レーザー誘起熱波によるアルミニウムブロック内部の 円筒型空洞の画像

谷山 哲哉*

(1996年3月25日 受理)

Images of Cylindrical Hole Subsurface Aluminum Block by Laser-Induced Thermal Wave

Tetsuya TANIYAMA*

(Received March 25, 1996)

Thermal wave is produced at the surface of an aluminum block by irradiating intensity modulated CO₂ gas laser. A cylindrical hollow created inside the block can be observed as an image from intensity or phase difference of the thermal wave scattered from the hollow and detected with a PZT placed at the back of the block. The modulation frequency of the laser is 4.16kHz and its power is 10W in the present work. This paper describes the special distribution as well as scattering mechanisms of the thermal wave in comparison of the experimentally obtained image with mathematical calculations.

Key Words: Thermal wave, Images, CO₂ laser

1. まえがき

炭酸ガスレーザー光を集光し、パワー密度を高めてアルミニウムブロックの表面に断続的に照射すると、焦点の部分に熱波が発生する。この熱波はブロック内を伝搬し、内部に設けた円筒型の空洞によって散乱される。レーザー光の焦点の位置を変えながら、それぞれの位置における散乱波の強度をPZT圧電素子で電気信号として検出し、電気信号の強度と位相差をレーザー

光の照射位置に対して表示すると、円筒型空洞の画像を得ることが出来る。

熱波の発生については、PZTをセンサーに使用する場合に関してW. JacksonとN. M. Amer¹⁾が提唱する理論がある。しかし、この理論は光音響顕微鏡の基礎理論としてのもので、レーザー光の焦点に発生する熱源を中心に熱拡散距離を半径とする領域周辺の物質の無放射遷移過程とか光吸収率或いは欠陥などの情報を得ることを目的としている。レーザー光の変調周波数が

* 日本大学短期大学部工業技術学科 (〒274 船橋市習志野台7-24-1)

* Junior College of Science and Technology Nihon University (Narashinodai, Funabashi 274)

4kHz付近における熱拡散距離は約85 μm であり、熱波の空間分布とか伝搬特性とかについて考慮する必要がない。

これに対して、著者が検出しようとする円筒型空洞は熱源からの距離が熱拡散距離より遥かに長い位置に存在し、円筒型空洞の検出において熱波を単なる探査信号として利用するのである。光音響顕微鏡とは熱波の利用目的が全く異なり、音波探傷器に近いものと考えられる。それ故に、熱波の空間分布や伝搬特性を知ることが必要になる。

この種の研究は1980年代に既にG. BusseとA. Ograbeck²⁾並びにG. BusseとA. Rosencwaig³⁾らを始めとする少数の人々によって行われている。彼らを使用した装置は炭酸ガスレーザーを光源に、そしてPZTをセンサーに使用しており、試料の材質と寸法及び円筒型空洞の寸法とその位置もほぼ著者が使用したものと同じである。しかし、光源の変調周波数は100Hzオーダーに設定しており、著者の4kHzに比べて低い。彼らが得た画像と著者が得たものとを比較すると両者とも確実に空洞を検出しているが、画像の明瞭さについては測定装置の進歩もあってか著者の方が高い。

以上に述べたように画像は得られたが、何故このような画像になるのかについては検討されていない。この論文で著者はレーザー光で誘起した熱波によるアルミニウムブロック内部の円筒型空洞の画像を数学的に表現し、実験で得た画像と照合することによって、熱波による画像の検出機構を究明した。以下にこの結果を述べる。

2. 実験装置

Fig. 1は測定装置の概略図である。光源は波長10.6 μm 、出力10Wである。PZT(直径20mm、長さ13mm)は試料の裏面に取り付けて、ロックイン・アンプで熱波の振幅と参照信号に対する位相差を検出した。レーザービームの集光径は50 μm とした。パワー密度は約5MW/cm²である。Fig. 2に太い矢印で示したようにレーザービームの照射位置をx軸方向に移動速度250 $\mu\text{m/s}$ で移動

Fig. 1 Experimental setup.

Fig. 2 Irradiation path of scanning laser beam.

Fig. 3 Cross section of sample for single hole in aluminum block.

させ、移動終了後さらにz軸方向に位置を100 μm 変えて同じ操作を11回繰り返して11本の画像を得た。尚、レーザー光の変調は電源変調方式で行った。レーザー光の変調周波数は熱波が試料に共振し、センサーの出力が最大となる周波数に設定した。

Fig. 4 Thermal wave distributions of amplitude (a) and (c), and phase angle (b) and (d) in the case of Fig. 3.

3. 実験結果

3.1 単一の空洞

先ず, Fig. 3に試料の断面図を示した。Fig. 4は変調周波数4.61kHzで得た二次元(a)と(b)並びに一次元(c)と(d)の画像である。(a)と(c)は熱波の振幅, (b)と(d)は熱波の位相差での測定結果である。横軸の0mmはレーザー光の照射開始位置で, Fig. 3の試料の長辺の左端面から15mmの点である。照射終了位置20mmも右端面から15mmの点となる。また短辺方向はFig. 2に示したように上端から7mm, 下端から7mmを除いた幅1mmを0.1mm間隔で11本照射した。即ち, 幅1.0mmの間を11本のラインで空洞を検出し, 二次元の画像として表示した。この中の1本だけを取り出したものが一次元画像である。

10mmの点で振幅と位相差が落ち込むが, ここはレーザー光の照射位置が円筒型空洞の中心の真上であることを意味する。位相差は約 160° , 空洞による位相差の変化は 10° である。

3.2 複数の空洞

3.2.1 4個の空洞が同じ深さに位置する場合

Fig. 5は試料の断面図である。アルミニウムブ

Fig. 5 Cross section of sample for four holes with same depth in aluminum block.

ロックの表面から1.5mmの位置に中心軸を持つ円筒型空洞を4mm間隔で4個設けたものである。Fig. 6は変調周波数を4.61kHzに設定して求めた結果で, (a)と(c)は振幅, (b)と(d)は位相差によるものである。空洞がある位置に1~4の番号を付した。Fig. 3の番号と一致する。振幅は4個の空洞を明瞭に捉えている。位相差は約 180° で空洞による変化は 10° 程度であった。照射開始位置は試料

Fig. 6 Thermal wave distributions of amplitude (a) and (c), and phase angle (b) and (d) in the case of Fig. 5.

Fig. 7 Cross section of sample for four holes with different depth in aluminium block.

の左端面から9mm, 終了位置も右端面から9mmの点である。短辺方向は3.1に準じている。

3.2.2 4個の空洞が異なる深さに位置する場合

Fig. 7に試料の断面図を示した。アルミニウムブロックの表面からの位置を1.5mmから3.3mmまで変えて4個の空洞を設けた。3.2.1と同じく, 照射開始位置は試料の左端面から9mm, 終了位置

も右端面から9mmの点であり, 短辺方向も3.1に準じた。Fig. 8は変調周波数を4.61kHzに設定して求めた結果で, (a)と(c)は振幅, (b)と(d)は位相差によるものである。3.3mmの深さに位置する空洞まで検出できており, 二山の間隔は深い位置にあるものほど広がる。位相差は3.2.1の場合と異なり, 照射位置0mmと20mmとで約36°の変化が見られる。

4. 空洞による熱波の散乱

Fig. 9に示したようにレーザー光をy軸に沿ってアルミニウムブロックの表面に照射し, この焦点の位置をx軸方向に移動させる場合を考える。

ここで, 計算式を作成するための熱源のモデルを決める。実験では点熱源を移動させて測定したから, 計算でも, 熱源のモデルは点熱源とする。このような熱源がブロックの表面に作られて, これをx軸方向に移動させると, Fig. 4(a)と(b)に示したような二次元画像が得られるものとする。

レーザー光の焦点における温度がレーザー光の変調周波数に従って時間的に自由な周期的振動をする場合の熱伝導方程式は(1)で示される。

Fig. 8 Thermal wave distributions of amplitude (a) and (c), and phase angle (b) and (d) in the case of Fig. 7.

$$\kappa \left(\left[\frac{\partial^2 T(x, y, z, t)}{\partial x^2} \right] + \left[\frac{\partial^2 T(x, y, z, t)}{\partial y^2} \right] + \left[\frac{\partial^2 T(x, y, z, t)}{\partial z^2} \right] \right) - \rho c \left[\frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} \right] = 0 \quad (1)$$

但し、 κ ：熱伝導率、 ρ ：密度、 c ：比熱、 t ：時間、 $T(x, y, z, t)$ ：温度である。

温度の関数形を $T(x, y, z, t) = T(x, y, z) \exp(-j\omega t)$ とすると、(1)は

$$\left(\left[\frac{\partial^2 T(x, y, z)}{\partial x^2} \right] + \left[\frac{\partial^2 T(x, y, z)}{\partial y^2} \right] + \left[\frac{\partial^2 T(x, y, z)}{\partial z^2} \right] \right) + q^2 T(x, y, z) = 0 \quad (2)$$

と書ける。但し、 $q = (1+j)\sqrt{\omega \rho c / 2\kappa}$,

$j = \exp\left(j\frac{\pi}{2}\right)$, 熱拡散距離 $\mu = \sqrt{2\kappa / (\omega \rho c)}$ である。

W. JacksonとN. M. Amer¹⁾は(1)式の熱伝導方程式から出発して熱歪みを求め、熱波を導出しており、著者の実験結果は熱波が試料の裏面まで10mmを伝搬することを示している。熱伝導方程式(1)式は波動方程式として良く知られたHelmholtzの微分方程式と同じ形をしている。従って、温度の時間変化が $T(x, y, z, t) = T(x, y, z) \exp(-j\omega t)$ の形であれば、温度の周期的時間変化に伴

Fig. 9 Model of thermal wave from hole in aluminum block.

う熱の波動が求まる。只、熱伝導方程式には時間の二次微分の項はないので(2)式の q が異なるが、式の形は同じである。著者は(2)式の波動方程式的な解即ち、Wave-likeな解を熱波と定義する。

従って、熱波は温度の周期的な時間変化が、焦

点部分のアルミニウムに膨張と収縮を繰り返させることによって発生すると考える。

点熱源で発生した熱波はy軸方向に伝搬する平面波と考える。(2)式のWave-likeな解を ϕ で示すと $\phi=A_0\exp(jqy)\exp(-jqd)$ の形で求まる。 ϕ の中の $\exp(-jqy)$ の部分を円筒座標(r, ϕ, z)で表示すると(3)式⁴⁾が得られる。この(3)式がアルミニウム内部への入射波となり、ブロック内を伝搬して円筒型空洞で散乱される。この散乱波を(4)式の境界条件のもとに解くと(5)式が得られる。しかし、実際には入射波が平面波でないことは明らかであり、実験で得た画像と極めて近い結果が(3)式から(5)式の n を幾つにしたときに得られるか検討した。

座標系についてはFig. 9に示したように、座標の原点を半径 a の円筒型空洞の中心0に取る。ブロックの表面から円筒型空洞の中心までの距離は d 、レーザー光の照射位置から中心0までの距離 $r=\sqrt{x^2+d^2}$ とy軸とをなす角度を ϕ とする。

$$\text{入射波: } \phi_i = A_0 \exp(jqd) \left[J_0(qr) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (j)^n J_n(qr) \cos(n\phi) \right] \quad (3)^4)$$

但し、 A_0 :入射波の振幅、 ω :角周波数である。

$$\text{境界条件: } \left[(\partial\phi_i/\partial r) + (\partial\phi_s/\partial r) \right]_{r=a} = 0 \quad (4)$$

熱弾性波は空洞の表面($r=a$)で散乱され、空洞内部には進入しないものとする。

$$\text{散乱波: } \phi_s = \sum_{n=0}^{\infty} B_n [J_n(qr) - jY_n(qr)] \cos(n\phi) \quad (5)$$

但し、 $B_n = A_0 \exp(-jqd) \varepsilon_n (j)^{n+1} \exp(\gamma_n) \sin(\gamma_n)$

$$n=0 \text{ にて } \varepsilon_n = 1, \quad n \neq 0 \text{ にて } \varepsilon_n = 2$$

$$\tan \gamma_0 = J_1(qa) / Y_1(qa) \\ \tan \gamma_n = [J_{n-1}(qa) - J_{n+1}(qa)] / [Y_{n-1}(qa) - Y_{n+1}(qa)]$$

$$\text{振幅: } \text{amplitude} = \sqrt{\text{Re}(\phi_s)^2 + \text{Im}(\phi_s)^2} \quad (6)$$

$$\text{位相差: } \text{phase angle} = \tan^{-1} [\text{Im}(\phi_s) / \text{Re}(\phi_s)] \quad (7)$$

(a)

(b)

Fig. 10 Calculation of thermal wave amplitude (a) and phase angle (b) distributions in the case of Fig. 3.

(5)式からアルミニウムブロックの裏面Fig. 9の点 $Q(\ell-d, \phi, 0)$ における散乱波の振幅(6)式と位相差(7)式を計算した。

5. 計算結果と実験結果との比較

5.1 単一の空洞についての計算結果

Fig. 10に(5)式の計算結果を示す。(a)は振幅、(b)は位相差である。計算結果は横軸がポイント数で示されており、10pointが実験結果の例えばFig. 4の横軸1mmに相当する。尚、(5)式中の定数には以下の数値を使用した。熱伝導率 $\kappa = 0.53 \text{ cal/cm} \cdot \text{s} \cdot \text{deg}$ 、密度 $\rho = 2.699 \text{ g/cc}$ 、比熱 $c = 0.215 \text{ cal/g} \cdot \text{deg}$ 、洞の半径 $a = 1.0 \text{ mm}$ 、空洞の位置 $d = 1.5 \text{ mm}$ 、試料の厚さ $\ell = 10 \text{ mm}$ である。

(5)式で $n=3$ までとしたときの計算結果が実験

Fig. 11 Calculation of thermal wave amplitude (a) and phase angle (b) distributions in the case of Fig. 5.

した画像と類似することが判った。(5)式の A_0 を計算結果が実測のFig. 4に合致する値に設定し、振幅の場所的な分布を較べると、10mmを境に $\pm 5\text{mm}$ の範囲以外に差が見られる。さらに10mmにおける振幅の落ち込みはFig. 4では $3.3\mu\text{V}$ 位であるのに対して計算では $5.5\mu\text{V}$ である。一方、空洞による位相差の変化は実測値が 9° であるのに対して計算では 40° である。

5.2 複数の空洞についての計算結果

5.2.1 4個の空洞が同じ深さに位置する場合

Fig. 11に計算結果を示す。(a)は振幅、(b)は位相差によるものである。それぞれの空洞による散乱波は互いに干渉しあい、加え合わされとの観点から、それぞれを単一の空洞として(5)式を計算し、空洞間の間隔4mmづつずらして加え合わせた。Fig. 6と較べると、振幅では場所的な

分布が空洞1と4の両外側の二つの山が内側に挟まれた三つの山に較べて低く、両者は類似している。この理由は1と4の空洞の両外側の二つの山は内側の三つの山に較べて他の空洞の影響を受けないからである。只、 $0\sim 2\text{mm}$ と $18\sim 20\text{mm}$ では振幅に少し違いが見られる。そして空洞による振幅の落ち込みは実測と計算ともに $2\sim 3\mu\text{V}$ ではほぼ一致する結果が得られている。位相差の空洞による変化もFig. 4では 7° 、計算では 8° ではほぼ一致する。

5.2.2 4個の空洞が異なる深さに位置する場合

Fig. 12に計算結果を示す。(a)は振幅、(b)は位相差によるものである。ここでの計算方法も空洞の位置する深さを変えただけで、5.2.1の場合に準じている。Fig. 8と較べると振幅の場所的な分布は深い位置にある空洞ほど山の間隔が広が

Fig. 12 Calculation of thermal wave amplitude (a) and phase angle (b) distributions in the case of Fig. 7.

る傾向を示すなど、類似した結果が得られているが、5.2.1ほどの一致は見られない。位相差の場所的な分布はほぼ一定で、Fig. 8の分布は得られていない。空洞による変化は 8° で実測値の $6\sim 7^\circ$ に近い。

6. 考 察

1: 実測と計算結果の差異について

実測された円筒型空洞の画像と極めて単純化した熱源のモデルを基に計算した結果とを比較した結果、計算結果は実測された画像を定性的に説明していた。両者の差異は点熱源の位置が空洞の中心の真上に来たときの位相差と点熱源の位置がから外れたときの振幅に現れていた。

さらに、多数個の円筒型空洞がある場合についても計算結果と比較した。単一の場合よりも機構が複雑化することは言うまでもないが、計算結果は多数個において深さが同じ場合も異なる場合も実測された画像を定性的に説明した。計算結果と実測との差異は、深さが同じ場合には熱源の位置が1と4の空洞の中心付近から試料の両端面に至る範囲における振幅に主に現れていた。また、深さが異なる場合の振幅の場所的な分布は深さが同じ場合に較べて一致の程度が劣り、さらに位相差の分布の不一致は極めて明瞭であった。

即ち、深さが同じ場合にはマスクされるが、深さが異なったために表面化する要因がある。この要因として、試料の端面の影響⁵⁾が考えられる。著者の測定では端面から10mm離れた点を照射した場合、端面による散乱の影響を確実に受ける結果を得ている。ここで使用した試料では z 軸に垂直な端面は照射位置から7~8mmなので確実に両端面の影響を受ける。また1と4の空洞から x 軸に垂直な両端面までの距離は9mmとなるから、この両端面の影響も受けることになる。

単一の空洞では x 軸に垂直な両端面までの距離が24mmであるからこれらの端面の影響は少ないが、 z 軸に垂直な端面の影響は当然受けることに

なる。

しかし、ここで使用した計算式はこの端面の影響を考慮していない。この影響を考慮した計算式を早急に作る必要がある。

2: (5)式について

未だ問題点が残されているが、wave-likeに求めた解(5)式によって実験結果を定性的に説明することができた。熱波の入射波は(3)式そして散乱波は(5)式の n を1から3までとしたものと考えられる。

後日、改善すべきことは二つある。1) 試料の端面の影響を考慮すること、2) 今回は周波数を固定したので(5)式の A_0 には触れる必要がなかったが、これは定数ではなく周波数の関数と考えられ、 A_0 について詳細に検討すること、である。

7. むすび

以上、実験で得た画像と計算で得た画像とを照合して、熱波の空間分布と熱波による画像の検出機構について述べた。

最後に、この研究でご協力下さった株式会社ダイヘンレーザー事業部の矢澤一蔵氏、ご討論を賜った日本大学理工学部電気工学科鈴木薫専任講師並びに中田順治教授に感謝致します。

参 考 文 献

- 1) W. Jackson and N. M. Amer: J. Appl. Phys. **51** (1980) 3343.
- 2) G. Busse and A. Ograbeck: J. Appl. Phys. **51** (1980) 3576.
- 3) G. Busse and A. Rosencwaig: Appl. Phys. Lett. **36** (1980) 725.
- 4) 伊藤 毅: 音響工学原論上巻 (コロナ社, 東京, 昭和40年) P. 113~115, 251.
- 5) L. C. Aamodt and J. C. Murphy: Appl. Opt. **21** (1982) 111.