

이중막을 입힌 Window의 광음향효과에 관한 이론

尹志洪·朴奎殷·金奎用

Photoacoustic Effect Theory for double layer coated window.

Ji-hong Yoon · Gyu-eun Park · Kyu-yong Kim

Summary

The theory of the photoacoustic effect is extended to the model of two layer coated window. The general expression for the complex amplitude of the periodic temperature at the sample-gas boundary is obtained. The results of the transparent sample showed that this model is applicable to multiple layer coated window.

緒 言

最近에 다시 이용되기 시작한 光音響効果는 여러가지 물질의 分光에 있어서 그 利用價値가 높이 評價되고 있다.

이 方法의 特徵은 物質에 흡수된 光에너지가 熱에너지로 바뀌어서 주위의 공기를 팽창, 수축시킬 때 나오는 소리를 감지한다는 것이 지금까지 사용되던 다른 분광법과의 차이점이다.

처음에는 이 방법이 분말시료, 비정질화합물, 겔(gel)상태의 시료 등의 분광분석, 생물학적인 연구, 표면에서 일어나는 현상의 연구 및 De-excitation의 과정의 연구에 주로 사용되었으나 1980年代에는 Pouch, Busse, Rosencwaig 등에 의하여 SPAM₂(Scanning Photoacoustic Microscopy)로 발전하게 되어 IC회로의 검사에 이용될 전망이 보이며 특히 광학적으로 불투명한 고체의 표면 및 표면이하의 층에 존재하는 결함에 대한 비파괴검사의 수단으로도 사용되고 있다.

Cell을 자기장속에서 두고서 광음향분광을 함으로서 ESR(Electron Spin Resonance)의 연구에서도 훌륭한 측정용 할 수 있음을 보이고 있으며 다중층 박막의 연구에도 이용되고 있다.

광음향효과와 Window에 의한 영향을 처음으로 조사한 것은 J. G. Parker의 유리의 광음수에 관한 실험이었으며 尹·朴·韓에 의한 실험에서는 광음향신호의 크기와 window에 입힌 박막의 두께에 따른 효과에 관한 실험이 있었고, L. Bertrand 등에 의한 금속의 열확산률의 측정에 이 방법이 사용되었다.

본 논문에서는 Window에 다른 종류의 박막을 이중으로 입혔을 경우의 광음향 효과에 관한 이론식을 유도하고 여러가지 경우에 관한 근사식을 구하였다.

理 論

Fig. 1과 같이 일차원적 Photoacoustic Cell을 가정하자. 그림에서 l_f 는 Window의 두께, l_1 , l_2 는 각각 Window에 입힌 박막의 두께, l_g 는 기체영역의 길이로서 광음향신호의 파장에 비해서는 짧다고 가정한다. 광음향신호의 파장은 공기의 경우 100Hz진동시 상에서 3.4m에 해당된다. 다음의 기호들로서 여러가지 양들을 표시하기로 한다.

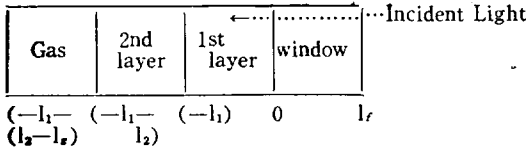


Fig 1. Cross sectional view of a simple one dimensional photoacoustic cell.

- I_0 ; 입사광의 세기 ((Watt/cm²))
- W ; 차단진동수(chopping frequency) (rad/sec)
- β_1 ; 광흡수계수 (cm⁻¹)
- k_1 ; 열전도율 (cal/cm · sec °C)
- ρ_1 ; 밀도 (g/cm³)
- C_1 ; 비열 (cal/g °C)
- α_1 ; 열확산률 (= $k_1/\rho_1 C_1$; cm²/sec)
- a_1 ; 열확산계수 (= $(W/2\alpha_1)^{1/2}$ cm⁻¹)
- μ_1 ; 열확산길이 (= $1/a_1$ cm).

물의 경우 열확산길이는 100Hz에서 약 0.02mm이다.
 j 는 각각 Window의 경우 f , 1st layer의 경우 1, 2nd layer의 경우 2, 공기의 경우는 g 로서 표시한다.
 Window와 기체는 빛을 흡수하지 않는다고 가정하면 각 영역에서 발생하는 열밀도를 고려한 열확산방정식은 일차원의 경우

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_f} \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad 0 \leq x \leq l_f \dots \dots \dots (1a)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_1} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\beta_1 I_0}{2k_1} \exp(\beta_1 x) (1 + e^{i\omega t}) - l_1 \quad \leq x \leq 0 \dots \dots \dots (1b)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_2} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\beta_2 I_0}{2k_2} e^{-\beta_2 l_1} \exp[\beta_2(x+l_1)] (1 + e^{i\omega t}) - l_1 - l_2 \leq x \leq l_1 \dots \dots \dots (1c)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{1}{\alpha_g} \frac{\partial \phi}{\partial t} - l_1 - l_2 - l_g \leq x \leq -l_1 - l_2 \quad (1d)$$

이다.

각 영역에서의 열류방정식의 해는

$$\phi_f(x, t) = (1 - \frac{x}{l_f}) \theta_0 + \theta + \theta e^{-\sigma_f x + i\omega t} \quad 0 \leq x \leq l_f \dots \dots \dots (2a)$$

$$\phi_1(x, t) = e_1 + e_2 x + d e^{\beta_1 x} + [U e^{\sigma_1 x} + V e^{-\sigma_1 x} - E e^{\beta_1 x}] e^{i\omega t} \quad -l' \leq x \leq 0 \dots \dots \dots (2b)$$

$$\phi_2(x, t) = b_1 + q_2 l_1 + x + h e^{\beta_2(l_1+x)} + [X^{-2}(l_1+x) + Y e^{-\sigma_2(l_1+x)} - Z e^{\beta_2(l_1+x)}] e^{i\omega t} \quad -l_1 - l_2 \leq x \leq -l \dots \dots \dots (2c)$$

$$\phi_g(x, t) = l^{-2} (l_1 + l_2 + l_g + x) W_0 + W e^{\sigma g(l_1 + l_2 + x)} + i\omega t - l_1 - l_2 - l_g \leq x \leq -l_1 - l_2 \dots \dots \dots (2d)$$

이며

$$\sigma_j = (i \frac{W}{\alpha_j})^{1/2} = (1+i) (\frac{W}{2\alpha_j})^{1/2} = (1+i) a_j$$

$$d = -\frac{I_0}{2k_1 \beta_1}, \quad h = -\frac{I_0 e \times \rho(-\beta_1 l_1)}{2k_2 \beta^2}$$

$$E = \frac{\beta_1 I_0}{2k_1(\beta_1^2 - \sigma_1^2)}, \quad Z = \frac{\beta^2 I_0 e \times \rho(-\beta_1 l_1)}{2k_2(\beta_2^2 - \sigma_2^2)}$$

이다.

경계면에서의 열저항을 무시하면 온도와 열류는 연속적이므로 경계조건

$$\phi_f(0, t) = \phi_1(0, t) \dots \dots \dots (3a)$$

$$\phi_1(-l_1, t) = \phi_2(-l_1, t) \dots \dots \dots (3b)$$

$$\phi_2(-l_1 - l_2, t) = \phi_g(-l_1 - l_2, t) \dots \dots \dots (3c)$$

$$k_f \frac{\partial \phi_f(0, t)}{\partial x} = k_1 \frac{\partial \phi_1(0, t)}{\partial x} \dots \dots \dots (3d)$$

$$k_1 \frac{\partial \phi_1(-l_1, t)}{\partial x} = k_2 \frac{\partial \phi_2(-l_1, t)}{\partial x} \dots \dots \dots (3e)$$

$$k_2 \frac{\partial \phi_2(-l_1 - l_2, t)}{\partial x} = k_g \frac{\partial \phi_g(-l_1 - l_2, t)}{\partial x} \dots \dots \dots (3f)$$

을 적용시켜서 얻은 결과를 $e_{i\omega t}$ 항의 계수에 대한 것만을 열거하면 다음과 같다. $\theta = U + V - E \dots \dots \dots (4a)$

$$U e^{-\sigma_1 l_1} + V e^{-\sigma_1 l_1} - E e^{-\beta_1 l_1} = X + Y - Z \dots \dots \dots (4b)$$

$$X e^{-\sigma_2 l_2} + Y e^{-\sigma_2 l_2} - Z e^{-\beta_2 l_2} = W \dots \dots \dots (4c)$$

$$-k_f \sigma_f \theta = k_1 \sigma_1 U - k_1 \sigma_1 V - k_1 \beta_1 E \dots \dots \dots (4d)$$

$$k_1 \sigma_1 e^{-\sigma_1 l_1} U - k_1 \sigma_1 e^{\sigma_1 l_1} V - k_1 \beta_1 e^{-\beta_1 l_1} E = k_2 \sigma_2 X - k_2 \sigma_2 Y - k_2 \beta_2 Z \dots \dots \dots (4e)$$

$$k_2 \sigma_2 e^{-\sigma_2 l_2} X - k_2 \sigma_2 e^{\sigma_2 l_2} Y - k_2 \beta_2 e^{-\beta_2 l_2} Z = k_g \sigma_g W \dots \dots \dots (4f)$$

$$k_f \sigma_f / k_1 \sigma_1 = f, \quad k_2 \sigma_2 / k_2 \sigma_2 = S, \quad k_g \sigma_g / k_2 \sigma_2 = g$$

$T_j = (1-i) \frac{\beta_j}{2a_j}$ 라고 두면 시간에 종속하는 항의 기체영역에서의 계수는

$$W = (A+B)/C^{(5)} \text{의 형태로 나타내어지는데 여기서 } A = 2s[2(f+r_1) + (1-f)(1-r_1)] e^{-\sigma_1 l_1 - \beta_1 l_1} - (r_1+1)(f+1) e^{\sigma_1 l_1 - \beta_1 l_1} E.$$

$$B = \{(1-s)(1-f)(1+r^2)e^{-\sigma_1 l_1}(1-e^{-\sigma_2 l_2 - \beta_2 l_2}) + (1+s)(1+f)(1+r_2)e^{-\sigma_1 l_1}(1-e^{-\sigma_2 l_2 - \beta_2 l_2}) - (1+s)(1-f)(1-r_2)e^{-\sigma_1 l_1}(1-e^{-\sigma_2 l_2 - \beta_2 l_2}) - (1-s)(1+f)e(1-r_2)\sigma_1 l_1(1-e^{-\sigma_2 l_2 - \beta_2 l_2})\} Z$$

$$C = (1+g) \{(1-s)(1+f)e^{-\sigma_1 l_1 + \sigma_2 l_2} + (1+f)(1+s)e^{\sigma_1 l_1 + \sigma_2 l_2}\} - (1-g) \{(1+s)(1-f)e^{-\sigma_1 l_1 - \sigma_2 l_2} + (1-s)(1+f)e^{\sigma_1 l_1 - \sigma_2 l_2}\}$$

이다.

밀폐된 용기 내부에서 기체의 압력요동은

$$\delta p(t) = \frac{\gamma P_0 W}{\sqrt{2 l_2 a_e T_0}} e^{\alpha - i\phi} \dots (6)$$

이며 여기서 γ 는 비열비, T_0 는 기체 영역의 온도의 시간에 무관한 성분이며, P_0 는 용기 내부의 압력이다.

考 察

Monolayer의 경우

$\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$, $\beta_1 = \beta_2 = \beta$, 라 두면

$$W = \frac{\left\{ \frac{2(f+r) + (1-f)(1-r)e^{-(\sigma+\beta)(l_1+l_2)}}{-(1+f)(1+r)e^{-(\sigma-\beta)(l_1+l_2)}} \right\}}{(1+f)(1+g)e^{\sigma(l_1+l_2)} - (1-g)(1-f)e^{\sigma(l_1-l_2)}} \times \frac{\beta I_0}{2k(\beta^2 - \sigma^2)} \dots (7)$$

가 되어서 $l_1 + l_2 = l$ 로 두면 Window에 단일막을 입혔을 때와 같아진다.

$\mu_1 = 1/\beta$ 을 광흡수진이라고 하고 일반적인 고체의 경우 $g \ll 1$ 이라고 가정하자.

제1막(1st layer)이 광학적으로 투명한 경우

$$(\mu_{01} < l_1; \beta_1 l_1 < 1, e^{-\beta_1 l_1} \sim 1 - \beta_1 l_1)$$

1) 열적으로 얇은 경우

$$\mu_1 \gg l_1; \exp(\sigma_1 l_1) \sim 1$$

$$\mu_1 < \mu_{01}; |r_{21}| > 1$$

a. 제2막(2nd layer)이 광학적으로 투명한 경우.

$$(\mu_{02} > l_2; \exp(-\beta_2 l_2) \sim 1 - \beta_2 l_2)$$

(1) 열적으로 얇은 경우

$$\mu_2 \gg l_2; \exp(\sigma_2 l_2) \sim 1$$

$$\mu_2 > \mu_{02}; |r_{21}| > 1$$

$$W \sim \frac{I_0}{2k_1} \left(1 + \frac{k_1 \beta_1}{k_1 \sigma_1}\right) l_1 + \frac{I_0}{2k_2} \left(1 + \frac{k_2 \beta_2}{k_1 \sigma_1}\right) (1 - \beta_1 l_1) l_2 \dots (8)$$

에서 $k_1 \beta_1 \gg k_1 \sigma_1$, $k_2 \beta_2 \gg k_1 \sigma_1$ 인 경우 $\delta p \propto W^{-1}$ 즉 차단진동수에 반비례하게 된다.

$k_1 \beta_1 \ll k_1 \sigma_1$, $k_2 \beta_2 \ll k_1 \sigma_1$ 인 경우

$\delta p \propto \omega^{-1/2}$ 즉 차단진동수의 제곱근에 반비례하게 된다. 그러므로 이관계에서 Window의 열적성질을 알고 있으면 시료의 광학적성질을 측정할 수 있다.

(2) 열적으로 두꺼운 고체

$$\mu_2 < l_2; \exp(-\sigma_2 l_2)$$

$$\mu_2 \ll \mu_1; |r_{21}| \ll 1$$

$$W \sim \frac{\beta_2 I_0}{4k_2 a_2^2} \left(1 + \frac{k_2 a_2}{k_1 a_1} ((1 - \beta_1 l_1 - \beta_2 l_2) i \dots (9)$$

이 경우 신호는 $\omega^{-3/2}$ 에 비례하게 된다.

b. 제2막이 광학적으로 불투명한 경우 $\mu_{02} < l_2$;
 $\exp(-\beta_2 l_2) \sim 0$

(1) 열적으로 얇은 고체

$$\mu_2 \gg l_2; \exp(-\beta_2 l_2) \sim 1, \mu_2 > \mu_{02}; |r_{21}| > 1.$$

$$W \sim (1-i) \frac{I_0}{4k_1 a_1} \beta_2 l_2 \dots (10)$$

$$\delta p \propto \omega^{-1}$$

(2) 열적으로 두꺼운 고체

$$\mu_2 < l_2; \exp(-\beta_2 l_2) \sim 0, \mu_2 > \mu_{02}; |r_{21}| > 1$$

$$W \sim 0$$

이러한 Sample의 경우 반대방향으로 빛을 입사시킴으로서 그 성질을 구할 수 있다.

2. 제1막이 열적으로 약간 얇은 고체

$$\mu_1 > l_1; \exp(\pm \sigma_1 l_1) \sim 1 \pm \sigma_1 l_1, \delta \mu_1 < \mu_{01}; |r_{11}| < 1$$

a. 제2막이 광학적으로 투명한 경우

(1) 열적으로 얇은 고체

$$W \sim \frac{[S((f+l_1)\beta_1 l_1 - (1+r_1 f)\sigma_1 l_1)E + \{(r_2+sf) + (s+r_2 f)\sigma_1 l_1\}\beta_2 l_2 Z]}{S(f+\sigma_1 l_1)} \dots (11)$$

(2) 열적으로 두꺼운 고체

$$W \sim \frac{\beta_2 I_0}{4k_2 a_2^2} (1 - \beta_1 l_1 - \beta_2 l_2) \dots (12)$$

$$\delta p \propto \omega^{-3/2}$$

3. 제1막이 열적으로 두꺼운 경우

$$\mu_1 > l_1; \exp(-\sigma_1 l_1) \simeq 0, \mu_1 \ll \mu_{01}; |r_1| \ll 1$$

a. 제2막이 광학적으로 투명한 경우

(1) 열적으로 얇은 고체

$$W \sim \frac{I_0 l_1}{2k_2} (1 - \beta_1 l_1 - \beta_2 l_2) \dots (13)$$

$$\delta p \propto \omega^{-1/2}$$

(2) 열적으로 두꺼운 고체

$$W \sim \frac{\beta_2 I_0}{4k_2 a_2^2} (1 - \beta_1 l_1 - \beta_2 l_2) i \dots (14)$$

$$\delta p \propto \omega^{-3/2}$$

b. 제2막이 광학적으로 불투명한 경우

(1) 열적으로 얇은 고체

$$W \sim \frac{I_0}{4} \left(\frac{1}{k_2 \beta_2} + \frac{1-i}{k_1 a_1} \right) (1 - \beta_1 l_1) \dots (15)$$

제1막의 열적 성질이 광음향신호로서 나타날 수 있다.

(2) 열적으로 얇은 고체

$$W \simeq 0$$

c. 제1막이 광학적으로 불투명한 경우 $\mu_{01} < l_1$;
 $\exp(-\beta_1 l_1) \simeq 0$

1. 열적으로 얇은 경우

(1) 제2막이 열적으로 얇은 경우

$$W \sim (1-i) \frac{\beta_1 l_1}{4k_1 a_1} \dots (16)$$

$$\delta p \propto \omega^{-1}$$

이 경우는 제1막이 광학적으로 불투명하여도 광음향 신호가 나타날 수 있으며 이때의 신호는 Window의 영향을 받게 됨을 나타낸다.

2. 열적으로 두꺼운 경우

$$W \simeq 0$$

摘 要

이중층박막을 입힌 Window에 대한 광음향효과에 대하여 이론적으로 고찰하였다. 여기서는 고체의 열팽창에 관하여는 무시하였으며 주로 관계되는 인자는 흡수 계수, 차단진동수, 열확산계수, Sample의 두께등이다. 동일한 물질로 된 시료의 경우는 단일막으로 취급할 수 있음을 봄으로서 이 관계식은 오류가 없는 것으로 간주할 수 있으며 광학적으로 투명한 고체에 있어서는

$\delta p \simeq \sum \beta_i l_i$ 의 형태로 쓰고 이것을 다중막에 사용할 수 있을 것이다.

광학적으로 불투명한 시료에 관하여는 반대방향에서 빛을 입사시켜서 측정하면 그 측정이 가능하므로 이 방법을 사용하면 한 개의 시료에 대하여 이중으로 확인할 수 있다는 잇점도 있어서 매우 유리하다. 다중층박막으로 된 유전체의 연구 및 Laser window의 검사, 그리고 Laser광에 의하여 손상된 유리의 표면층 등의 검사에 사용할 수 있을 것이다.

또한 Window의 열적인 성질의 조사에도 이용되어 질 수 있다.

引用文獻

- Allan Rosencwaig, 1975, Photoacoustic spectroscopy of solids. *Physics Today*, September. p.23.
- Allan Rosencwaig and Allen Gersho, 1976, Theory of the photoacoustic effect with solids
J. Appl. Phys. 47(1), p.64.
- Allan Rosencwaig, 1978, Theoretical aspects of photoacoustic spectroscopy,
J. Appl. Phys. 49(5), p.2905.
- Allen McDonald. F. and Grover C Westel, Jr. 1978, Generalized theory of the photoacoustic effect.
J. Appl. Phys. 49(4), p.2313.
- Busse, G., Allan Rosencwaig, 1980, Subsurface imaging with Photoacoustics
Appl. Phys. Lett. 36(10), p815.
- Charpentier, P. and F. Lepoutre, L. Bertrand, 1982, Photoacoustic measurements of thermal diffusivity description of the "Drum effect",
J. Appl. Phys. 53(1), p.608.
- 최규만, 김학수, 윤수인, 광음향효과를 이용한 ESR 연구, (출판예정).
- Favro, L. D., P. K. Kuo, J. J. Pouch, and R. L. Thomas, 1980, Photoacoustic microscopy of an integrated Circuit,
Appl. Phys. Lett. 36(12), p.953.
- Helander, Per, and Ingemar Lundström. Douglas McQueen, 1981, Photoacoustic study of layered samples,
J. Appl. Phys. 52(3), p.1146.
- Hordvik, A. and H. Schlossberg, 1977, Photoacoustic technique for determining optical absorption coefficients in solids,
Applied Optics vol. 16, No.1, p.101.
- Kuo, P. K., L. D. Favro, L. J. Inglehart, and R. L. Thomas, M. Srinivasan, 1982, Photoacoustic phase signatures of closed cracks.
J. Appl. Phys. 53(2), p.1258.
- Murphy, J. C., and L. C. Aamodt, 1977, Photoacoustic spectroscopy of luminescent solids; Ruby, *J. Appl. Phys.* vol. 48, No.8. p.3502.
- Parker, J. G. 1973, *Optical Absorption in Glass; Investigation Using an Acoustic Technique.*
- Rosencwaig, A., A. P. Ginsberg, and J. W. Koepke, 1976, Photoacoustic Spectroscopy of Iridium Carbonyl Halide Linear-Chain Conductors. *Inorganic Chemistry* vol. 15, No.10, p.2540.
- Rosencwaig, A., 1975, Photoacoustic Spectroscopy. *Analytical Chemistry* vol. 47, No.6, p.592A.
- 서효진, 김중환, 윤수인, 광음향효과를 이용한 다층 고체판의 열확산률 및 두께측정, (출판예정).
- 尹志洪, 朴奉斗, 韓聖愚, 1979, Photoacoustic effect on Material coated Window,
경북대학교 산업개발연구소 연구보고 제7권.