considerando-se a ocorrência do primeiro mecanismo<sup>3</sup>. No presente trabalho foi desenvolvido um modelo simplificado, levando-se em conta o segundo processo e que mostra a dependência do sinal em função da densidade e temperatura eletrônica do plasma e da intensidade da luz de excitação.

## 1. INTRODUÇÃO

Pode-se observar variações na condutividade elétrica em um tubo de descarga pela ação da luz de um laser em sintonia com alguma transição eletrônica de átomos presentes no plasma<sup>4</sup>. Os dois principais mecanismos que contribuem para esse efeito (efeito optogalvânico) foram descritos por R.A. Keller e colaboradores<sup>2</sup>. C. Drēze e colaboradores<sup>5</sup> e N.S. Kopeika<sup>1</sup>. Os dois primeiros autores consideram o aumento da temperatura do plasma por colisões entre elétrons e átomos excitados pelo laser como o principal mecanismo que causa a variação da condutividade. Kopeika, por outro lado, considera a possibilidade de ionização direta do átomo excitado por colisões com outras espécies do plasma, admitindo assim a possibilidade de ionização seletiva de determinados átomos. Assume-se que os dois mecanismos ocorrem simultaneamente e que a contribuição de cada um depende dos níveis envolvidos na transição e das condições experimentais.

O desenvolvimento de uma teoria completa para explicar a magnitude, polaridade e evolução temporal do efeito optogalvânico para laser contínuo modulado ou laser pulsado torna-se muito difícil, uma vez que para isso deve-se resolver simultaneamente as equações de Maxwell, MHD e equações de taxa. Algumas teorias simplificadas foram desenvolvidas e descrevem qualitativamente o sinal optogalvânico (SOG) com base na multiplicação de elétrons no plasma<sup>3,6,7</sup>. Dessa forma é possível expressar a variação de tensão no tubo (SOG) em função de alguns coeficientes indeterminados, cujos valores variam com a corrente e pressão do gás no tubo.

Neste artigo está desenvolvida uma teoria simplificada onde o processo de colisões eletrônicas com átomos excitados a partir do estado fundamental é considerado como sendo o principal na indução do efeito optogalvânico. Os resultados mostram explicitamente a dependência do sinal em função de alguns parâmetros da descarga, como seção de choque de colisão elétron-átomo, densidade e temperatura dos elétrons, não previstos por outros modelos teóricos.



## 2. TEORIA

Assume-se que em tubo de descarga contínua os níveis atômicos de energia estão em equilíbrio com o gás de elétrons e quando a radiação laser é absorvida, a energia dos fótons é transferida ao plasma por meio de colisões entre os átomos excitados e os elétrons. Numa descarga de catodo oco a resistividade do plasma  $\eta$  é <sup>8</sup>:

$$\eta = \frac{m_e (v_{ei} + v_{ea})}{n_e e^2}$$

onde  $v_{ei}$  e  $v_{ea}$  são as frequências de colisão elétron-ion e elétron-átomo respectivamente. Em condições normais de operação da descarga  $v_{ei}$  é uma ordem de grandeza maior que  $v_{ea}$  e, por simplicidade, assume-se que  $\eta \propto T_e^{-3/2}$ , sendo  $T_e$  a temperatura eletrônica.

O sinal optogalvânico está diretamente relacionado com a variação da tensão da descarga, ou seja, a variação da resistividade com  $T_e$ , tal que  $\Delta V \propto \Delta \eta$ . Isto pode ser escrito como:

$$\Delta V = - A T_e^{-5/2} \Delta T_e \quad (2)$$

onde  $A$  é um fator de proporcionalidade positivo. A variação da temperatura em uma unidade de volume iluminado, por unidade de tempo, é proporcional a  $\nu \Delta Z$ , onde  $\nu$  é a frequência da luz de excitação e  $Z$  é o número de colisões entre elétrons e átomos no estado excitado, por unidade de volume, por unidade de tempo. Sabe-se da teoria cinética que<sup>9</sup>:

$$Z = \sigma_{col} n_e n_s v_e \quad (3)$$

A seção de choque de colisão  $\sigma_{col}$  é da ordem de  $\pi R^2$ , sendo  $R$  o raio atômico,  $v_e$  a velocidade média dos elétrons e  $n_s$  a densidade atômica do nível superior.

A variação  $\Delta Z$  que ocorre pela iluminação do laser é:

$$\Delta Z = \sigma_{col} n_e v_e \Delta n_s \quad (4)$$

O sinal optogalvânico pode então ser escrito como:

$$\Delta V = - B T_e^{-2} v \sigma_{col} n_e \Delta n_s \quad (5)$$

A constante B é um fator de proporcionalidade apropriado, positivo, e  $\Delta n_s$  é a variação da densidade atômica do nível superior causada pela radiação ressonante do laser.

Para se calcular  $n_s$  é necessário resolver as equações de taxa, onde o nível superior está conectado com o estado fundamental (nível inferior) por meio de decaimento radiativo e colisional num tempo T, onde  $T^{-1}$  é igual à soma de  $\tau^{-1}$  com  $S^{-1}$ , sendo  $\tau^{-1}$  o tempo de vida de radiação espontânea e S o tempo de relaxação devido às colisões entre elétrons e átomos excitados. Considere-se que, na ausência de luz, o nível superior é populado num tempo característico R pela descarga, como mostra a figura 1a.

No estado estacionário a população do nível superior tem um valor constante dado por:

$$n_s(o) = n_i(o) \frac{T}{R} \quad (6)$$

Se os átomos são iluminados por luz ressonante de um laser a densidade  $n_s$  altera-se, dependendo do fluxo de fótons J. As equações de taxa, de acordo com a figura 1b, são:

$$\frac{dn_s}{dt} = n_i \sigma_{abs} J - n_s \sigma_{abs} J + \frac{n_i}{R} - \frac{n_s}{T} \quad (7)$$

$$\frac{dn_i}{dt} = - \frac{dn_s}{dt} \quad (8)$$

Dessas equações diferenciais pode-se conhecer a densidade do nível superior com as condições iniciais que  $n_s(t = 0) = n_s(o)$  e  $n_i(t = 0) = n_i(o)$ .

$$n_s(t) = n_s(o) e^{-\alpha t} + \frac{n(\sigma_{abs} J + 1/R)}{\alpha} [1 - e^{-\alpha t}] \quad (9)$$



onde  $\alpha = 2 \sigma_{\text{abs}} J + 1/R + 1/T$  e  $n = n_i(t) + n_s(t)$

A variação  $\Delta n_s$  pode ser obtida para excitação com laser contínuo modulado e para absorções fortes ou fracas, como mostramos abaixo:

Em um feixe laser modulado o tempo de iluminação é muito maior que os tempos envolvidos nos processos das transições. Os fatores exponenciais na equação 9 vão a zero e a densidade do nível superior tende a um valor constante:

$$n_s(\infty) = \frac{n(\sigma_{\text{abs}} J + 1/R)}{2 \sigma_{\text{abs}} J + 1/R + 1/T} \quad (10)$$

Usando a relação 6 e sabendo que  $\Delta n_s = n_s(\infty) - n_s(0)$  temos:

$$\Delta n_s = \frac{\sigma_{\text{abs}} J}{2 \sigma_{\text{abs}} J + 1/R + 1/T} [n_i(0) - n_s(0)] \quad (11)$$

Portanto o sinal optogalvânico pode ser escrito como:

$$\Delta V = - B T_e^{-2} \nu \sigma_{\text{col}} n_e \frac{\sigma_{\text{abs}} J}{2 \sigma_{\text{abs}} J + 1/R + 1/T} [n_i(0) - n_s(0)] \quad (12)$$

Para absorções fracas  $\sigma_{\text{abs}} J \ll 1/R + 1/T$ , tal que:

$$\Delta V_{\text{fra}} = - B T_e^{-2} \nu \sigma_{\text{col}} n_e \sigma_{\text{abs}} J \tau [n_i(0) - n_s(0)] \quad (13)$$

onde foi considerado que o tempo de vida radiativo  $\tau$  é pequeno comparado com o tempo de bombeamento  $R$  e com o tempo de relaxação  $S$ . Para absorções fortes o SOG não depende da intensidade do laser e pode ser calculado a partir da equação 12.

$$\Delta V_{\text{for}} = - \frac{B}{2} T_e^{-2} \nu \sigma_{\text{col}} n_e [n_i(0) - n_s(0)] \quad (14)$$

### 3. CONCLUSÕES E COMENTÁRIOS

A teoria apresentada dá uma descrição qualitativa simplificada do sinal optogalvânico induzido em uma descarga de catodo oco, para transições eletrônicas estimuladas em átomos contidos na descarga, a partir do nível fundamental de energia (sistema de dois níveis). Essa condição restringe as medidas do SOG para os átomos metálicos do catodo. Em geral os tubos de catodo oco são preenchidos com gases raros, que têm a função de sustentar a descarga elétrica. A diferença de energia entre o estado fundamental e o estado mais baixo de energia para esses elementos é muito grande, de tal forma que não é possível induzir transições entre esses níveis com radiação laser. Várias experiências de medidas do sinal optogalvânico foram realizadas em descargas de argônio<sup>6</sup> e neônio<sup>3,7</sup>, onde modelos teóricos apropriados foram usados para descrever o efeito. Nesse caso os dois níveis envolvidos na transição estimulada são conectados a vários outros estados por meio de processos radiativos e colisionais. Na maioria das experiências os resultados mostraram que é muito difícil explicar a variação do SOG em função da corrente de descarga. De acordo com as relações aqui apresentadas, para uma estimativa do SOG é necessário saber como a temperatura e densidade dos elétrons varia com a corrente. Deve-se notar também que o fator  $n_i(0) - n_s(0)$  pode aumentar, diminuir ou eventualmente tornar-se nulo, dependendo dos níveis da transição, da corrente da descarga e até da posição do feixe laser dentro da descarga.

Deve-se ressaltar que neste modelo teórico as aproximações seguintes foram feitas:

- a) A seção de choque de colisão entre elétrons e átomos é independente da energia cinética dos elétrons;
- b) Todas as colisões entre elétrons e átomos excitados contribuem para um aumento na temperatura eletrônica.

Embora essas suposições não sejam sempre verdadeiras, podem ser usadas de um modo geral para se estimar o efeito optogalvânico observado sob certas condições experimentais.



## REFERÊNCIAS

1. Kopeika, N.S. Appl. Opt., 21(22):3989-91, 1982.
2. Keller, R.A., Zalewski, E.F. Appl. Opt., 19 (19):3301-5, 1980.
3. Ben-Amar, A.; Erez, G.; Shuker, R. J. Appl. Phys., 54 (7): 3688-98, 1983.
4. Green, R.B.; Keller, R.A.; Luther, G.G.; Schenck, P.K.; Travis, J.C. Appl. Phys. Lett., 29(11): 727-9, 1976.
5. Drēze, C.; Demers, Y.; Gagnē, J.M. J. Opt. Soc. Am., 72(7): 912-7 , 1982.
6. Erez, G.; Lavi, S.; Miron, E. IEEE J. Quant. Electron., QE-15 (12): 1328-32, 1979.
7. Shuker, R.; Ben-Amar, A.; Erez, G. J. Phys. (Paris), Colloq., 44 (11, suppl): 35-44, 1983. (Colloque n<sup>o</sup> 7: Optogalvanic Spectroscopy).
8. Keller, R.A.; Warner, B.E.; Zalewski, E.F.; Dyer, P.; Engleman, Jr. R.; Palmer, B.A. J. Phys. (Paris), Colloq., 44 (11, suppl): 23-33, 1983 (Colloque n<sup>o</sup> 7: Optogalvanic Spectroscopy).
9. Huang, K. Statistical Mechanics, New Y., John Wiley & Sons, Inc ., 1963, Cap. 5.

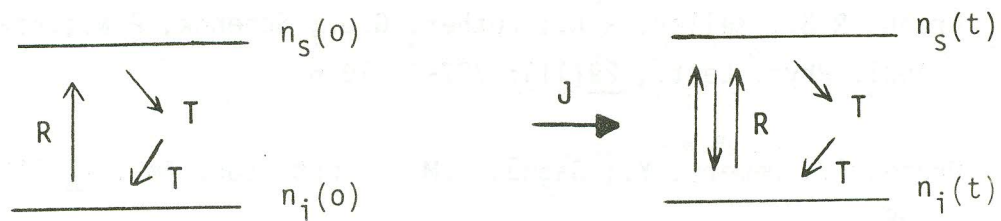


FIGURA 1. Equilíbrio entre populações atômicas de dois estados de energia em uma descarga;

- a) sem laser
- b) com radiação laser ressonante