

KAERI/TR-2818/2004

레이저 초음파발생 이론연구  
Theoretical Study of  
Laser-Ultrasonic Wave Generation

*KAERI*

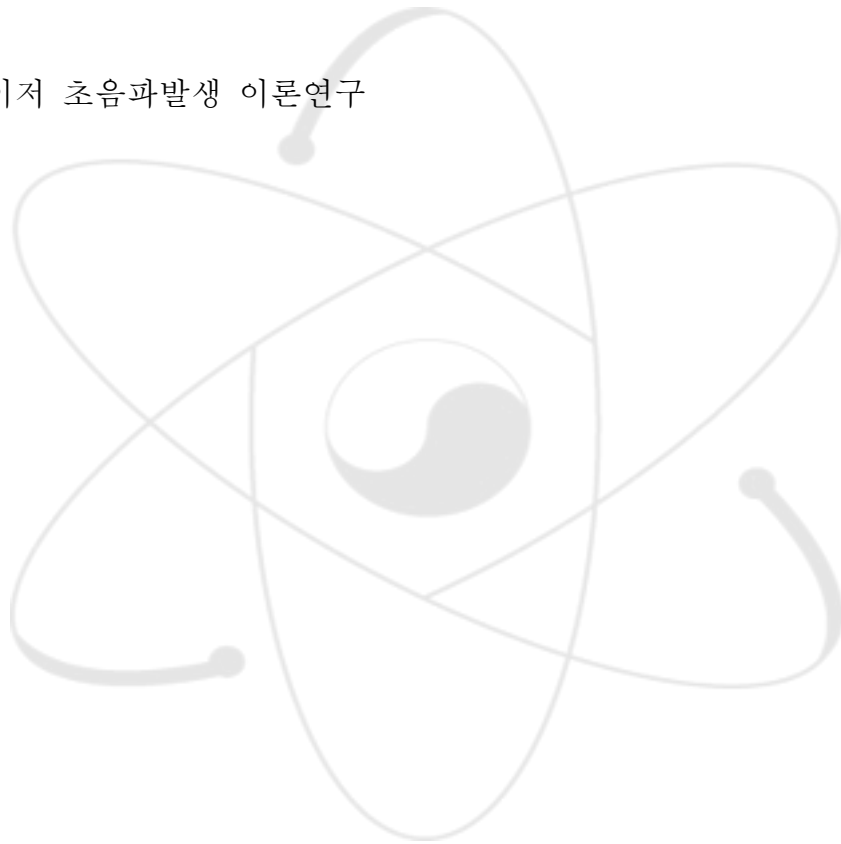
한국원자력연구소  
Korea Atomic Energy Research Institute

## 제출문

한국원자력연구소장 귀하

본 보고서를 “레이저 응용 원격 계측기술 개발”에 관한 기술보고서로 제출합니다.

제목: 레이저 초음파발생 이론연구



2004년 9월

주저자: 유재권

공저자: 김철중

임창환

## 요약

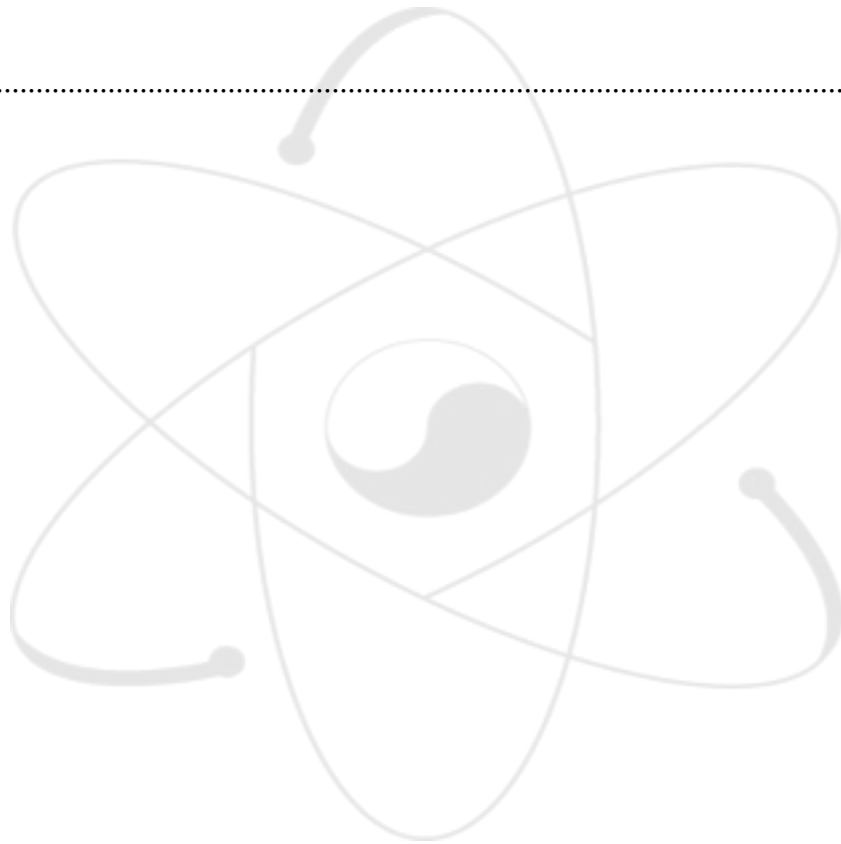
레이저 초음파 비파괴검사 기술에서 재료에 레이저를 조사하여 초음파를 발생 시키고 그 신호를 검출하는데 필요한 이론적인 논의를 하였으며, 이 이론에 기초하여 구체적인 수치계산결과를 제시하였다. 여러 가지 레이저 펄스의 형태에 의한 재료 내부에서의 온도분포를 위치와 시간에 따라 계산하였고, 레이저출력에 따른 열탄성 영역과 용발 영역에서의 레이저 초음파의 전파특성과 재료표면의 변위를 계산하였다. Rayleigh 방정식의 해로부터 재료의 요소들이 형성하는 표면운동을 해석하였고, 표면파의 속도를 계산하였고, 레이저로 발생시킨 Rayleigh 표면파의 전파특성과 재료표면의 변위를 계산하고 특성을 논의 하였다. 극초단 레이저가 재료에 조사될 때 형성되는 열파에 대한 논의를 부록에 포함시켰다.

## Abstract

We discuss the theories in the generation and detection of laser-ultrasonics and present the results obtained from the numerical calculations based on the theories. We carry out the computation of the spatial and temporal distributions of the temperature inside the material. Calculating the displacement of the surface at the epicenter, we make discussions on the characteristics of the ultrasonic wave propagation in the thermoelastic and ablation regions. The speed and the surface motion of the material element are investigated from the solution of the Rayleigh equation. We present the results obtained from the numerical computations based on the theories. The Rayleigh waves generated by the irradiation of the pulsed laser beam in the thermoelastic region and the ablation region are discussed. Also the discussions on the heat wave propagation caused by irradiations of the ultra-short laser pulses are included in the appendix.

# 목 차

I. 서 론 .....	1
II. 레이저 초음파 발생이론 .....	3
III. 수치계산 및 논의 .....	9
참고문헌 .....	12
부록 .....	20



## I. 서론

레이저의 응용은 여러 과학기술분야에서 이미 광범위하게 적용되고 있다. 일반적으로 이들 응용은 레이저광의 특별한 성질인 결맞음성과 단색성을 이용하는 것으로 분광학, 광통신, 각종 측정과 검사, 광정보 처리와 기록, 광화학 반응 등에 적용되고 있다. 이러한 특성으로부터 레이저는 고밀도 에너지를 극히 짧은 시간동안 발생하여 원거리에 전달하는 수단으로 사용할 수 있으며, 최근에 개발된 극초단 고출력 레이저는 관성 핵융합연구, 재료의 표면처리, 절단 및 용접 등에 유용하게 이용되고 있다. [1]

초음파는 전자기파나 입자방출에 대하여 상대적으로 불투명한 금속과 같은 재료를 효율적으로 전파하는 특성이 있어서 구조물이나 부품에 중대한 결함이 있는지, 또 있다면 그 크기가 어느 정도인지를 측정하는데 광범위하게 사용되고 있다. 최근에는 레이저를 이용하여 초음파를 발생시켜 비파괴 검사에 적용하는 기술에 대한 연구가 활발히 진행되고 있다. 레이저를 이용하면 초음파를 비접촉식으로 발생시킬 수 있어서 고온이나 방사선 환경에도 적용이 용이하며, 시편의 기하학적 형상에 관계없이 레이저 빔을 적용할 수 있다는 장점이 있다. 또한 발생된 초음파 펄스는 대단히 짧아 초음파의 주파수는 광대역이므로 저주파에서부터 고주파 영역에 걸쳐 초음파를 발생시킬 수 있기 때문에 재료의 결함해석 뿐만 아니라 재료의 열적, 광학적, 탄성적인 특성에 대한 정보를 얻을 수 있다. 레이저를 이용하여 원격으로 재료 표면에 발생된 초음파 신호는 cw 레이저와 간섭계를 사용하여 비접촉식으로 측정할 수 있다 [2,3,4,5].

고체 표면에 레이저를 조사하면 여러 가지 물리적 반응이 일어나는데, 입사광의 출력이 비교적 작으면 고체 표면은 가열되고, 열파, 탄성파가 생성되며, 비교적 고출력 입사광의 경우에는 표면에서 재료의 일부가 용발되어 플라즈마가 형성되며, 재료는 용융되거나, 연성변형이 일어나며 균열이 발생하기도 한다. 비파괴 검사에 필요한 초음파를 발생시키는데 있어서 용발현상이 일어나지 않도록 적절한 레이저출력 범위를 선택하여야 한다. 이러한 출력범위의 레이저가 고체 표면에 조사될 경우 일어나는 일련의 현상, 즉 레이저에 의한 국소적 가열, 이로부터 발생하는 열탄성적 전단력과 응력, 이로부터 발생하는 초음파 발생에 대한 이론은 탄성역학에 기반을 두고 발전하여 왔다. 재료에서 발생하는 초음파는 재료의 기하학적 모양에 따라 여러 가지 모드

가 가능하다. 가장 기본적인 모드로서 재료 내부에서 전파하는 종파(p-wave)와 횡파(s-wave)가 있고, 경계면에 따라 Rayleigh파, Stonely파, Labm파와 같은 유도 초음파(guided wave)가 있다. 본 연구에서는 열탄성 영역과 용발 영역에서 발생하는 초음파의 종파와 횡파의 특성을 수치적으로 계산하였으며 레이저로 발생시킨 Rayleigh파의 특성을 수치적으로 계산하였다.



## II. 레이저 초음파 발생이론

그림 1과 같이 극초단 레이저 펄스가 재료시편에 수직으로 조사되는 경우, 레이저의 에너지 펄스는 시편에서 흡수되면서 열에너지로 변환된다. 이 때 광에너지는 시편 내부를 어느 정도 진행하면서 흡수되는데 이 진행거리를  $\Gamma^{-1}$ 이라 하면 열원의 표현식은 식 (1)과 같다.

$$q(r, z, t) = I(r, t)e^{-\Gamma z} \quad (1)$$

등방성 재료에 있어서 열탄성 영역의 초음파 발생은 체력(body force)이 없다고 가정하면, 열 확산방정식은 식 (2)로 기술되고, 재료표면의 변위는 식 (3)과 같이 파동방정식으로 표현되어 아래와 같은 연립방정식으로 기술할 수 있다.

$$\nabla^2 T - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{q}{k}, \quad (2)$$

$$(2\mu + \lambda)\nabla^2 \mathbf{u} - \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = \gamma \nabla T \quad (3)$$

여기서  $T$ 는 온도,  $\kappa$ 는 열확산도,  $k$ 는 열전도도,  $\mathbf{u}$ 는 변위벡터,  $\mu$ 와  $\lambda$ 는 Lamé 상수,  $\gamma = (3\lambda + 2\mu)\alpha$ ,  $\alpha$ 는 선팽창계수,  $\rho$ 는 재료의 밀도를 나타낸다.

식 (2)에 대한 Green 함수는 식 (4)를 만족한다.

$$\nabla^2 G(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}', t') - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial G(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}', t')}{\partial t} = \delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{x}')\delta(t - t') \quad (4)$$

$$\text{Green 함수는 } G(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}', t') = \frac{\pi\kappa}{2} \left( \frac{1}{\sqrt{\pi\kappa(t-t')}} \right)^3 e^{-|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^2/4\kappa(t-t')} \quad (5)$$

로 주어지므로 [6] 식 (2)의 온도함수는 Green 함수로부터 다음과 같이 계산되어진다.

$$\mathcal{T}(\mathbf{x}, t) = \int_0^t \int_V G(\mathbf{x}, t; \mathbf{x}', t') \frac{q(\mathbf{x}', t')}{k} d^3x' dt' \quad (6)$$

식 (6)은 식 (2)를 만족하고 있음을 직접 대입하여 쉽게 확인할 수 있다.

식 (3)의 벡터 파동방정식은 Maxwell 방정식과 같이 스칼라 포텐셜  $\Phi$ 과 벡터 포텐셜  $\Psi$ 를 사용하여 다음과 같이 쓸 수 있고

$$\mathbf{u} = \nabla\Phi + \nabla \times \Psi \quad (7)$$

이 변위를 운동방정식에 적용하면 각각의 포텐셜함수는 다음의 파동방정식을 만족한다.

$$\nabla^2\Phi - \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = -\frac{\gamma}{\rho c_1^2} T \quad (8)$$

$$\nabla^2\Psi - \frac{1}{c_2^2} \frac{\partial^2\Psi}{\partial t^2} = 0 \quad (9)$$

여기서 식 (8)은 속도가  $c_1 = \sqrt{(\lambda + 2\mu)/\rho}$  인 종파에 대한 파동방정식이고, 식 (9)는 속도가  $c_2 = \sqrt{\lambda/\rho}$  인 횡파에 대한 파동방정식이다. 이 두 파동은 재료 내부에서 서로 독립적으로 존재하나 경계면에서의 조건에 따라 두 파동은 결합하여 모드가 변경되기도 한다.

두께가  $h$ 인 평판에 팽창 중심에서 열탄성에 의한 쌍극자 힘  $D_{ii}$ 가 작용하는 경우 표면에 수직방향 변위는 그린함수  $G_{ij}(x, t; x', t')$ 으로부터 다음과 같이 계산되고 [7,8]

$$u_3 = \sum_i G_{3i,i}^H(h, t; 0, 0) D_{ii} \quad (10)$$

용발에 의하여 발생한 수직방향 집중력  $F_3$ 가 작용하는 경우 수직한 변위는



다음과 같이 계산된다 [8].

$$u_3 = G_{33}(x, t, 0, 0) F_3 \quad (11)$$

레이저는 극히 짧은 시간동안 작용하므로 시간에 대하여 delta 함수와 같은 형태를 취한다. 원거리 장에서 Green 함수는 다음과 같이 주어진다 [9].

$$G_{ij}(r, t, 0, 0) = \frac{\beta_i \beta_j}{4\pi \rho c_1^2 r} \delta(t - r/c_1) + \frac{\delta_{ij} - \beta_i \beta_j}{4\pi \rho c_2^2 r} \delta(t - r/c_2) \quad (12)$$

식 (12)의 오른쪽 첫 번째 항은 종파를, 두 번째 항은 횡파를 나타내며,  $\beta_i$ 와  $\beta_j$ 는 변위  $u_i$ 와 탄성력  $F_j$  사이의 방향 cosine을 나타낸다.

열탄성, 용발 영역 모두에서 변위는 종파 성분과 횡파 성분의 합으로 다음과 같이 표현된다.

$$u = u_L + u_S \quad (13)$$

레이저 초음파는 지향성을 갖고 방사되는데 재료의 경계면이나 단층 등은 초음파의 진행에 큰 변화를 일으킨다. 일반적인 광파와 같이 초음파는 경계면을 투과하면서 굴절을 일으키고 경계면에서 반사하면서 그 진폭과 위상뿐만 아니라 모드를 바꾸기도 한다. 경계면에서 재료의 균질성이 떨어지게 되면 초음파는 감쇄하게 되고, 또한 초음파는 경계면을 따라 진행하는 표면파, 또는 접합면파를 발생시킬 수 있다. 경계면에서 초음파는 모드를 변환하여 진행하는데 이 경우 광파와 마찬가지로 Snell의 법칙을 만족한다. 그림 1(a)와 같이 경계면의 법선으로부터 진폭이  $A_0$ 이며 입사각  $\theta_0$ 인 종파(P)가 입사하여 진폭이  $A_1$ 인 종파(P)로 반사될 경우 종파의 반사각은  $\theta_1 = \theta_0$ 가 되고, 진폭이  $A_2$ 인 횡파(SV)로 변환되어 반사각  $\theta_2$ 로 반사되는 경우 Snell 법칙으로부터 다음과 같은 관계를 얻고,

$$\frac{\sin \theta_2}{\sin \theta_0} = \frac{c_2}{c_1} \equiv \frac{1}{k} \quad (14)$$

초음파 파원이 점 원이 아니라 실린더 형태의 유한한 크기를 갖는 경우에는 개구부의 여러 지점에서 발생하는 파의 간섭효과를 포함할 수 있도록 개부 함수를 고려하여야 한다 [10].

그림 1(b)와 같이 횡파(S)가 입사하여 횡파(SH)와 종파(P)로 반사하는 경우  $\theta_2 = \theta_0$ 가 되고, Snell 법칙은 식 (1)과 비슷하게 다음과 같다.

$$\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_0} = \frac{c_1}{c_2} = k \quad (5)$$

식 (5)로부터 반사각  $\theta_1$ 는 임계각  $\theta_c = \sin^{-1}(1/k)$ 보다 작을 경우에만 실수임을 알 수 있다.

반사된 종파와 횡파의 진폭은 각각 다음 관계식을 만족한다 [6].

$$A_1 = A_0 \frac{\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_2 - k^2 \cos^2 2\theta_2}{\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_2 + k^2 \cos^2 2\theta_2} \quad (6)$$

$$A_2 = A_0 \frac{2k \sin 2\theta_0 \cos 2\theta_2}{\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_2 + k^2 \cos^2 2\theta_2} \quad (7)$$

지금까지 논의 중에서 그림 1(b)와 같이 종파의 역할을 횡파로 바꾸고 각 파의 진폭을  $B$ 로 표시하면, 입사하는 횡파에 대하여 다음과 같은 식을 얻는다.

$$B_1 = -B_0 \frac{k \sin 4\theta_0}{\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_1 + k^2 \cos^2 2\theta_0} \quad (8)$$

$$B_2 = B_0 \frac{\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_1 - k^2 \cos^2 2\theta_0}{\sin 2\theta_0 \sin 2\theta_1 + k^2 \cos^2 2\theta_0} \quad (9)$$

입사각이 임계각보다 클 경우, 즉  $\theta_0 > \theta_c$ , 반사된 종파 ( $P$ )는 경계 표면을 따라 전파하면서 진폭은 깊이에 따라 지수함수적으로 감소하며, 반사된 횡파 ( $SV$ )도 지수함수적으로 감쇄해 나가면서 진행한다. 횡파 ( $SH$ )는 모드변환 없이 단지 위상만  $\pi$  만큼 바꾸면서 반사하므로 반사파의 진폭은 입사파의 진폭과 같게 된다.

경계 표면을 따라 발생하는 표면파 모드로서 Rayleigh파가 있다. Poisson 비  $\nu$ 를 사용하여  $\xi = c_2/c_1 = \sqrt{(1-2\nu)/(2-2\nu)}$ ,  $n = c_R/c_2$ 라 두면 표면파의 속도를 결정하는 Rayleigh 방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$n^6 - 8n^4 + 8(3 - 2\xi^2)n^2 + 16\xi^2 - 16 = 0 \quad (10)$$

이 Rayleigh 방정식을  $n$ 에 대하여 풀면 6 개의 근이 존재하고, 이 중 3 개 근의 실수부는 양수이다. Poisson 비의 특정한 값에 대하여 이 세 근들을 살펴보면  $\nu > 0.263$  에 대하여 이 중 두 근은 복소수가 되고 단지 한 개의 근만이 양의 실수가 된다. 변위 벡터  $\mathbf{u}$ 의  $x$  성분을 표면에 평행하게,  $z$  성분을 표면에 수직으로 취하여 Rayleigh 파의 전파식을 쓰면 다음과 같다.

$$u_x = k \left( e^{kz\sqrt{1-n^2\xi^2}} - \frac{2k^2\sqrt{(1-n^2\xi^2)(1-n^2)}e^{kz\sqrt{1-n^2}}}{2k^2 - k^2n^2} \right) \sin(-kx) \quad (11)$$

$$u_z = -k\sqrt{1-n^2\xi^2} \left( e^{kz\sqrt{1-n^2\xi^2}} - \frac{2k^2e^{kz\sqrt{1-n^2}}}{2k^2 - k^2n^2} \right) \cos(-kx) \quad (12)$$

Rayleigh파는 표면 위에서 전파하므로 진행거리에 따른 기하학적 감쇄가 종파나 횡파에 비하여 상대적으로 작다.

레이저 펄스가 조사될 때 발생하는 여러 모드의 파들 중에서 표면파가 표면변위에 가장 크게 영향을 미친다. 열탄성 영역에서 표면파의 변위는 다음과 같은 식으로 주어진다 [7].

$$u_z(\Theta, r, t) = -A Q \frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + 2\mu} \frac{ak}{\kappa} \frac{1}{8\pi c_2^2 r^2} \frac{\partial f}{\partial t} \quad (10)$$

용발 영역에서 표면파의 변위는

$$u_z(\Theta, z, t) = F_a \frac{\lambda + 2\mu}{\pi^2 \mu^2 r} \frac{\partial g}{\partial t} \quad (11)$$

로 계산되어진다.



### III. 수치계산 및 논의

그림 1의 재료시편은 알루미늄으로 구성되어 있는데, 알루미늄의 밀도( $\rho$ )는  $2.7 \times 10^3 \text{kgm}^{-3}$ , 선팽창계수( $\alpha$ )는  $2.31 \times 10^{-5} \text{K}^{-1}$ , 열확산도( $\kappa$ )는  $1.0 \times 10^{-4} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ , 열전도도( $k$ )는  $240 \text{Wm}^{-1} \text{K}^{-1}$ 로 주어지며 초음파의 종파( $c_l$ ) 속도는  $6400 \text{ms}^{-1}$ 이고, 시편에 조사되는 레이저의 출력밀도( $I_0$ )는  $2.0 \times 10^{10} \text{Wm}^{-2}$ , 펄스길이는  $20 \text{ns}$ 이다. 레이저의 출력이 그림 1(a)와 같은 사각파형의 시간분포를 갖고 시편의 한 점에 조사될 경우 시간에 대한 온도 분포는 그림 3(a)와 같이 계산된다. 시간  $t=0$ 에서 레이저가 시편에 에너지를 일정한 율로 조사하기 시작하면 시편의 온도는 시간에 따라 증가하고 깊이에 따라 열확산이 일어나고, 시간  $t=t_0$ 에서 펄스가 중단되면 온도는 시간에 따라 지수함수적으로 감소한다. 그림 1(b)와 같은 Gaussian 형태의 시간분포를 갖는 레이저 펄스가 한 점에 조사되는 경우 온도분포는 그림 3(b)와 같이 계산된다. 상기 두 가지의 펄스형태 보다 더 사실적인 펄스 형태는 시간과 공간분포가 모두 Gaussian인 경우로서 그림 1(b)의 시간분포와 그림 1(c)의 공간분포를 모두 포함하는 경우이다. 이 경우 시편의 표면에서 반경 방향의 거리와 시간에 따른 온도분포는 그림 3(c)와 같이 계산되고, 시편의 깊이와 시간에 따른 온도분포는 그림 3(d)와 같이 계산된다. 그림 4(a) ~ 3(e)는 시편의 종단면에서 시간이 지남에 따라 열에너지가 확산해가는 것을 보여주고 있다.

열탄성 영역에서 발생한 종파는 그림 5(a)와 같은 지향성을 갖고 진행하고, 횡파는 그림 5(b)와 같은 지향성을 갖고 진행한다. 열탄성 영역에서는 표면에 수직한 방향으로 진행하는 파가 거의 없으므로 이 점을 고려한 레이저 초음파 발생기와 레이저 검출기의 배열이 요구된다. 용발 영역에서 발생한 종파는 그림 6(a)와 같이 특정한 방향으로 지향성을 보이지 않고 전방위적인 특성을 갖고, 횡파는 그림 6(b)와 같이 약간의 지향성을 보이나 열탄성 영역에서 발생한 횡파에 비하여 지향성이 작다. 열탄성 영역에서 발생된 초음파는 방향지향성이 대단히 강하기 때문에 초음파 빔이 특정 방향에서 입사하는 경우에 유용한 반면, 용발 영역에서 발생된 초음파의 지향성은 시편 표면에 평행한 결함을 탐지하는데 더 유리함을 알 수 있다.

열탄성 영역에서 순수한 팽창력에 의하여 발생한 초음파의 진앙에서 파면은 그림 7(a)와 같이 계산되고, 순수한 팽창력에 더하여 작은 충격력이 표면에 수직으로 작용하는 경우를 고려한 파면은 그림 7(b)와 같이 계산되었다. 변위는 음수이고 이것은 재료가 충격 받는 표면쪽으로 당겨졌음을 의미한다. 용발 영역에서 시간에 대하여 계단함수와 같은 힘이 한 점에 수직으로 작용하는 경우 그림 8(a)와 같이 계산되고, Dirac 델타함수와 같은 힘이 작용하는 경우는 그림 8(b)와 같이 계산되었다. 그림 7(a)와 8(a)에서 변위의 급격한 변화가 최초로 일어나는 시간은 종파가 도달하는 시간에서 이며, 두 번째 변화는 횡파가 도달하는 시간이다.

Poisson 비  $\nu$  에 따른 Rayleigh 파의 변화를 살펴보면 그림 9과 같다 (그림 9에서 Poisson 비  $\nu$  를 0에서 0.5까지 변경). 그림 10는 진행방향에 평행한 표면파의 성분을 계산한 것이다. 먼저 변위의 진폭은 깊이가 깊어 질 수록 작아지고, 파장의 약 1/5 정도되는 깊이에서 변위의 진폭은 위상을 180도 바뀌게 되며, 이 위상변화가 일어난 뒤에 깊이에 따른 진폭은 약간 증가한 후 다시 감소한다. 그림 10은 표면에 수직인 변위 벡터 성분을 계산한 것이다. 깊이가 깊어질 수록 전체적인 변위의 진폭은 서서히 감소함을 보여주고 있으나 깊이가 약 -0.7 정도되는 곳에서 변위의 진폭은 표면 위로 약간 솟아오르며,  $u_z$ 의 진폭은  $u_x$ 의 진폭 보다 약 1.56배 정도 더 크다.  $u_x$ 와는 달리  $u_z$ 는 어떠한 깊이에서도 위상을 변화시키지 아니한다. 그림 12는 그림 10과 그림 11의 변위진폭을 규격화하여 진폭특성을 총괄적으로 보여주고 있다. 아래 쪽에 위치한 곡선이 표면에 평행한 변위  $u_x$ 이고, 위에 위치한 곡선이 표면에 수직인 변위  $u_z$ 이다. 그림 12에서 보여준 바와 같이  $u_x$ 는 깊이가 깊어질 수록 처음부터 감소 감소하다 위상이 180도 변화할 때까지 약간 증가한 후 다시 감소한다. 수직 성분  $u_z$ 도 처음에는 진폭이 약간 증가하다 감소하지만 위상변화는 보이지 않는다. 그림 13는 시간  $t=0$ 에서 표면파의 변위벡터를 계산한 것이다. 각 벡터는 입자의 운동에 대하여 수직성분과 수평성분을 벡터적으로 합한 것이다. 이 그림에서 다음과 같은 표면파 운동특성을 알 수 있다. 변위벡터의 수직성분은 초기에 깊이에 따라 약간 증가하다 감소하며, 변위의 평행한 성분은 파장의 약 1/5 정도되는 깊이에서 그 방향을 바꾼다. 이 그림은 전파방향에서 전체적인 파장을 보여 주고 있으며, 입자의 운동은 표면에서 반시계 방향의 타원운동임을 보여주고, 진폭의 약 1/5 보다 깊은 지대에서는 시계방향의 타원운동임을 보여준다. 이 타원들의 형상비는 깊이에 따라 약간 다르지만 주축은 항상 표면에 수직함을 보여준다. 그림 14(a) ~

(f)는 표면상의 특정한 점 ( $x=0$ )에서 Rayleigh 파의 변위를 깊이에 따라 시간의 함수로 계산한 것이다. 곡선의 최상부는 시간  $t=0$ 에 해당한다. 시간이 경과함에 따라 입자의 변위 벡터는 타원궤적을 그리는데 표면에서부터 깊이가 파장의 약 1/5인 지점까지는 반시계방향으로 움직이며, 그 보다 깊은 지역에서는 시계방향으로 움직인다. 형상비는 깊이에 따라 바뀌나 타원의 주축은 언제나 표면에 수직이다. 표면에서 형상비는 약 1.5이다.

그림 15는 열탄성영역에서 접선방향 작용력에 의한 수직변위를 계산한 결과이고 그림 16은 수직방향 작용력에 의한 수직변위를 계산한 결과이다. 원거리장에서 극초단 레이저 펄스가 한 점에 조사되었을 경우 Rayleigh파의 수직변위는 그림 17과 같이 계산된다.

현재 비파괴 검사 작업현장에서 적용하고 있는 압전장치나 EMAT에 대하여 레이저 초음파 발생 및 검출방법은 기술적으로 많은 장점이 있으나, 실제 산업현장에 레이저 초음파기술을 적용함에 있어서 압전장치와 비교하여 다음과 같은 장애요소가 있다. 즉 레이저 장치를 사용하기 때문에 장치 투자비용과 운전비용이 많이 소요된다는 문제를 가지고 있으며, 비록 대단히 작은 발진부위와 측정부위 만으로 레이저 초음파 비파괴 검사작업을 수행할 수 있으나 레이저 자체 특성과 크기 때문에 제한구역 안에서 진동이 없고, 미세분진이 없는 청정구역에서 온도를 제어할 수 있는 추가 설치공간이 필요하다는 문제가 있고, 열탄성 영역에서 레이저 초음파로 발생시킨 변위는 상대적으로 작다는 점과 레이저 초음파 검출에 있어서 레이저 간섭계는 기존의 압전장치에 비하여 현장 적용시 감도가 많이 떨어진다는 결점이 있다. 레이저 초음파 비파괴 검사 분야에서 이러한 문제점들을 개선하기 위한 지속적인 연구가 요구된다.

## 참고문헌

- [1] John F. Ready, *Industrial Applications of Lasers*, 2nd ed., (Academic Press, San Diego, 1996)
- [2] T. T. Wu, J. Fang and P. I. Liu, *J. of Acoust. Soc. Am.* **97**, 1678 (1995)
- [3] J. D. Aussel and J. P. Monchalim, *Ultrasonics*, **27**, 165 (1989)
- [4] J. P. Monchalin and R. Heon, *Mat. Evalu.* **44**, 1231 (1986)
- [5] C. B. Scruby and L. E. Drain, *Laser Ultrasonics: Techniques and Applications* (Adam Hilger, Bristol, 1990)
- [6] Philip M. Morse and Herman Feshbach, *Methods of Theoretical Physics*, Part I & II, (McGraw-Hill, New York, 1953)
- [7] R. L. F. Rose, *J. Acoust. Soc. Am.* **75** 723, (1984)
- [8] J. D. Aussel, A. Le Brun and J. C. Baboux, *Ultrasonics*, **26**, 245 (1988)
- [9] J. D. Achenbach, *Wave Propagation in Elastic Solids*, (North-Holland, Amsterdam, 1973)
- [10] G. F. Miler and H. Pursey, *Proc. R. Soc. A* **223**, 521 (1954)



## 그림

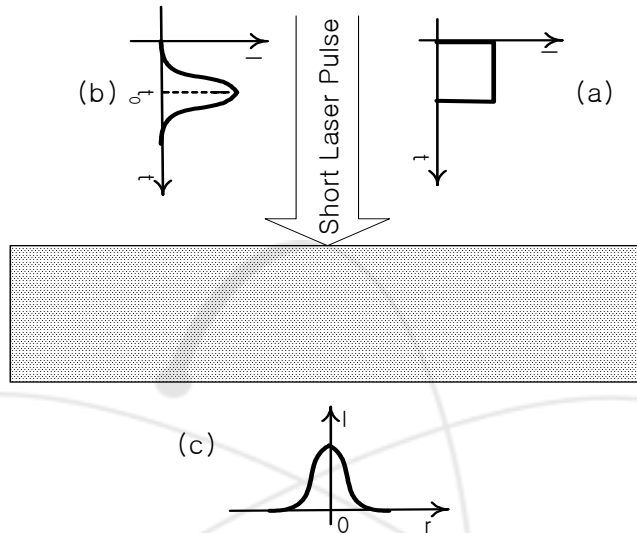


그림 1. 레이저 빔 조사에 의한 초음파 발생 개략도. (a) 레이저 펄스가 시간에 대하여 사각 파형을 갖고 재료에 입사, (b) 레이저 펄스가 시간에 대하여 Gaussian 형태로 입사, (c) 레이저 펄스가 빔 반경방향으로 Gaussian 형태를 갖는 경우.

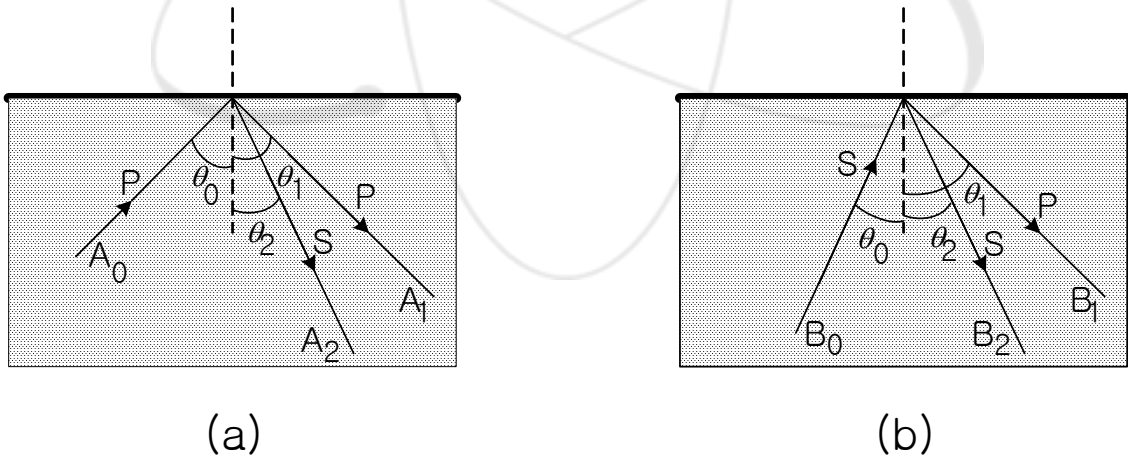


그림 2. 시편 내부를 전파해 나가는 초음파가 경계면에서 반사를 설명하는 개략도. (a) 진폭  $A_0$ 를 갖는 종파 ( $P$ )가 입사각  $\theta_0$ 로 입사하여 반사하는 경우. 반사에 의하여 모드 변환된 횡파 ( $S$ )는 진폭  $A_2$ 를 갖고 반사각  $\theta_2$ 로 반사되며, 반사된 종파는 진폭  $A_1$ 을 갖고 반사각  $\theta_1 = \theta_0$ 으로 반사된다. (b) 진폭  $B_0$ 를 갖는 횡파 ( $S$ )가 입사각  $\theta_0$ 로 입사하여 반사하는 경우. 반사에 의하여 모드 변환된 종파 ( $P$ )는 진폭  $B_1$ 를 갖고 반사각  $\theta_1$ 로 반사되며, 반사된 종파는 진폭  $B_2$ 을 갖고 반사각  $\theta_2 = \theta_0$ 으로 반사된다.

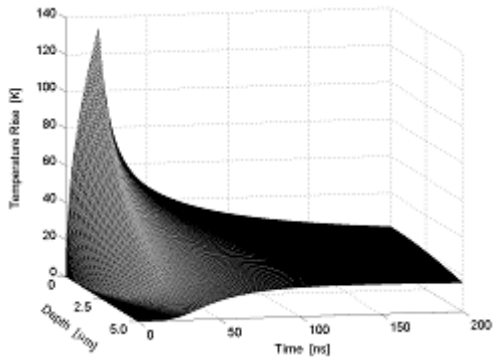


그림 3(a) 그림 1(a)와 같은 레이저펄스가 시편표면에 조사될 경우 시편의 깊이와 시간에 따른 온도의 변화.

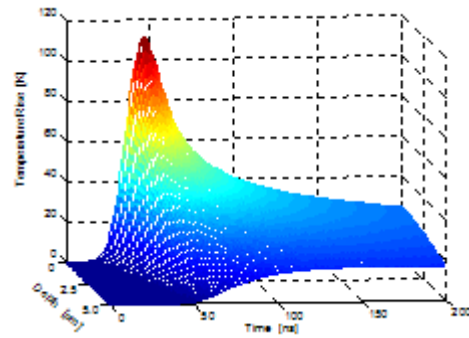


그림 3(b) 그림 1(b)와 같은 레이저펄스가 시편표면에 조사될 경우 시편의 깊이와 시간에 따른 온도의 변화.

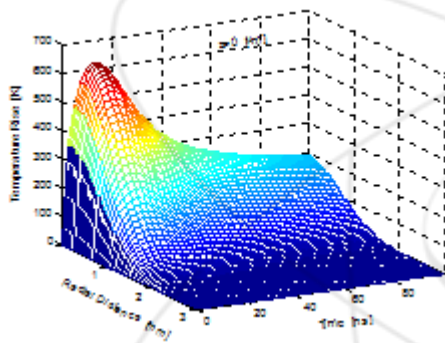


그림 3(c) 그림 1(b)(c)의 레이저펄스가 시편표면에 조사될 경우 시편의 표면에서 반경방향 거리와 시간에 따른 온도의 변화.

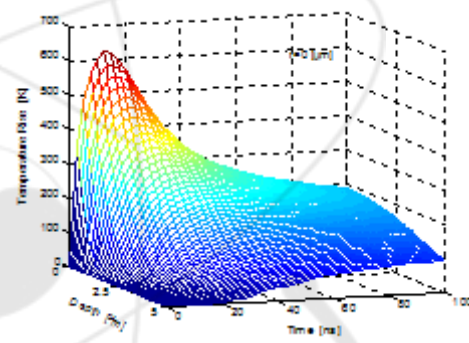


그림 3(b) 그림 1(b)(c)의 레이저펄스가 시편표면에 조사될 경우 시편의 중심에서 깊이와 시간에 따른 온도의 변화.

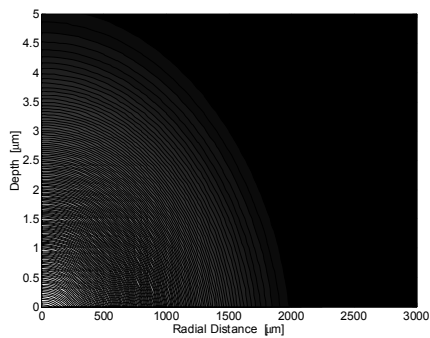


그림 4(a) 시간  $t=10$  ns에서 종단면 상의 온도의 분포.

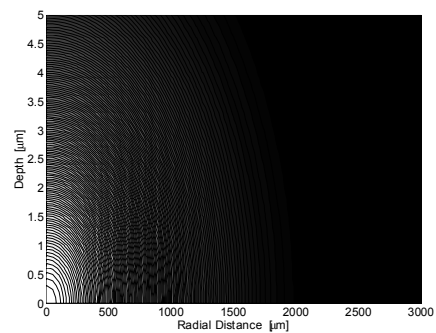


그림 4(b) 시간  $t=20$  ns에서 종단면 상의 온도의 분포.

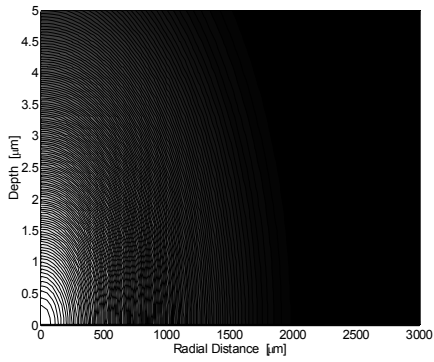


그림 4(c) 시간  $t=30$  ns에서 종단면 상의 온도의 분포.

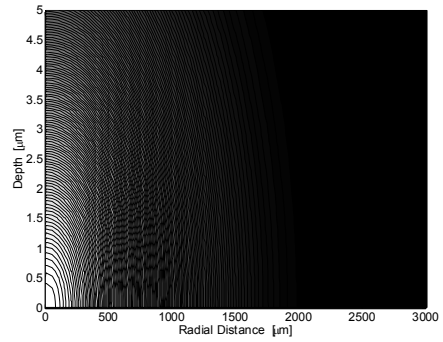


그림 4(d) 시간  $t=40$  ns에서 종단면 상의 온도의 분포.

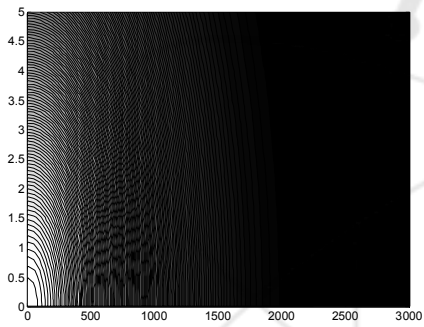


그림 4(e) 시간  $t=50$  ns에서 종단면 상의 온도의 분포.

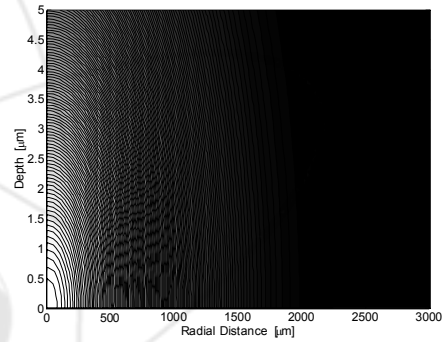


그림 4(f) 시간  $t=100$  ns에서 종단면 상의 온도의 분포.

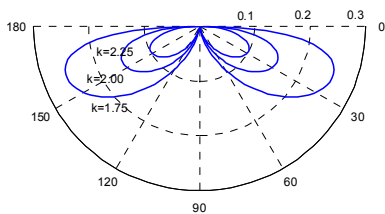


그림 5(a) 열탄성 영역에서 발생한 초음파 종파의 지향성.

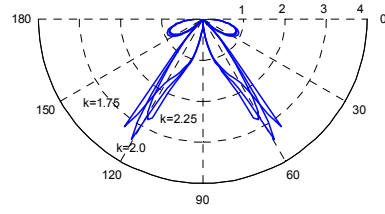


그림 5(b) 열탄성 영역에서 발생한 초음파 횡파의 지향성.

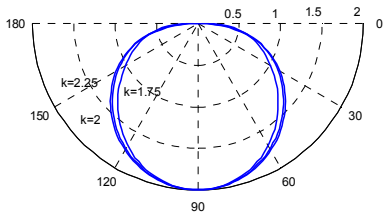


그림 6(a) 용발 영역에서 발생한 초음파 종파의 지향성.

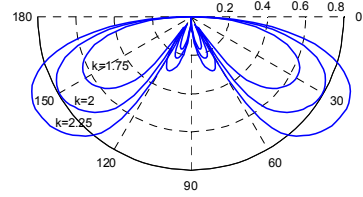


그림 6(b) 용발 영역에서 발생한 초음파 횡파의 지향성.

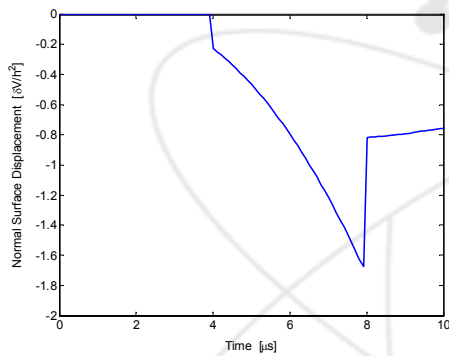


그림 7(a) 열탄성 영역에서 팽창력에 의하여 발생한 초음파의 진앙에서의 파면형태.

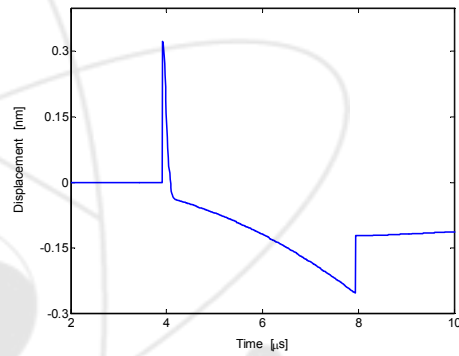


그림 7(b) 열탄성 영역에서 팽창력과 수직으로 작용하는 충격력에 의하여 발생한 초음파의 진앙에서의 파면형태.

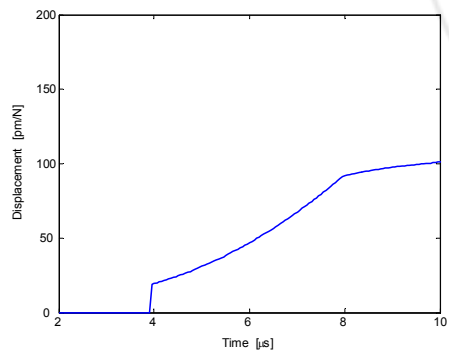


그림 8(a) 용발 영역에서 계단함수형태의 충격파에 의하여 발생한 초음파의 진앙에서의 파면형태.

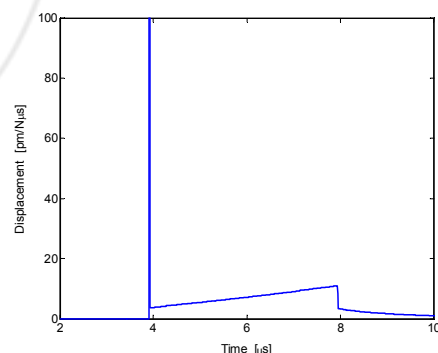


그림 8(b) 용발 영역에서 델타함수형태의 충격파에 의하여 발생한 초음파의 진앙에서의 파면형태.

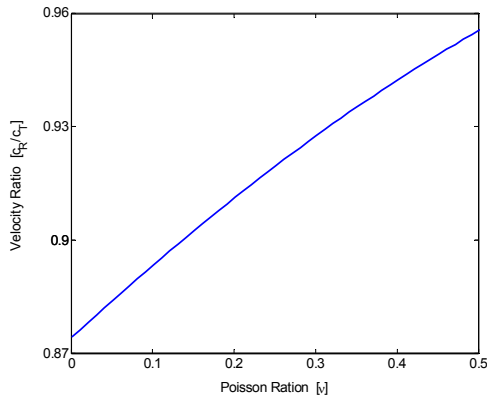


그림 9. Poisson 비에 따른 Rayleigh 표면파 속도.

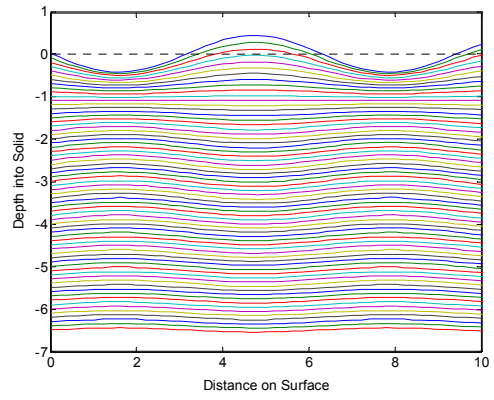


그림 10. 깊이에 따른 표면에 수평 방향으로 발생한 입자의 변위.

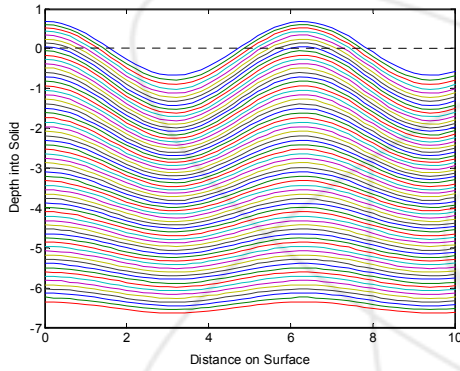


그림 11. 깊이에 따른 표면에 수평 방향으로 발생한 입자의 변위.

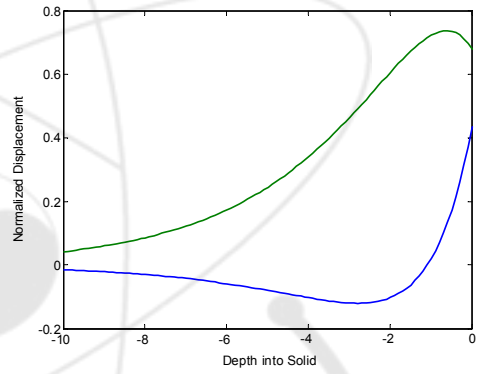


그림 12. 깊이에 따른 수직(실선) 및 수평(점선) 방향으로 발생한 규격화된 변위.

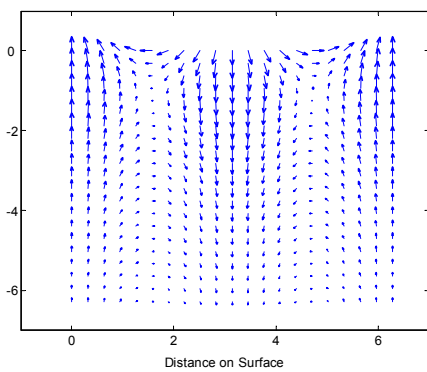


그림 13. Rayleigh파 변위의 벡터 장 표현.

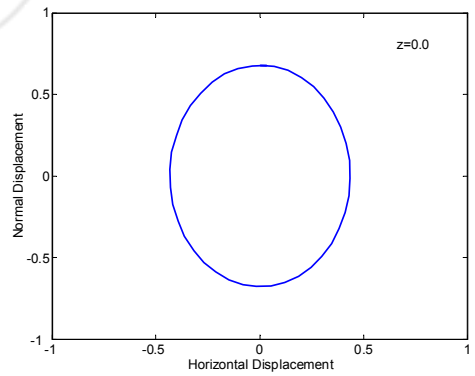


그림 14(a). 표면 z=0에서 입자 변위.

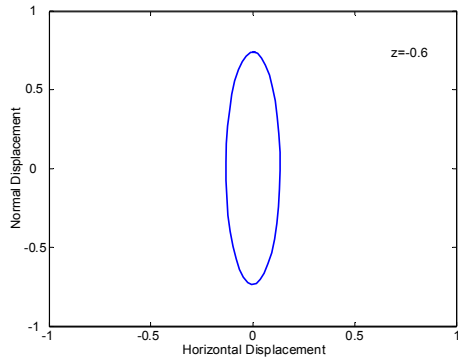


그림 14(b). 표면으로부터  $z=0.6$ 에서 입자의 변위.

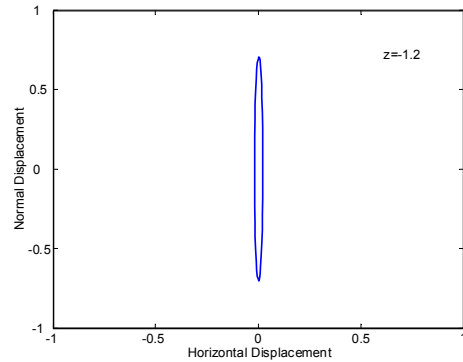


그림 14(c). 표면으로부터  $z=0.6$ 에서 입자의 변위.

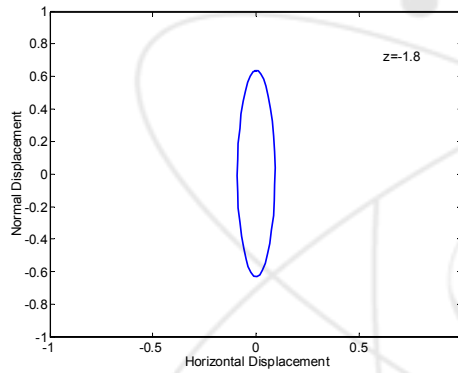


그림 14(d). 표면으로부터  $z=1.8$ 에서 입자의 변위.

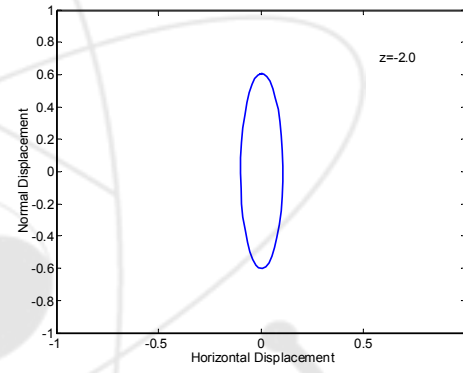


그림 14(e). 표면으로부터  $z=2.0$ 에서 입자의 변위.

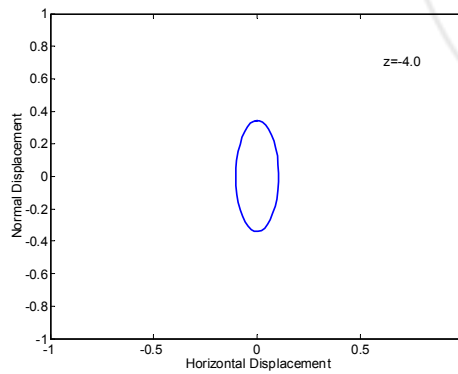


그림 14(f). 표면으로부터  $z=4.0$ 에서 입자의 변위.

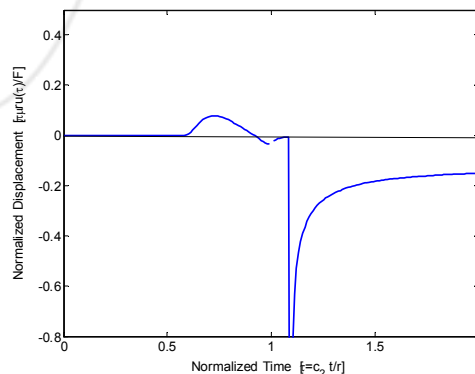
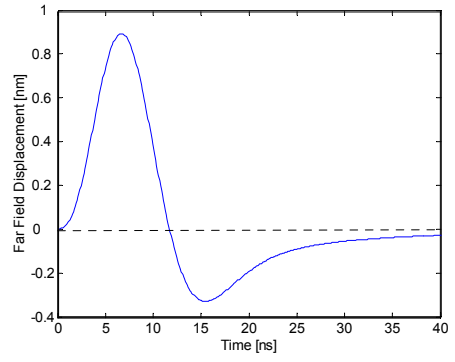
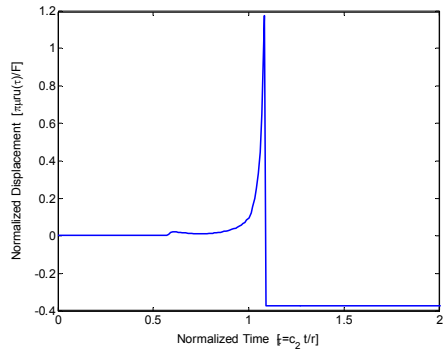


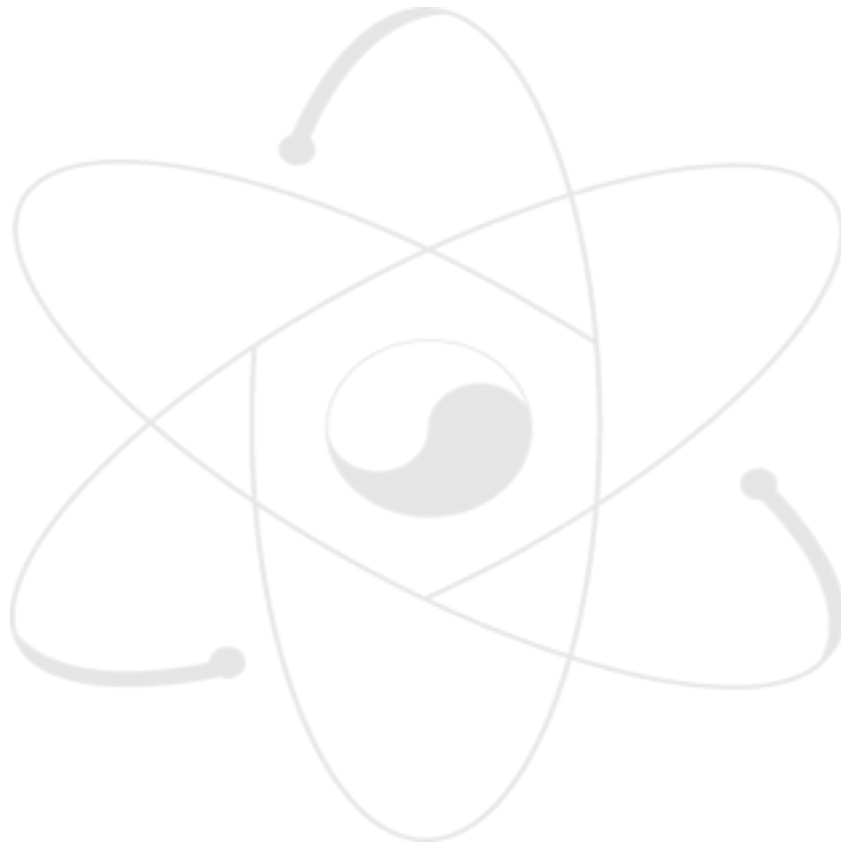
그림 15. 표면에 수평한 충격력에 의하여 발생된 규격화된 변위.

그림 16. 표면에 수직인 충격력에 의하여

그림 17. 원격 장에서 Rayleigh파의 변위.



발생된 규격화된 변위.



## 부 록

# Heat Wave Propagation in a Thin Film Irradiated by Ultra-short Laser Pulses

Jaegwon Yoo, Cheoljung Kim and C. H. Lim  
Korea Atomic Energy Research Institute  
Daejeon 305-353 Korea

### Abstract

A thermal wave solution of a hyperbolic heat conduction equation in a thin film is developed on the basis of the Green's function formalism. Numerical computations are carried out to investigate the temperature response and the propagation of the thermal wave inside a thin film due to a heat pulse generated by ultra-short laser pulses with various laser pulse durations and thickness of the film.

### I. Introduction

Recently developed laser technologies enable one to operate lasers in the short-pulse mode down to femtosecond region by making use of the second harmonic generation in nonlinear photonic crystals. The time-resolved spectroscopy with the femtosecond lasers has played an important role in the study of the phase transition of condensed matter physics. Because of the high intensity and excellent monochromaticity of lasers, the high-power laser technologies have made it possible to devise many kinds of excellent energy sources for processing materials, such as laser marking, welding and cutting, and the inertial confinement fusion research [1]. Also, short-pulsed lasers have been employed as a means for generating ultrasonic transients within solids, where the laser-based ultrasonic sources can produce wide bandwidth waves and waveforms with several desirable characteristics in the non-destructive evaluation (NDE) [2]. Elastic waves can be generated via several mechanisms, including thermoelastic expansion at low incident laser powers, ablation of material at higher powers, and the evaporation of materials coated on the surface. Among these, thermoelastic expansion is the most desirable since any potential damage to an irradiated surface is minimized. These fields demand the knowledge of the physical processes dealing with very large thermal gradients or an ultra-high heating speed at the boundaries where the classical Fourier's diffusion model is no longer valid.



As a laser pulse is absorbed at the surface of a material, a thermal disturbance in the medium forms a temperature distribution yielding a heat flux which is proportional to the temperature gradient. Combining this heat flux equation and the energy conservation law, we can obtain an inhomogeneous diffusion equation that is quite accurate for most classical heat conduction phenomena. The classical heat conduction equation predicts that heat propagates at an infinite speed. As such instantaneous propagation of heat is impossible, the diffusion equation is legitimate only after a sufficiently long time has elapsed [3]. For situations involving a nonequilibrium thermodynamic transition, such as very short times, extreme thermal gradients, or temperatures near absolute zero, one must take into consideration the lagging response in time between the heat flux and the temperature gradient. The partial differential equation which includes the dynamic response of the relaxation effects turns out to be a hyperbolic equation for describing the thermal wave propagation as well as the thermal diffusion [3,4,5].

It does not seem possible to obtain the temperature response solution analytically from the Green's function formalism because of a sum of oscillating terms included in the integral kernel. In this paper, we discuss the thermal wave generation in solids by an actual laser-pulse. We develop a thermal wave solution of the hyperbolic heat conduction equation in a finite medium on the basis of the Green's function formalism. We carry out numerical computations to investigate the temperature response and the propagation of the thermal wave due to a heat pulse generated by a laser pulse with various laser pulse durations, thicknesses of the medium, and energy absorption depth.

## II. Hyperbolic Heat Conduction Equation

We consider a finite slab-type target that is composed of a medium with constant thermal properties and insulated boundaries. From time  $t=0$  the medium is irradiated by a laser pulse depositing heat with the power density varying as the function  $Q(x, t)$  on its front surface. The coordinate system and the geometry for the laser beam at the solid surface are shown in Fig. 1. The propagation of thermal energy is determined by the following hyperbolic heat conduction equation

$$\nabla^2 T(x, t) + \frac{1}{k} \left( Q(x, t) + \tau \frac{\partial Q(x, t)}{\partial t} \right) = \frac{1}{\kappa} \left( \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} + \tau \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial t^2} \right), \quad (1)$$

where  $k$ ,  $\kappa$ ,  $\tau$  are thermal conductivity, thermal diffusivity, and relaxation time of the medium. Equation (1) differs from the diffusion equation in that a wave term represented by  $\frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial t^2}$  is included. Thus, the thermal wave propagates with a finite speed  $c = \sqrt{\kappa/\tau}$  due to the lagging response of the thermodynamic transition

in nonequilibrium. For insulated material, the boundary conditions on the surface (S) of the medium are

$$\mathbf{n} \cdot \nabla T(\mathbf{x}, t) = 0 \quad \text{for } \mathbf{x} \in S, \quad (2)$$

and the initial conditions are

$$T(\mathbf{x}, 0) = T_0 \quad \text{and} \quad \frac{\partial T(\mathbf{x}, 0)}{\partial t} = 0, \quad (3)$$

where  $\mathbf{n}$  denotes a unit vector normal to the boundary surface S

A suitable expression for the heat deposition over a circular area due to a laser beam is

$$Q(\mathbf{x}, t) = E(1-R)\Gamma e^{-\Gamma x_3} f(t)g(r), \quad (4)$$

where  $E$  is the energy of the laser pulse,  $R$  is the surface reflectivity,  $\Gamma$  is the penetration depth. If the energy is completely absorbed at the surface ( $\Gamma \rightarrow \infty$ ), we can set  $\Gamma e^{-\Gamma z} = \delta(z)$ . Here  $f(t)$  is the spatial and temporal distribution of the laser pulse that can be written as

$$f(t) = \frac{t}{t_p} e^{-t/t_p}, \quad (5)$$

where  $t_p$  is the rise time of the laser pulse.

For convenience in the subsequent analysis, we rewrite the hyperbolic equation in a dimensionless form by introducing the following parameters,

$$\eta = \frac{z}{2\sqrt{\kappa\tau}}, \quad \eta_L = \frac{L}{2\sqrt{\kappa\tau}}, \quad \xi = \frac{t}{2\tau}, \quad \xi_p = \frac{t_p}{2\tau}, \quad \gamma = 2\sqrt{\kappa\tau}\Gamma. \quad (6)$$

Then we read the heat deposition and the temperature difference in dimensionless forms,

$$q(\eta, \xi) = \gamma e^{-\gamma\eta} f(\xi), \quad (7)$$

and

$$\Theta = \frac{k\sqrt{\tau}}{E(1-R)\sqrt{\kappa}} (T(\mathbf{x}, t) - T_0). \quad (8)$$

Substituting Eq.(6), (7) and (8) into Eq. (1) we read the dimensionless hyperbolic equation as follows

$$\frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + 2 \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \eta^2} + s(\eta, \xi), \quad (9)$$

where  $s(\eta, \xi)$  is a dimensionless heat source which is the second term in the left-hand side of Eq. (1)

$$s(\eta, \xi) = \frac{\gamma e^{-\gamma \eta}}{\xi_p^2} \left[ \xi \left( 1 - \frac{1}{2\xi_p} \right) + \frac{1}{2} \right] e^{-\xi/\xi_p}. \quad (10)$$

We solve Eq. (9) by making use of the Green's method for an impulse-type point source that enables one to obtain the solution from a superposition of the actual source term

$$\Theta(\eta, \xi) = \int_V \int_0^\xi G(\eta, \xi; \eta', \xi') s(\eta', \xi') d\xi' d\eta', \quad (11)$$

where  $G(\eta, \xi; \eta', \xi')$  is the Green's function of the problem, which satisfies the following equation

$$\frac{\partial G(\eta, \xi; \eta', \xi')}{\partial \eta} = 0 \quad \text{for } \eta \in S \quad (12)$$

with the boundary and initial conditions

$$\frac{\partial G(\eta, \xi; \eta', \xi')}{\partial \xi} = G(\eta, \xi; \eta', \xi') = 0 \quad \text{at } \xi = 0. \quad (13)$$

The Green's function for the hyperbolic equation can be constructed by exploiting the finite integral transform technique or eigenfunction expansion method [5,6], such as

$$G(\eta, \xi; \eta', \xi') = \frac{e^{-(\xi-\xi')}}{\eta_L} \left[ \sinh(\xi-\xi') + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin \beta_m (\xi-\xi')}{\beta_m} \cos(\lambda_m \eta) \cos(\lambda_m \eta') \right], \quad (14)$$

where  $\lambda_m = m\pi/\eta_L$ , and  $\beta_m = \sqrt{\lambda_m^2 - 1}$ . Since the substitution of Eqs. (14) and (10) into Eq. (11) results in a complicated integral of exponential functions with oscillating terms, it does not seem possible to find any analytic solution in a closed form. In performing numerical computations, the infinite series of the oscillating terms must be handled with a great care to reduce the numeric errors and to enhance the computational efficiency.

### III. Numerical Results and Discussion

Substituting Eqs. (14) and (10) into Eq. (11) turns out to be a complicated integral of oscillating terms that does not return the final result in any analytic expression. We write a series of computer codes [7,8] for computing the numerical integration of Eq. (11) which demands lots of CPU times. We performed the numerical calculation for a thin aluminum film that has thermal diffusivity  $\kappa = 1.0 \times 10^{-4} m^2/s$  and relaxation time  $\tau = 2.5 \times 10^{-11} s$ . With these data the thermal wave speed in the aluminum film is calculated as  $c = \sqrt{\kappa/\tau} = 2000 m/s$ . The normalized length unit  $\eta$  and time unit  $\xi$  are equivalent to  $0.1 \mu m$  and  $50 ps$ , respectively. The penetration length  $\Gamma$  and the reflectance  $R$  of the radiation field on the conductor can be estimated from the classical theory of skin depth  $\sqrt{2/\omega\mu\sigma}$ , where  $\omega$ ,  $\mu$ , and  $\sigma$  are the angular frequency of the electromagnetic wave, the permeability, and the conductance of the metal, respectively.

We present our numerical results in Figs. 2 ~8. Notice that the temperatures at the irradiation spot are the same in Figs. 2 ~4 while those are different in Figs. 5 ~8 since the laser power densities are different as we used various laser pulse duration times and material penetration depths. Thus we mean the temperature as the normalized scale of the temperatures in discussing our numerical results hereafter.

For the fixed penetration length  $\Gamma = 0.01 \mu m$  and laser pulse duration time  $t_p = 20 ps$ , the temperature profiles in Fig. 2, 3 and 4 are calculated with different film thicknesses  $L = 0.1 \mu m$ ,  $0.2 \mu m$  and  $0.3 \mu m$ . Figure 2 clearly shows that a pulse-type thermal wave is formed inside the film and the wave is reflected at the ends a few times until the thermal energy is diffused out. Figure 4 which is the case of 3 times thicker than that of Fig. 3 shows that the thermal wave fades out right after reflecting at the other side of the film. The speed of the thermal wave can easily be calculated by measuring the time interval between peak-to-peak temperature at either end of the film which is the twice of the time traveled the distance  $L$ .

For the fixed penetration length  $\Gamma=0.01\mu m$  and thickness  $L=0.1\mu m$ , the temperature profiles in Fig. 2, 5 and 6 are calculated with different pulse duration times  $t_p=20ps$ ,  $10ps$ , and  $50ps$ . Figure 5 clearly shows that the temporal and spatial profiles of the thermal wave are sharper than those of Fig. 2 and much sharper than those of Fig. 6. Since the time to reach the other side of the film is almost equal to the laser pulse duration time in the case of Fig. 6, the propagating and the reflected thermal waves crosses around the center of the film where two thermal energies are added up.

For the fixed thickness  $L=0.1\mu m$  and pulse duration time  $t_p=20ps$ , the temperature profiles in Fig. 2, 7 and 8 are calculated with different penetration lengths  $\Gamma=0.01\mu m$ ,  $0.002\mu m$ , and  $0.05\mu m$ . Figure 7 clearly shows that the temporal and spatial profiles of the thermal wave are sharper than those of Fig. 2 and much sharper than those of Fig. 8. Thus, we can generate sharper thermal wave profiles by making use of shorter laser pulses and the shorter penetration length by adopting high-frequency lasers.

In this paper we considered 1+1 dimensional model of the heat propagation in the metallic medium initiated by the irradiation of ultra-short laser pulses. To account for the short pulse relaxation time we included the second order derivative of the temperature with respect to time into the classical heat diffusion equation and obtained the 1+1 dimensional the heat wave equation whose solution is equivalent to the plane wave solution in 3+1 dimensions. Since the shorter relaxation time yields the faster heat propagation speed, the temperature diffuses much quicker in the metal than in the insulator. This model can be utilized to determine the thermal relaxation time experimentally by measuring the time interval between peak-to-peak temperature on the surface. However, further theoretical and numerical investigations are planned to deal with the 3-dimensional heat wave equation with appropriate boundary conditions for more realistic model for the heat wave propagation in the medium..

### Acknowledgements

This work was supported by the Ministry of Science and Technology under Nuclear Long- and Mid-term R&D program.

### References

- [1] Msahiro Nakatsuka, Hidetsugu Yoshida, Yasushi Fujimoto, Kana Fujioka and Hisanori Fujita, J. Korean Phys. Soc. **43**, 607 (2003).
- [2] C. B. Scruby and L. E. Drain, *Laser Ultrasonics: Techniques and Applications*

(Adam Hilger, Bristol, 1990).

[3] D. D. Joseph and L. Preziosi, Rev. Mod. Phys. **61**, 41 (1989); **62**, 375 (1990); M. N. Ozisik and D. Y. Tzou, ASME J. Heat Transfer **116**, 526 (1994); J. I. Frankel, Brian Vick and M. N. Ozisik, J. Appl. Phys. **58**, 3340 (1985); D. W. Tang and M. Araki, Heat Mass Transfer **31**, 359 (1996)..

[4] Ali Vedavarz, Sunil Kumar and M. Karim Moallemi, J. Heat Transfer **116**, 221 (1994); Terry Sanderson, Charles Ume and Jacek Jarzynski, Ultrasonics **33**, 415 (1995).

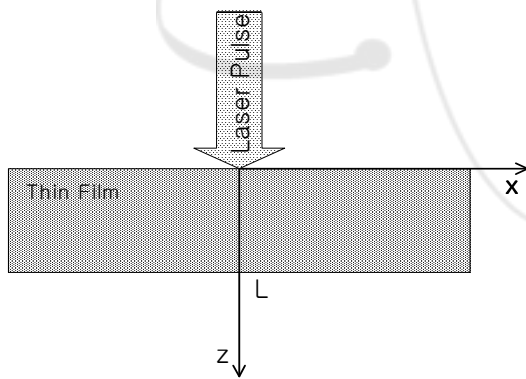
[5] M. N. Ozisik and Brian Vick, Int. J. Heat Mass Transfer **27**, 1845 (1984).

[6] Philip M. Morse and Herman Feshbach, *Methods of Theoretical Physics*, Part I and II, (McGraw-Hill, New York, 1953).

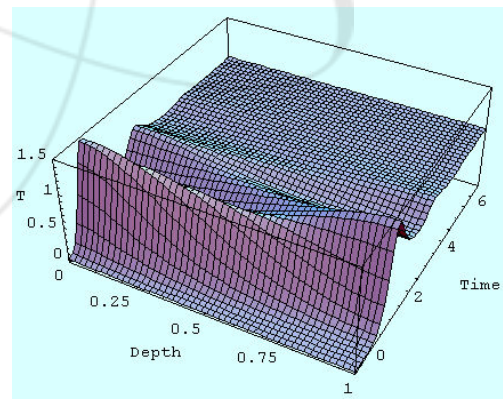
[7] M. Abramowitz and I. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions* (Dover, New York, 1972).

[8] William H. Press, Saul A. Teukolsky, William T. Vetterling and Brian P. Flannery, *Numerical Recipes in C*, 2nd Ed. (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1992).

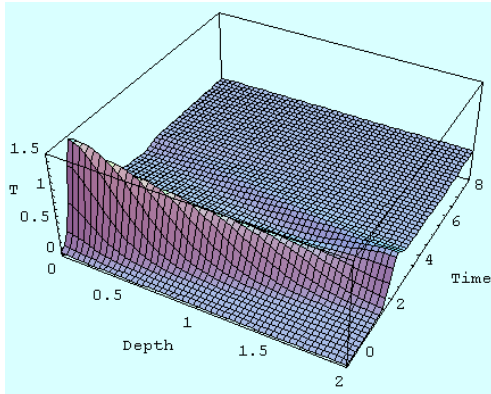
## Figures



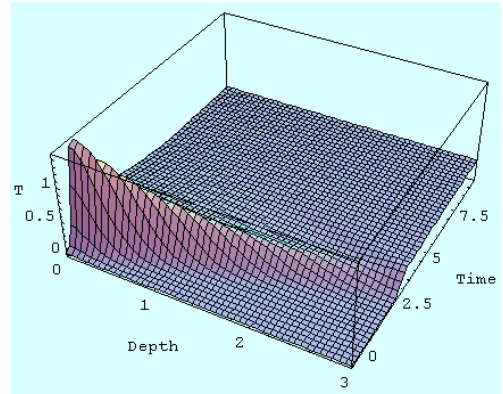
**Figure 1.** Schematics of short-pulse laser heating system.



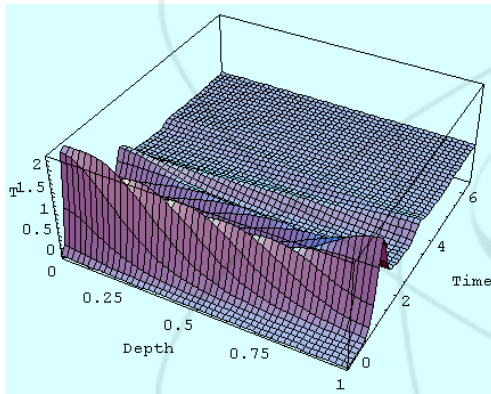
**Figure 2.** Temperature profile in a film with  $\eta_L=1$ ,  $\Delta\eta=0.1$ , and  $\xi_p=0.4$ .



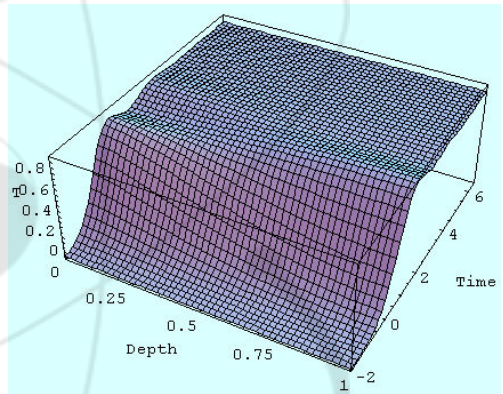
**Figure 3.** Temperature profile in a film with  $n_L=2$ ,  $\Delta n=0.1$ , and  $\xi_p=0.4$ .



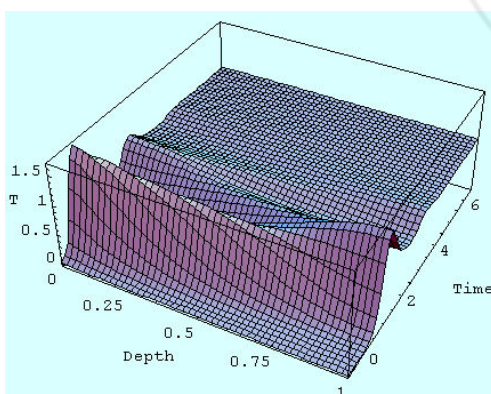
**Figure 4.** Temperature profile in a film with  $n_L=3$ ,  $\Delta n=0.1$ , and  $\xi_p=0.4$ .



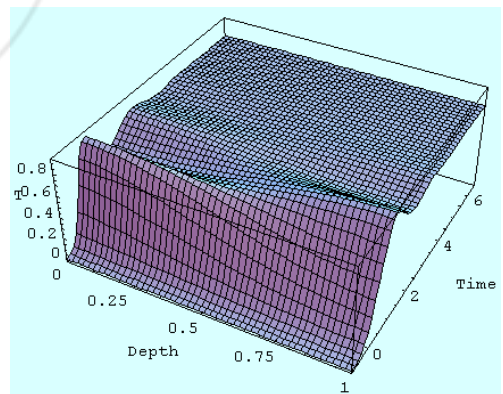
**Figure 5.** Temperature profile in a film with  $n_L=1$ ,  $\Delta n=0.1$ , and  $\xi_p=0.2$ .



**Figure 6.** Temperature profile in a film with  $n_L=1$ ,  $\Delta n=0.1$ , and  $\xi_p=1.0$ .



**Figure 7.** Temperature profile in a film with  $n_L=1$ ,  $\Delta n=0.02$ , and  $\xi_p=0.4$ .



**Figure 8.** Temperature profile in a film with  $n_L=1$ ,  $\Delta n=0.5$ , and  $\xi_p=0.4$ .

서 지 정 보 양 식

서 지 정 보 양 식							
<b>수행기관보고서번호</b>		위탁기관보고서번호		표준보고서번호		INIS 주제코드	
KAERI/TR-2818/2004							
제목 / 부제		레이저 초음파발생 이론연구					
연구책임자 및 부서명 (AR,TR 등의 경우 주저자)		유재권 (양자광학기술개발부)					
연구자 및 부서명		김철중 (미래원자력기술개발단), 임창환 (양자광학기술개발부)					
출판지	대전	발행기관	한국원자력연구소	발행년	2004		
페이지	27 p.	도표	있음( O ), 없음( )	크기	A4		
참고사항							
공개여부	공개( O ), 비공개( )			보고서종류	기술보고서		
비밀여부	대외비( ), -- 급비밀						
연구위탁기관				계약번호			
초록 (15-20줄내외)		<p>레이저 초음파 비파괴검사 기술에서 재료에 레이저를 조사하여 초음파를 발생 시키고 그 신호를 검출하는데 필요한 이론적인 논의를 하였으며, 이 이론에 기초하여 구체적인 수치계산결과를 제시하였다. 여러 가지 레이저 펄스의 형태에 의한 재료 내부에서의 온도분포를 위치와 시간에 따라 계산하였고, 레이저출력에 따른 열탄성 영역과 용발 영역에서의 레이저 초음파의 전파특성과 재료표면의 변위를 계산하였다. Rayleigh 방정식의 해로부터 재료의 요소들이 형성하는 표면운동을 해석하였고, 표면파의 속도를 계산하였고, 레이저로 발생시킨 Rayleigh 표면파의 전파특성과 재료표면의 변위를 계산하고 특성을 논의 하였다. 극초단 레이저가 재료에 조사될 때 형성되는 열파에 대한 논의를 부록에 포함시켰다.</p>					
주제명키워드 (10단어내외)		레이저, 초음파, 레이저-초음파, Rayleigh 파					



## BIBLIOGRAPHIC INFORMATION SHEET

<b>Performing Org. Report No.</b>	<b>Sponsoring Org. Report No.</b>	<b>Standard Report No.</b>	<b>INIS Subject Code</b>
KAERI/TR-2818/2004			
<b>Title / Subtitle</b>	Theoretical Study of Laser-Ultrasonic Wave Generation		
<b>Project Manager and Department (or Main Author)</b>	Jaegwon Yoo (Laboratory of Quantum Optics)		
<b>Researcher and Department</b>	Cheoljung Kim ("), C. H. Lim (")		
<b>Publication Place</b>	Daejon	<b>Publisher</b>	KAERI
			<b>Publication Date</b>
			2004
<b>Page</b>	27 p.	<b>Ill. &amp; Tab.</b>	Yes( O ), No ( )
			<b>Size</b>
			A4
<b>Note</b>			
<b>Open</b>	Open( O ), Closed( )		<b>Report Type</b> Technical Reoprt
<b>Classified</b>	Restricted( ), ___Class Document		
<b>Sponsoring Org.</b>			<b>Contract No.</b>
<b>Abstract (15-20 Lines)</b>			
<p>We discuss the theories in the generation and detection of laser-ultrasonics and present the results obtained from the numerical calculations based on the theories. We carry out the computation of the spatial and temporal distributions of the temperature inside the material. Calculating the displacement of the surface at the epicenter, we make discussions on the characteristics of the ultrasonic wave propagation in the thermoelatic and ablation regions. The speed and the surface motion of the material element are investigated from the solution of the Rayleigh equation. We present the results obtained from the numerical computations based on the theories. The Rayleigh waves generated by the irradiation of the pulsed laser beam in the thermoelastic region and the ablation region are discussed. Also the discussions on the heat wave propagation caused by irradiations of the ultra-short laser pulses are included in the appendix.</p>			
<b>Subject Keywords (About 10 words)</b>		Laser, Ultrasonics, Laser-ultrasonics, Rayleigh wave	