

MODELAMENTO ESTÁTICO E DINÂMICO DO PERFIL DE SENSIBILIZAÇÃO
COERENTE EM PLACAS DE ALTA RESOLUÇÃO (PAR)

A.W. Mól, V. Baranauskas

Departamento de Semicondutores, Instrumentos e Fotônica
Faculdade de Engenharia Elétrica - UNICAMP
13.081 - Campinas, SP - Caixa Postal 6101

SUMMARY

Due to the inherent difficulties in practical applications of a complete two-photon absorption effect modeling, an user friendly phenomenological expression was derived from sensibilization experimental data:

$$D(x,t) = 3,63 \times 10^{-8} \rho_E(x,t) \times I_L^2(x)$$

The saturation effect was not considered, so the validity of this expression has its limit at this point.

In the case of recording lines with the displacement of the High Resolution Plate (HRP) or of the laser spot, the energy density has its value changed by the movement. Consequently, the static modeling may not be applied directly. Then, we have developed the calculation of the incident dynamic energy density, with application in the phenomena, that results a dynamic phenomenological modeling which describes the optical density function in the direction transversal to the movement.

INTRODUÇÃO

A solução geral obtida no modelamento teórico da absorção coerente [1,2] é de difícil manipulação. Em vista disto e a partir dos resultados experimentais dos perfis de sensibilização em lâminas de PAR, procuramos neste trabalho desenvolver um modelamento fenomenológico, com a finalidade de poder-se dispor de expressões de emprego mais simples na determinação do perfil de sensibilização de um padrão geomé-

trico qualquer.

MODELAMENTO FENOMENOLÓGICO

A partir dos resultados experimentais procurou-se encontrar uma função analítica que descrevesse de forma apropriada o perfil de sensibilização da emulsão fotográfica dentro de um intervalo de variação da densidade óptica, como função da posição ao longo do spot gravado. Para tal, colocou-se como hipótese inicial que o perfil de sensibilização, isto é, a variação da densidade óptica $D(x,t)$ com a posição e com o tempo de exposição, seria proporcional à densidade de energia $\rho_E(x)$ entregue pelo laser elevada a um parâmetro de potência adequado (n).

$$D(x,t) = K_1 \times |\rho_E(x)|^n, \quad (1)$$

sendo que o fator de proporcionalidade (K_1) não seria propriamente uma constante, mas sim uma função do tempo de exposição: $K_1 + K_1(t)$. De forma a simplificar o cálculo computacional, introduziu-se explicitamente na expressão (1) o valor numérico da intensidade de excitação elevado ao cubo, obtendo-se então uma expressão mais apropriada:

$$D(x,t) = 2,59 \times 10^{-7} \times K(t) \times |\rho_E(x)|^n \quad (2)$$

Partiu-se então para o ajuste das curvas experimentais correspondentes aos diversos tempos de exposição, através do emprego da expressão (2), sendo que a sequência de ajustes é observada nos gráficos que seguem, conforme Fig. (1), onde tem-se o

diâmetro do spot do laser gravado versus a densidade óptica ao longo do mesmo. Os gráficos estão dispostos em uma sequência ascendente com o tempo, devendo-se notar que o fator de proporcionalidade (K) diminui com o aumento do tempo de exposição, enquanto que o valor constante encontrado para o parâmetro de potência que propiciou melhor ajuste foi (n = 3). Observa-se também que para tempos de exposição menores que 20s, o modelo ajusta-se bem aos pontos experimentais, descrevendo razoavelmente o perfil de densidade óptica do spot gravado. Para tempos maiores, observa-se o aparecimento do efeito de saturação na emulsão fotográfica, correspondendo à densidades ópticas (D > 2). Portanto, o aparecimento da

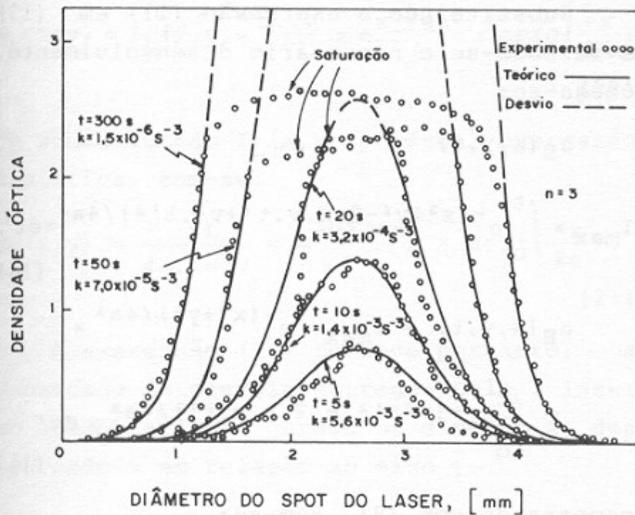


Fig. 1 - Diâmetro gravado do spot do Laser versus a densidade óptica ao longo do mesmo.

saturação implica em um desvio (assinalado nos gráficos pela curva tracejada) entre os pontos experimentais e a curva teórica, uma vez que o modelo não leva em consideração este efeito. Mas tal fato não se constitui propriamente em uma limitação para o emprego deste modelo, uma vez que a densidade óptica a partir do valor (D > 2) parece não aumentar significativamente com o

tempo de exposição (e conseqüentemente com a densidade de energia ρ_E), tendendo sim para formação de um patamar. Deve-se portanto, considerar relevante que o modelo consiga descrever bem a região anterior à saturação, a qual é a mais importante em termos de contraste para a definição da "largura de linha" gerada.

A partir do gráfico do logaritmo do fator de proporcionalidade ($-\ln K$) versus o logaritmo do tempo de exposição, conforme Fig. (2), pode-se estabelecer uma relação

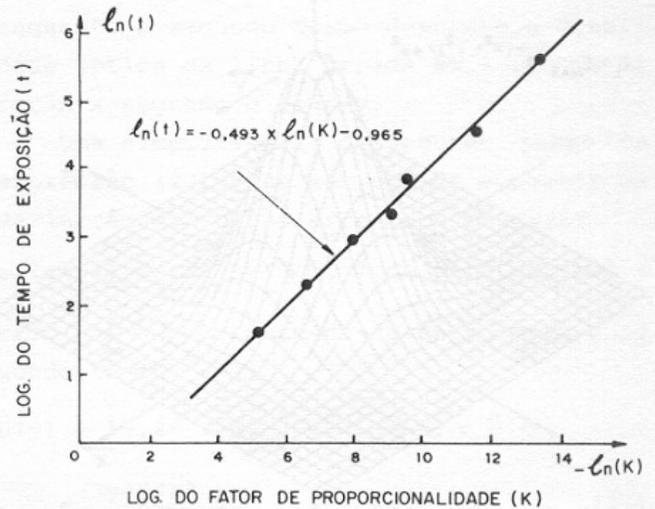


Fig. 2 - Curva de ajuste computacional (método dos mínimos quadrados), $\ln(t)$ versus $-\ln(K)$.

linear entre ambos, a qual é expressa através da equação:

$$\ln(t) = -0,493 \times \ln(K) - 0,965, \quad (3)$$

obtida a partir do ajuste pelo método dos mínimos quadrados. Explicitando em termos do $\ln(K)$, tem-se:

$$\ln(K) = \ln(t)^{-2,03} - 1,96, \quad (4)$$

ou

$$K(t) \approx 0,14 \times t^{-2}, \quad |s^{-3}|. \quad (5)$$

Substituindo-se na expressão (2) a expressão (5) e o valor encontrado para o parâmetro (n), tem-se:

$$D(x,t) = 3,63 \times 10^{-8} \times t^{-2} \times \rho_E^3(x), \quad (6)$$

ou também em termos da intensidade $I_L(x)$:

$$D(x,t) = 3,63 \times 10^{-8} \times \rho_E(x,t) \times I_L^2(x),$$

$$p/D \leq 2. \quad (7)$$

CÁLCULO DA DENSIDADE DINÂMICA DE ENERGIA INCIDENTE

Seja um sistema de eixos sobre a placa, na qual desloca-se um spot gaussiano ao longo da direção \vec{x} com uma velocidade \vec{v} , conforme Fig. (3), cuja distribuição espa-

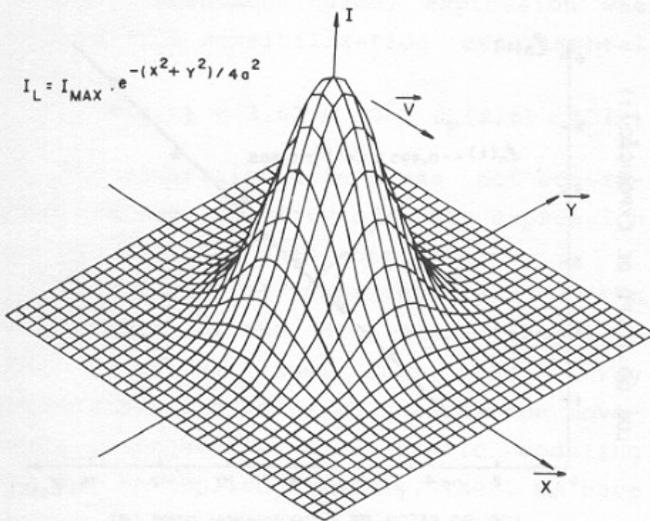


Fig. 3 - Visão em três dimensões da curva representativa do spot do laser, deslocando-se em um sistema de eixos x-y.

cial de intensidade no tempo ($t_0 = 0$) é dada por:

$$I_L(x_0, y_0) = I_{\max} \times e^{-(x_0^2 + y_0^2)/4a^2}. \quad (8)$$

Como o spot está em movimento, o deslocamento Δx após um intervalo de tempo Δt será:

$$\Delta x = v \times \Delta t, \quad (9)$$

mas $\Delta x = x - x_0$ e $\Delta t = t - t_0 = t$, logo:

$$x - x_0 = v \times t, \quad (10)$$

Substituindo (10) em (8) e observando que $y_0 = y$ e que $I_L(x_0, y_0) \rightarrow I_L(x, y, t)$,

tem-se:

$$I_L(x, y, t) = I_{\max} \times e^{-|(x - v \cdot t)^2 + y^2|/4a^2}, \quad (11)$$

que é a equação de movimento (equação de onda) do spot gaussiano.

O incremento na densidade de energia em um ponto qualquer de coordenadas (x, y) após um intervalo de tempo infinitesimal dt , pode ser expresso como:

$$d\rho_E(x, y, t) = I_L(x, y, t) \times dt. \quad (12)$$

Portanto, a densidade total de energia $\rho_E(x, y, t)$ recebida após um intervalo de tempo Δt , supondo que o laser inicie a incidência sobre a placa no tempo $t_0 = 0$, será:

$$\rho_E(x, y, t) = \int_0^t I_L(x, y, t') \times dt' \quad (13)$$

Substituindo a expressão (11) em (13) e fazendo-se o necessário desenvolvimento, chega-se:

$$\rho_E(x, y, t) = I_{\max} \times \int_0^t e^{-(x^2 + y^2 - 2 \cdot x \cdot v \cdot t' + v^2 \cdot t'^2)/4a^2} \times dt'. \quad (14)$$

$$\rho_E(x, y, t) = I_{\max} \times e^{-(x^2 + y^2)/4a^2} \times$$

$$\int_0^t e^{-(v^2 t'^2 - 2 \cdot x \cdot v \cdot t')/4a^2} \times dt' \quad (15)$$

comparando com (8), tem-se:

$$\rho_E(x, y, t) = I_L(x, y)$$

$$\int_0^t e^{-(v^2 t'^2 - 2 \cdot x \cdot v \cdot t')/4a^2} \times dt'. \quad (16)$$

O limite de integração superior da expressão (16), refere-se a todo o intervalo de tempo (t) em que o spot do laser deslocou-se sobre um ponto de coordenadas (x, y) , sendo que após este tempo praticamente nenhuma energia a mais foi entregue a este ponto. Portanto, esta situação coincide em seu limite com $t \rightarrow \infty$, logo:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \rho_E(x, y, t) = I_L(x, y) \times \int_0^{\infty} e^{-(v^2 t'^2 - 2 \cdot x \cdot v \cdot t') / 4a^2} \times dt'. \quad (17)$$

cuja solução geral, é da forma:

$$\int_0^{\infty} e^{-(\alpha x^2 + \beta x + \gamma)} \times dx = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} \times e^{(\beta^2 - 4\alpha \cdot \gamma)} \times \operatorname{erfc}\left(\frac{\beta}{2\sqrt{\alpha}}\right), \quad (18)$$

onde a função erro complementar é definida por:

$$\operatorname{erfc}(p) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \times \int_p^{\infty} e^{-z^2} \times dz. \quad (19)$$

Aplicando-se (18) e (19) em (17) e fazendo as necessárias simplificações, chega-se:

$$\rho_E(x, y) = I_L(x, y) \times \frac{a \cdot \sqrt{\pi}}{v} \times e^{x^2/4a^2} \times \operatorname{erfc}\left(\frac{-x}{2a}\right) \quad (20)$$

ou substituindo $I_L(x, y)$ por sua expressão analítica, tem-se:

$$\rho_E(x, y) = \frac{P_L}{4a \cdot \sqrt{\pi} \cdot v} \times e^{-y^2/4a^2} \times \operatorname{erfc}\left(\frac{-x}{2a}\right). \quad (21)$$

A expressão (16) fornece portanto, a densidade de energia entregue pelo laser ao longo da linha gerada na direção \vec{x} , descrevendo-a em relação ao eixo \vec{y} .

APLICAÇÃO AO MODELAMENTO FENOMENOLÓGICO

Para estimar-se o modelamento fenomenológico no caso dinâmico recorre-se a expressão fenomenológica obtida anteriormente pela equação (7), onde agora a variação se faz ao longo do eixo \vec{y} . A solução geral da função de distribuição da densidade óptica será, portanto*:

$$D(x, y, T) = 3,63 \times 10^{-8} \times T \times \left(\frac{P_L}{4a^2 \pi}\right)^3 \times e^{-3(x^2 + y^2)/4a^2} + 3,63 \times 10^{-8} \times \left(\frac{P_L}{4a^2 \pi}\right)^3 \times \frac{a \sqrt{\pi}}{v} \times e^{-3y^2/4a^2} \times \operatorname{erfc}\left(\frac{-x}{2a}\right), \quad (22)$$

onde T é o período de tempo em que o spot do laser permaneceu estacionado na origem ($x = 0, y = 0$), anteriormente ao deslocamento na direção \vec{x} . O primeiro termo da expressão (22) descreve conseqüentemente a densidade óptica do spot gravado na origem, enquanto o segundo termo descreve a densidade óptica da linha gerada ao longo da direção \vec{x} segundo o eixo \vec{y} .

Uma simplificação do segundo termo da expressão (22) pode ser obtida a partir da definição da função erro complementar:

$\operatorname{erfc}(-4) \cong \operatorname{erfc}(-\infty) = 2$, logo para $\frac{x}{2a} > 4 \rightarrow \operatorname{erfc}\left(-\frac{x}{2a}\right) \cong 2$. Obtendo-se então para o segundo termo

$$D(y) = 12,86 \times 10^{-8} \times \left(\frac{P_L}{4a^2 \pi}\right)^3 \times \frac{a}{v} \times e^{-3y^2/4a^2}, \quad p / x > 8a. \quad (23)$$

CONCLUSÕES

A expressão (7) descreve, portanto, a variação de densidade óptica como função da coordenada (x) e do parâmetro (t). Embora este não apareça explicitamente, a sua dependência se apresenta implícita na densidade de energia ρ_E , que também é uma função do tempo. A vantagem desta formulação se apresenta quando a situação do spot é dinâmica, onde ρ_E deve ser obtida a partir de um elemento diferencial, como já foi visto. Deve-se notar também que a expressão assim estabelecida é de aplicação geral, uma vez que se conheça a distribuição de intensidade $I_L(x)$ e a densidade de energia $\rho_E(x)$. Deve-se, contudo, estar atento ao fato de que esta é uma expressão fenomenológica.

(*) A expressão foi dimensionada para T em |s|, v em |mm/s|, P_L em | μ w| e a em |mm|.

lógica, portanto, estabelecida dentro de um intervalo de variação dos parâmetros mais significativos do processo, sendo que sua extrapolação para outros intervalos não obstante ser possível, deve ficar condicionada às verificações experimentais específicas que, em última instância, determinarão sua maior ou menor validade. Outro aspecto, já mencionado, refere-se ao efeito de saturação que não é levado em conta na descrição. Portanto, estabeleceu-se como limite para a densidade óptica teórica o valor ($D=2$), Eq. (7), em que a expressão ainda descreve com boa precisão a densidade óptica medida.

A partir da densidade cinética de energia incidente e da expressão de sensibilidade fenomenológica foi estimada uma expressão dinâmica para a função de densidade óptica ao longo do eixo transversal ao movimento.

REFERÊNCIAS

- [1] A.W. Mól, V. Baránauskas, A.F. Fausto, Modelamento matemático do processo de absorção a dois fótons em cristais de Sais de Prata, nesta revista.
- [2] A.W. Mól, G.P. Thim, V. Baranauskas, The Simulation Model and Exposure Phenomena of Coherent Absorption in HRP Lithography, Conference of Lasers and Electro optics, CLEO'88.

AGRADECIMENTO

Os autores desejam expressar seu agradecimento ao apoio parcial proveniente do CNPq durante a realização deste trabalho, assim como à UNITRON COMPUTADORES.