

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**INSTITUTO DE FÍSICA
CAIXA POSTAL 20516
01498-970 SÃO PAULO - SP
BRASIL**

PUBLICAÇÕES

IFUSP/P-1045

**CORRELAÇÃO ÓPTICA DE "SPECKLE" E SUPERFÍCIE
METÁLICA EM OXIDAÇÃO**

**A. Mizukami, M. Muramatsu e G.H. Guedes
Instituto de Física, Universidade de São Paulo**

Março/1993

CORRELAÇÃO ÓPTICA DE "SPECKLE" E SUPERFÍCIE METÁLICA EM OXIDAÇÃO

A. Mizukami, M. Muramatsu e G. H. Guedes

Instituto de Física, Universidade de São Paulo
Caixa Postal 20516, 01498-970 São Paulo, SP, Brasil

As coerências espacial e temporal do laser permitem que, ao se iluminar um objeto qualquer com este tipo de luz, seja gerado um padrão de interferência espalhado denominado padrão de granulação óptica ou padrão de "speckle" (1, 2, 4).

Cada padrão de "speckle" está intimamente ligado às características de fonte luminosa e do objeto espalhador que o gerou. Então, ao se alterar qualquer parâmetro relacionado ao objeto ou à fonte de luz, verifica-se modificação no padrão gerado.

Estas alterações produzidas nos padrões podem ser detectadas através de técnicas fotográficas ou eletrônicas, onde ambos consistem em registrar pelo menos um padrão de referência e compará-lo com outro após a ocorrência do fenômeno que se deseja verificar.

Sabe-se que com o decorrer do tempo, uma superfície metálica limpa pode sofrer um processo de oxidação⁽³⁾. Ao se iluminar uma superfície (oxidável e opticamente rugosa) com laser, o padrão de "speckle" correspondente se altera proporcionalmente⁽⁵⁾.

Uma técnica para observar tais alterações é a de correlação óptica de "speckle" em tempo real⁽⁶⁾, que consiste em registrar um padrão inicial em uma placa fotográfica reposicionável e, após sua revelação, comparar o negativo registrado, com os padrões reais posteriores, medindo-se a intensidade que atravessa o negativo.

Objetivo do presente trabalho é descrever a correlação acima que pode ser colocada, de maneira geral, na seguinte forma⁽⁶⁾

$$\bar{S} = \frac{\iint_{\Sigma} T(x, y) I_t(x, y) dx dy}{\iint_{\Sigma} dx dy} \quad (1)$$

onde

\bar{S} é o sinal médio detectado atrás da placa fotográfica, $I_t(x, y)$ é a intensidade da luz espalhada, no instante t , na posição da placa revelada. Sendo $I_0(x, y)$ a intensidade no instante do registro da placa fotográfica (V. Figura 1) e $T(x, y)$ é a transmitância da placa revelada.

Usando a parte de característica linear, podemos escrever

$$T(x, y) = A - B \cdot I_0(x, y)$$

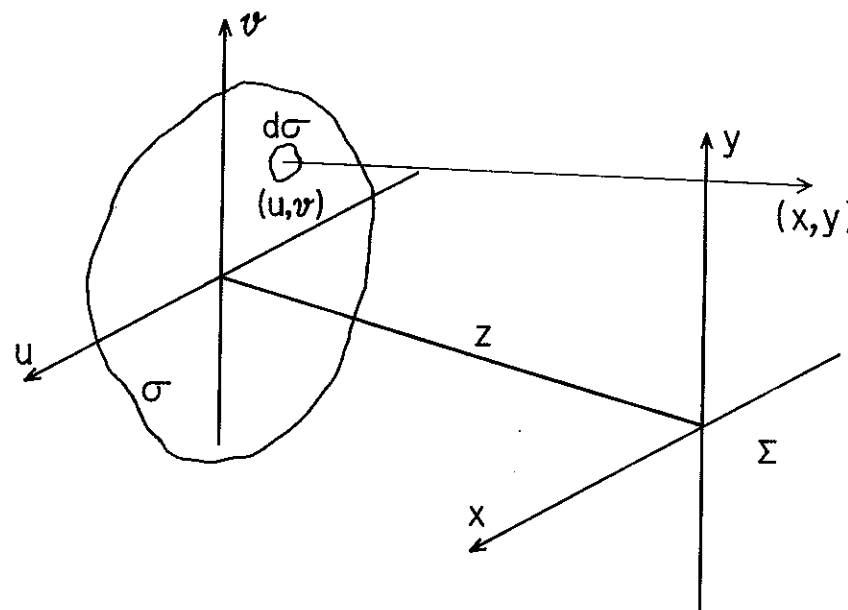


FIGURA 1 - G É A REGIÃO ILUMINADA E Σ É O PLANO DE OBSERVAÇÃO.

A expressão (1) pode ser colocada em termos de uma média sobre ensemble de superfícies rugosas, macroscopicamente similares e microscopicamente diferentes, isto é,

$$\langle S \rangle = \langle T I_t \rangle = A \langle I_t \rangle - B \langle I_0 I_t \rangle \quad (2)$$

Introduzindo a hipótese de ensemble, o sinal $\langle S \rangle$ é essencialmente uma função de autocorrelação das intensidades

$$R_I = \langle I_0 I_t \rangle \quad (3)$$

A teoria dependerá daqui para diante de como tratamos autocorrelação R_I .

A distribuição da amplitude no plano de observação a uma distância z do objeto iluminado é dada, de acordo com a aproximação de Fresnel-Kirchhoff por

$$A(x, y, z) = \frac{1}{\lambda z} e^{-ikz} \iint_{-\infty}^{\infty} \alpha(u, v, z) e^{-\frac{ik}{2z}[(x-u)^2 + (y-v)^2]} d\sigma \quad (4)$$

Onde $\alpha(u, v, z)$ é a amplitude da onda refletida próxima à superfície metálica, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ e (x, y) e (u, v) são respectivamente as coordenadas retangulares do plano de observação e do plano difusor. O parâmetro z é a distância entre o plano de observação e o plano difusor (V. figura 1).

A intensidade média no plano de observação é

$$\begin{aligned} \langle I(x, y, z) \rangle &= \langle |A(x, y, z)|^2 \rangle \\ &= \frac{1}{(\lambda z)^2} \iiint \iiint_{-\infty}^{\infty} \langle \alpha(u_1, v_1, z_1) \alpha^*(u_2, v_2, z_2) \rangle \times e^{-i\frac{k}{2z}[u_1^2 + v_1^2 - u_2^2 - v_2^2]} \\ &\times e^{i\frac{k}{z}[x(u_1 - u_2) + y(v_1 - v_2)]} d\sigma_1 d\sigma_2 \end{aligned} \quad (5)$$

A amplitude da onda refletida pela superfície rugosa pode ser escrita como

$$\alpha(u, v, z) = P(u, v, z) r(u, v, z) e^{i\theta(u, v, z)}, \quad (6)$$

onde P é a amplitude da onda incidente e diferente de zero somente na região iluminada, r é o coeficiente de reflexão da superfície rugosa e θ é a fase no ponto (u, v, z) da superfície refletora a uma distância z do plano de observação.

Usando a expressão acima podemos escrever a autocorrelação da onda refletida como

$$\langle \alpha_1 \alpha_2^* \rangle = P_1 P_2^* r_1 r_2^* \langle e^{i(\theta_1 - \theta_2)} \rangle \quad (7)$$

Introduzimos, para abreviar, um subscrito para as funções significando, por exemplo, $f_i = f(u_i, v_i, z_i)$.

Da mesma forma, usamos na expressão de integração de autocorrelação de intensidades

$$\langle \alpha_1 \alpha_2^* \alpha_3 \alpha_4^* \rangle = P_1 P_2^* P_3 P_4^* r_1 r_2^* r_3 r_4^* \langle e^{i\theta_1} e^{-i\theta_2} e^{i\theta_3} e^{-i\theta_4} \rangle \quad (8)$$

Se a distribuição de fase θ for uniforme, temos

$$\langle \alpha_1 \alpha_2^* \rangle \propto \delta(u_1 - u_2) \delta(v_1 - v_2), \quad (9)$$

onde δ é a distribuição delta de Dirac. Supõe que isso seja aproximadamente verdadeiro. Por esta razão, temos aproximadamente⁽⁴⁾.

$$\begin{aligned} \langle \alpha_1 \alpha_2^* \alpha_3 \alpha_4^* \rangle &\cong P_1 P_2^* P_3 P_4^* r_1 r_2^* r_3 r_4^* \times \\ &\{ \langle e^{i(\theta_1 - \theta_2)} \rangle \langle e^{i(\theta_3 - \theta_4)} \rangle + \langle e^{i(\theta_1 - \theta_4)} \rangle \langle e^{i(\theta_3 - \theta_2)} \rangle \} \end{aligned} \quad (10)$$

ou

$$\langle \alpha_1 \alpha_2^* \alpha_3 \alpha_4^* \rangle \cong \langle \alpha_1 \alpha_2^* \rangle \langle \alpha_3 \alpha_4^* \rangle + \langle \alpha_1 \alpha_4^* \rangle \langle \alpha_3 \alpha_2^* \rangle$$

Se, $z > 2S_c/\lambda$ e $z > \sqrt{S_c S_z}/\lambda$ (onde, S_c é a área de coerência no plano difusor e S_z é a área média da secção do "speckle" no plano de observação) (1) a forma quadrática $u^2 + v^2$ da expressão (5) pode ser desprezada, com isso obtemos

$$\begin{aligned} \langle I(x, y, z) \rangle &= \frac{1}{(\lambda z)^2} \iiint \iiint_{-\infty}^{\infty} \langle \alpha(u_1, v_1, z) \alpha^*(u_2, v_2, z) \rangle \times \\ &e^{\frac{ik}{2z}[x(u_1 - u_2) + y(v_1 - v_2)]} d\sigma_1 d\sigma_2 \end{aligned} \quad (11)$$

Usando (10) e (11), a autocorrelação R_I das intensidades fica

$$R_I(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2) = \langle I_1 I_2 \rangle = \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle + |\langle \tilde{A}(x_1, y_1, z_1) \tilde{A}^*(x_2, y_2, z_2) \rangle|^2 \quad (12)$$

onde

$$\tilde{A}(x, y, z) = \frac{1}{\lambda z} \iint_{-\infty}^{\infty} \alpha(u, v, z) e^{i\frac{k}{z}[xu+yv]} d\sigma$$

Introduzindo

$$J_A(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2) = \langle \tilde{A}(x_1, y_1, z_1) \tilde{A}^*(x_2, y_2, z_2) \rangle \quad (13)$$

$$\mu_A(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2) = \frac{J_A(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2)}{\sqrt{J_A(x_1, y_1, z_1; x_1, y_1, z_1) J_A(x_2, y_2, z_2; x_2, y_2, z_2)}} \quad (14)$$

A expressão (12) fica

$$R_I(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2) = \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle [1 + |\mu_A(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2)|^2] \quad (15)$$

Definindo

$$\Delta x = x_1 - x_2 \quad , \quad \Delta u = u_1 - u_2 \quad ,$$

$$\Delta y = y_1 - y_2 \quad , \quad \Delta v = v_1 - v_2 \quad \text{e} \quad \Delta z = z_1 - z_2 \quad .$$

Supondo a autocorrelação da amplitude próxima à superfície refletora da forma

$$\langle \alpha_1 \alpha_2^* \rangle = k_1 k_2^* P_1 P_2^* \mu_\alpha(\Delta u, \Delta v, \Delta z) \quad ,$$

onde k_i é o valor médio de r_i , e considerando μ_α extremamente concentrado ao redor de zero e com largura muito pequena em relação às dimensões das características ópticas do sistema, tais como λ e $z_1 \approx z_2$, temos

$$J_A(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2) \cong \frac{k_1 k_2^*}{\lambda z_1^2} \times \iint_{-\infty}^{\infty} |P(u_1, v_1, z_1)|^2 e^{i\frac{k}{z_1}[u_1 \Delta x + v_1 \Delta y]} d\sigma_1 \times \iint_{-\infty}^{\infty} \mu_\alpha(\Delta u, \Delta v, \Delta z) e^{i\frac{k}{z_1}[z_2 \Delta u + y_2 \Delta v]} d\Delta u \cdot d\Delta v \quad (16)$$

A segunda integral, pode ser integrada aproximadamente, supondo

$$\mu_\alpha(\Delta u, \Delta v, \Delta z) \cong \delta(\Delta u) \delta(\Delta v) \mu(\Delta z) \quad . \quad (17)$$

A expressão (16) toma então, a seguinte forma

$$J_A(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2) = \mu(\Delta z) \frac{k_1 k_2^*}{\lambda z_1^2} \times \iint_{-\infty}^{\infty} |P(u_1, v_1, z_1)|^2 e^{i\frac{k}{z_1}[u_1 \Delta x + v_1 \Delta y]} d\sigma_1 \quad , \quad (18)$$

onde $\mu(0) = 1$.

A relação das intensidades médias, usando a fórmula (18) fica

$$\frac{\langle I_1 \rangle}{\langle I_2 \rangle} = \frac{\langle I(x_1, y_1, z_1) \rangle}{\langle I(x_2, y_2, z_2) \rangle} = \frac{|k_1|^2}{|k_2|^2} = \gamma \quad (19)$$

onde γ é o fator de atenuação(absorção) óptica da superfície oxidada e $z_1 > z_2$.

E a expressão (14), usando (18), fica

$$\mu_A(x_1, y_1, z_1; x_2, y_2, z_2) = \mu(\Delta z) \times \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} |P(u_1, v_1, z_1)|^2 e^{i\frac{k}{z_1}[u_1 \Delta x + v_1 \Delta y]} d\sigma_1}{\iint_{-\infty}^{\infty} |P(u_1, v_1, z_1)|^2 d\sigma_1} \quad (20)$$

Para obter, finalmente, as expressões do nosso problema, basta colocarmos $x_1 = x_2$ e $y_1 = y_2$ em (20) e (15). E usando (19), temos

$$\mu_A(x, y, z_0; x, y, z_i) = \mu(\Delta z) \quad , \quad \Delta z = z_0 - z_i \quad , \quad (21)$$

$$R_I(x, y, z_0; x, y, z_i) = \gamma \langle I_0 \rangle^2 \{1 + |\mu_A(x, y, z_0; x, y, z_i)|^2\} \quad . \quad (22)$$

Com (2), (21) e (22), finalmente, temos

$$\langle S \rangle = \gamma \{A \langle I_0 \rangle - B \langle I_0 \rangle\} + \gamma B \langle I_0 \rangle^2 \{1 - |\mu(\Delta z)|^2\} \quad (23)$$

O primeiro termo é o sinal “remanescente” que pode ser desprezada para análise dos dados da referência (5).

Em analogia à forma de autocorrelação da amplitude refletida na direção paralela à superfície difusora (v. ref. 1, págs. 63-68), consideramos

$$\mu(\Delta z) = \exp \left\{ -\sigma_\theta^2 \left[1 - e^{-\left(\frac{\Delta z}{z_c}\right)^2} \right] \right\} \quad (24)$$

Sabe-se pela teoria de oxidação de cobre⁽³⁾, na temperatura e pressão ambiente, que o crescimento da espessura de óxido ao quadrado é proporcional ao tempo, com isso, tomamos

$$\left(\frac{\Delta z}{z_c}\right)^2 = a(t + t_0) \quad (25)$$

onde t_0 é o intervalo de tempo entre a sensibilização da placa fotográfica e o instante inicial das medidas de $\langle S \rangle$ posteriores.

Ajustamos a expressão (23), com a hipótese (24), aos dados experimentais da referência 5 (Veja a figura 2), nesta referência está descrita também a montagem experimental. E os parâmetros de ajuste obtidos são:

$$2\sigma_\theta^2 = 8.40225$$

$$a = 4.13364 \times 10^{-3} \text{min}^{-1}$$

$$t_0 = 67.5057 \text{min}$$

$$B \cdot \langle I_0 \rangle^2 = 2.04165 \text{ Volt}$$

$$\gamma = 1 \quad \text{foi desprezada a atenuação.}$$

A curva da figura 2 mostra que a mudança da superfície do cobre provoca variação na fase do padrão de “speckle” e com isso aumenta a intensidade de luz que atravessa o padrão inicial de referência. Essa decorrelação dos padrões indica, portanto, a mudança estrutural

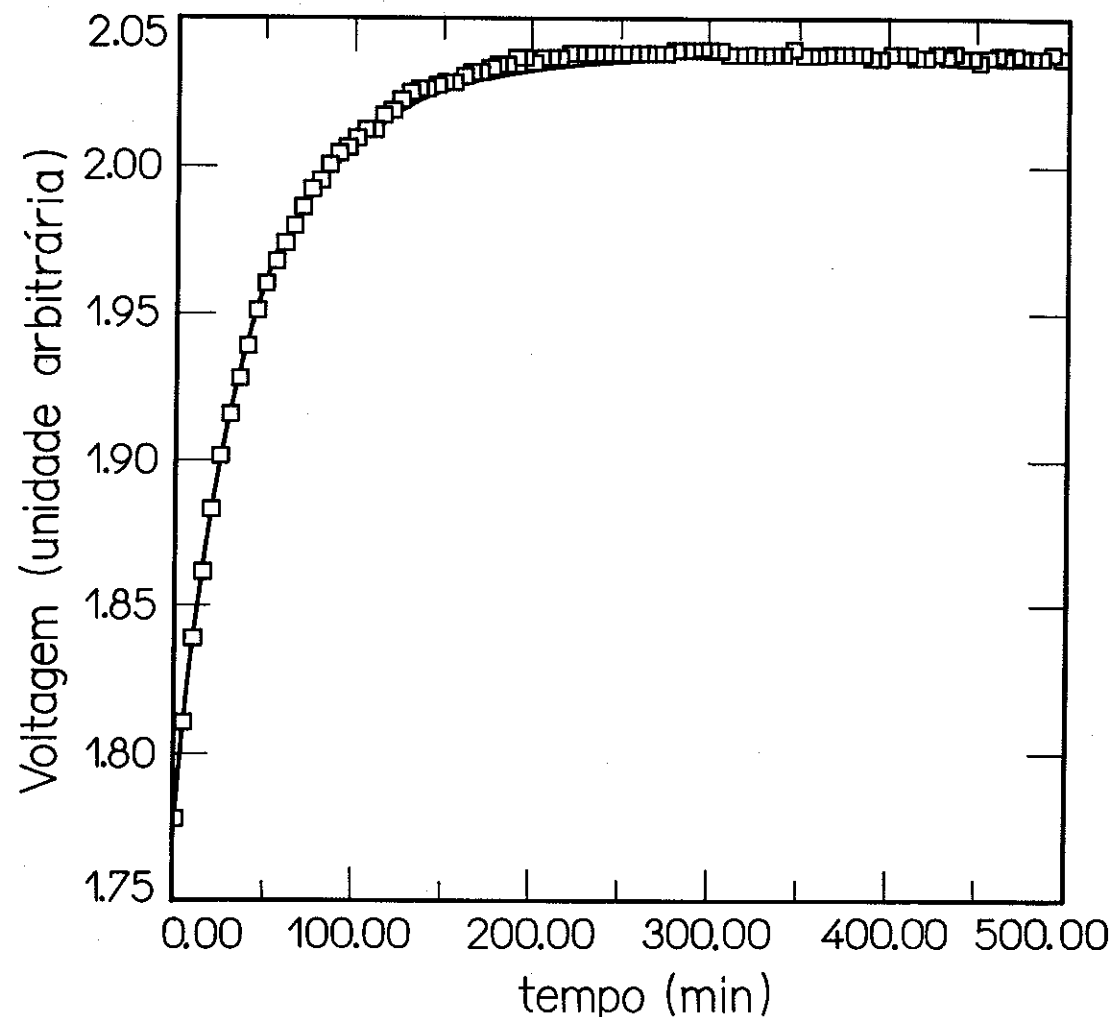


FIGURA 2

na superfície metálica. Uma vez calibrado o sistema é possível realizar medidas quantitativas deste processo. Com o processo fotográfico de registro todavia esse método torna-se difícil pois o início do processo é uma fase importante. Estamos no momento analisando a possibilidade de utilizar detecção eletrônica e análise por computador para estudar esse fenômeno.

CONCLUSÃO

O procedimento de análise acima, mostra que o método de "Speckle" permite estudar a dinâmica de oxidação de superfícies metálicas, isto é, estudar os processos de reação e difusão de elementos envolvidos na constituição da camada superficial de "óxido".

Numa segunda fase de investigação, estudaremos com mais detalhes a função de correlação.

REFERÊNCIAS

- (1) J.C. Dainty (ed.), "Laser speckle and related phenomena", Springer Verlag, N. York (1975).
- (2) J.W. Goodman, "Some fundamental properties of speckle", *JOSA*, **66**, 1145 (1970).
- (3) N. Cabrera and N.F. Mott, "Theory of the oxidation of Metals", *Rep. Prog. Physics*, **12**, 163 (1948-49).
- (4) M. May, "Information inferred from the observation of speckles", *J. of Physics E*, **10**, 849 (1977).
- (5) H. Muramatsu, G.H. Guedes, K. Matsuda and T.H. Barnes, "Study of the oxidization process in real time using speckle correlation", SPIE, California(1990).
- (6) G. Groh, "Engineering uses of laser-produced speckle patterns", *Symp. Eng. Uses of Holography*, Cambridge Univ. Press, London (1970).