

レーザー超音波を用いた薄膜の密着強度評価に関する境界要素解析

Boundary Element Analysis for Evaluation of Thin Film Interfacial Strength Using Laser Ultrasonic Waves

荒井 政大¹⁾, 林 久志²⁾, 三宅 達也³⁾, 長 秀雄⁴⁾, 内山 友成⁵⁾Masahiro ARAI, Hisashi HAYASHI, Tatsuya MIYAKE,
Hideo CHO and Tomonari UCHIYAMA

- 1) 信州大学工学部 (〒 380-8553 長野市若里 4-17-1, E-mail : arai@shinshu-u.ac.jp)
 2) 株式会社豊田自動織機 (〒 448-8671 愛知県刈谷市豊田町 2 丁目 1 番地)
 3) 信州大学大学院生 (〒 380-8553 長野市若里 4-17-1, E-mail : tatsu@str.shinshu-u.ac.jp)
 4) 青山学院大学理工学部 (〒 229-8558 神奈川県淵野辺市 5-10-1, E-mail : cho@me.aoyama.ac.jp)
 5) 青山学院大学大学院生 (〒 229-8558 神奈川県淵野辺市 5-10-1, E-mail : d5607001@cc.aoyama.ac.jp)

In the present paper, an interfacial strength between thin film and substrate is evaluated by laser ultrasonic waves. The laser beam is irradiated on the substrate which have a thin film on the lower side. The elastic-ultrasonic wave is excited by the laser beam, and it propagates in the transverse direction for the plate. The supersonic wave reflects on the back of monotony, becomes an expansion wave, and reaches the interface. Finally, delamination on the interface is caused by the expansion wave. In the present study, the interfacial stress is estimated by inverse analysis using Laplace-transformed boundary element method. The displacement history on the surface of the specimen can be related by interfacial stress by transfer function. The transfer function can be obtained by numerically by 3-dimensional analysis with boundary element method. The test specimens made from SiC substrate and Diamond thin layer are used in the present study. It is confirmed that the interfacial strength between thin film and substrate is 92.8MPa from the present investigation.

Key Words: Laser Ultrasonic Waves, Inverse Analysis, Boundary Element Method, Thin Film, Wave Propagation, Interfacial Strength

1. 結 論

さまざまな機械材料の特性改善, 例えば耐熱性や耐磨耗性, 擦動特性, 耐食性, さらには種々の光学デバイスにおける物理特性の改善を目的として, コーティング膜(薄膜)を有する材料がさまざまな機械構造物や機械部品に用いられている。例えば, 切削工具の表面処理には, 高い硬度, 剛性, 化学的安定性を有するダイヤモンドや, DLC(ダイヤモンド・ライク・カーボン)による皮膜が用いられており, 工具の高寿命化, 耐磨耗性の改善が図られている。一般に, 薄膜の密着強度はスクラッチ試験や押し押し込み試験など, さまざまな評価方法が提案されているが, いずれの試験方法も, 膜の変形挙動の制御が困難であることや, 破壊のメカニズムについて不明な点が多く, 再現性の高いデータが得られにくいといった問題点が指摘されている。

そこで本研究では, コーティング膜の密着強度の評価手法として, 近年開発されたレーザー超音波を用いた計測手法に注目した⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾。この手法は, Fig.1 に示すように, 薄膜を有する基材表面にレーザーを照射することによって複合平板の板厚方向に高周波振動を伝播させ, 試験片の裏面にて反射した膨張波によって基材と薄膜の間に剥離を生じさせる試験方法である。この際, 試験片裏面, すなわち薄膜側における面外方向の変位応答から薄膜接合界面の応力場を逆解析的に求め, 剥離が生じた際の応力場を評価する。

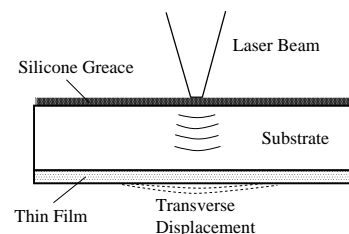


Fig.1 Evaluation of interfacial strength for thin film using laser ultrasonic waves.

本研究では, 薄膜の界面強度の定量的な評価を目的として, レーザー超音波を用いた計測手法を適用するとともに, 弾性波動の解析に関して三次元動弾性理論に基づく境界要素法⁽⁴⁾を適用して数値解析的側面から検討を行った。マイクロメートルオーダーの薄膜を対象とした数値解析では, 極めて波長の短い弾性波動を扱う必要があり, 空間的・時間的に高い分解能が要求される。境界要素法は境界のみの要素分割・離散化により問題を解くことが可能であるため, 高い解析精度が要求される弾性波動問題に対して非常に有力な解析手法である。

本論文における定式化では, 得られた薄膜の裏面の変位応答から接合界面の応力応答を求める。これはシステムの出力から入力を同定する典型的な逆問題である。逆問題の解析手法としては, Laplace 変換を用いた制御系の解析手法として確立されている伝達関数法⁽⁵⁾⁽⁶⁾⁽⁷⁾を適用した。界面応力と試

試験片の変位を関係づける伝達関数を求めるにあたって、本研究では境界要素法を用いた数値解析を実施した。

まず、レーザー超音波を用いた膜剥離試験により試験片裏面の変位を計測する。得られた変位の時刻歴を Laplace 変換したのち、伝達関数を用いた畳み込み積分を行って、界面応力の Laplace 変換を求め、最終的に数値 Laplace 逆変換を行って界面応力の時刻歴を求めた。

試験片裏面から反射する膨張波が到達する時刻における応力値より界面強度、すなわち薄膜の密着強度を評価した。SiC 基板とダイヤモンド薄膜からなる試験片について一連の実験ならびに数値解析を適用して薄膜の密着強度を求め、本解析手法の有用性について検討した。

2. 理論

有限領域の弾性体を考え、解析領域を Ω 、その境界を Γ とすると、弾性体の変位 u_i は以下のつりあい方程式を満足する。

$$\sigma_{ij,j} - \rho \ddot{u}_i = 0 \quad (1)$$

ここで、 u_i は変位、 σ_{ij} は応力テンソル、 ρ は密度であり、 ${}_{,j}$ は座標 x_j に関する偏微分、 ${}''$ は時間に関する 2 階微分を意味する。なお、物体力項は無視した。式 (1) に Laplace 変換を適用し、基本解 U_{ij}^* をかけ、Gauss の発散定理、Betti の相反定理を用いて境界要素法による定式化を行うと以下の境界積分方程式が得られる。

$$C_{ij} \bar{u}_j(P) = \int_{\Gamma} \{ \bar{U}_{ij}^*(P, Q) \bar{t}_j(Q) - \bar{T}_{ij}^*(P, Q) \bar{u}_j(Q) \} d\Gamma \quad (2)$$

なお、基本解 U_{ij}^* は時間に対して単位インパルス状に変化する集中荷重が無限弾性体に作用した場合の変位であり、 T_{ij}^* は基本解 U_{ij}^* に対応する物体境界上での表面力を表す。式中の P は単位集中力を加えるソース点、Q は積分点（観測点）である。また、 s は Laplace 変換パラメータであり、本論文において、Laplace 変換された諸量はすべて上付き添字「-」を付けて表記する。式 (2) を離散化し、適切な境界条件のもとに解けば、弾性体内の応力および変位の Laplace 変換が求められる。Laplace 変換領域で得られた変位、応力の数値解に対し、数値 Laplace 逆変換を適用すれば、物体の変位や応力の実時間解を求めることができる。

3 次元の均質等方性弾性体における 1 点に動的な単位集中力が作用する場合の解、つまり、変位の基本解 \bar{U}_{ij}^* および表面力の基本解 \bar{T}_{ij}^* は次式で与えられる⁽⁴⁾。

$$\bar{U}_{ij}^*(P, Q) = \frac{1}{4\pi\mu} (\psi \delta_{ij} - \chi r_i r_j) \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \bar{T}_{ij}^*(P, Q) = \frac{1}{4\pi} \left[\left\{ (c^2 - 2) \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\partial \chi}{\partial r} - 2 \frac{\chi}{r} \right) \right. \right. \\ \left. \left. - 2 \left(\frac{\chi}{r} \right) \right\} r_i n_j + \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} - \frac{\chi}{r} \right) \left(\frac{\partial r}{\partial n} \delta_{ij} + n_i r_j \right) \right. \\ \left. - 2 \left(\frac{\partial \chi}{\partial r} - 2 \frac{\chi}{r} \right) \frac{\partial r}{\partial n} r_i r_j \right] \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \psi = \left(1 + \frac{1}{\alpha_2 r} + \frac{1}{\alpha_2^2 r^2} \right) \frac{\exp(-\alpha_2 r)}{r} \\ - \frac{1}{c^2} \left(\frac{1}{\alpha_1 r} + \frac{1}{\alpha_1^2 r^2} \right) \frac{\exp(-\alpha_1 r)}{r} \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \chi = \left(1 + \frac{3}{\alpha_2 r} + \frac{3}{\alpha_2^2 r^2} \right) \frac{\exp(-\alpha_2 r)}{r} \\ - \frac{1}{c^2} \left(1 + \frac{3}{\alpha_1 r} + \frac{3}{\alpha_1^2 r^2} \right) \frac{\exp(-\alpha_1 r)}{r} \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial r} = \left(-\frac{1}{\alpha_2 r^2} - \frac{2}{\alpha_2^2 r^3} \right) \frac{\exp(-\alpha_2 r)}{r} \\ + \left(1 + \frac{1}{\alpha_2 r} + \frac{1}{\alpha_2^2 r^2} \right) \left(-\frac{1}{r^2} - \frac{\alpha_2}{r} \right) \exp(-\alpha_2 r) \\ - \frac{1}{c^2} \left\{ \left(-\frac{1}{\alpha_1 r^2} - \frac{2}{\alpha_1^2 r^3} \right) \frac{\exp(-\alpha_1 r)}{r} \right. \\ \left. + \left(\frac{1}{\alpha_1 r} + \frac{1}{\alpha_1^2 r^2} \right) \left(-\frac{1}{r^2} - \frac{\alpha_1}{r} \right) \exp(-\alpha_1 r) \right\} \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi}{\partial r} = \left(-\frac{3}{\alpha_2 r^2} - \frac{6}{\alpha_2^2 r^3} \right) \frac{\exp(-\alpha_2 r)}{r} \\ + \left(1 + \frac{3}{\alpha_2 r} + \frac{3}{\alpha_2^2 r^2} \right) \left(-\frac{1}{r^2} - \frac{\alpha_2}{r} \right) \exp(-\alpha_2 r) \\ - \frac{1}{c^2} \left\{ \left(-\frac{3}{\alpha_1 r^2} - \frac{6}{\alpha_1^2 r^3} \right) \frac{\exp(-\alpha_1 r)}{r} \right. \\ \left. + \left(1 + \frac{3}{\alpha_1 r} + \frac{3}{\alpha_1^2 r^2} \right) \left(-\frac{1}{r^2} - \frac{\alpha_1}{r} \right) \exp(-\alpha_1 r) \right\} \quad (8) \end{aligned}$$

ここで、 δ_{ij} はクロネッカのデルタ関数である。その他の変数はそれぞれ以下のように定義される。

$$\left\{ \begin{aligned} \mu &= \frac{E}{2(1+\nu)} \\ r &= PQ = \sqrt{r_i r_i} \quad r_i = x_i(Q) - x_i(P) \\ r_{,i} &= \frac{\partial r}{\partial x_i} \Big|_Q = \frac{r_i}{r} \\ \frac{\partial r}{\partial n} &= \frac{\partial r}{\partial x_1} \frac{\partial x_1}{\partial n} + \frac{\partial r}{\partial x_2} \frac{\partial x_2}{\partial n} + \frac{\partial r}{\partial x_3} \frac{\partial x_3}{\partial n} \\ n_i &= a_i / \sqrt{a_x^2 + a_y^2 + a_z^2} \\ a_x &= \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial z}{\partial \eta} - \frac{\partial z}{\partial \xi} \frac{\partial y}{\partial \eta}, \\ a_y &= \frac{\partial z}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial z}{\partial \eta}, \\ a_z &= \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial y}{\partial \eta} - \frac{\partial y}{\partial \xi} \frac{\partial x}{\partial \eta} \\ c &= \frac{C_1}{C_2}, \\ C_1 &= \sqrt{\frac{E(1-\nu)}{\rho(1+\nu)(1-2\nu)}}, \quad C_2 = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \\ \alpha_i &= \frac{s}{C_i} \end{aligned} \right. \quad (9)$$

ただし、 E はヤング率、 μ はせん断弾性定数、 ν はポアソン比、 r はソース点 P と積分点 Q との距離、 r_i はソース点座標 $x_i(P)$ を基準とした積分点座標 $x_i(Q)$ の相対位置ベクトルの成分、 C_1, C_2 は縦波、横波の速度、 c は縦波と横波の波動伝播速度比である。

3. 数値 Laplace 逆変換

本論文における数値計算では、Laplace 変換解から実時間解を得る際の数値 Laplace 逆変換に、細野の方法⁽⁸⁾を用いた。以下、細野の方法による数値 Laplace 逆変換について、その概要を述べる。

関数 $f(t)$ の Laplace 変換を $\bar{f}(s)$ と定義すると, Laplace 逆変換は以下のように定義される.

$$f(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} \bar{f}(s) \exp(st) ds \quad (10)$$

ただし, γ は任意の定数, i は虚数単位である. 上式に含まれる指数関数 $\exp(z)$ を以下のように近似する.

$$\exp(z) \cong E_{ec}(z, \gamma_1) = \frac{\exp(\gamma_1)}{\cosh(\gamma_1 - z)} \quad (11)$$

上式を級数展開することにより次式を得る.

$$E_{ec}(z, \gamma_1) = \frac{\exp(\gamma_1)}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{i(-1)^n}{z - \{\gamma_1 + i(n-1/2)\pi\}} \quad (12)$$

ここで γ_1 は任意の定数である. 式 (12) を式 (10) に代入すれば次式となる.

$$f(t) = \frac{i}{2\pi} \int_{\gamma-i\infty}^{\gamma+i\infty} \bar{f}(s) E_{ec}(st, \gamma_1) ds \quad (13)$$

上式の複素積分を評価すれば次式を得る.

$$\begin{aligned} f(t) &= \frac{i}{2t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} i(-1)^{n+1} \bar{f}\left(\frac{\gamma_1 + i(n-1/2)\pi}{t}\right) \\ &= \frac{\exp(\gamma_1)}{t} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \text{Im} \left[\bar{f}\left(\frac{\gamma_1 + i(n-1/2)\pi}{t}\right) \right] \end{aligned} \quad (14)$$

実際の数値計算では上式の無限級数を有限項で打ち切って計算することになるが, 収束解を得るためには極めて多くの項数が必要である. そこで, 級数の収束性を加速するために, Euler 変換を適用する. 結果的に式 (14) は次式に帰着する.

$$f(t) = \frac{\exp(\gamma_1)}{2} \left(\sum_{n=1}^{k-1} F_n + \frac{1}{2^{n+1}} \sum_{\nu=0}^{\mu} A_{\mu,\nu} F_{k+\nu} \right) \quad (15)$$

ただし, $N = k + \mu$ である. $\mu = 6$ の場合について具体的に示せば次式となる.

$$\begin{aligned} \frac{1}{2^{n+1}} \sum_{\nu=0}^6 A_{\mu,\nu} &= \frac{1}{128} \left(127F_k + 120F_{k+1} \right. \\ &\quad \left. + 99F_{k+2} + 64F_{k+3} + 29F_{k+4} + 8F_{k+5} + F_{k+6} \right) \end{aligned} \quad (16)$$

ここで, 上式の F_n は,

$$F_n = (-1)^n \text{Im} \left[\bar{f}\left(\frac{\gamma_1 + i(n-1/2)\pi}{t}\right) \right] \quad (17)$$

で定義される.

以上のように, 細野の方法では $t = 0$ の場合を除き, 任意の時刻 t における関数 $f(t)$ を計算することができる.

ところで, 細野の方法ではパラメータ s を

$$s = \frac{\gamma_1 - 0.5\pi + in\pi}{t}, \quad (n = 1, 2, \dots) \quad (18)$$

として計算するため, 時間 t が相対的に大きくなるに従い, Laplace 変換パラメータの増分が小さくなる. 従って時間 t の増加とともに適宜打ち切り項数 N を増やす必要がある. そこ

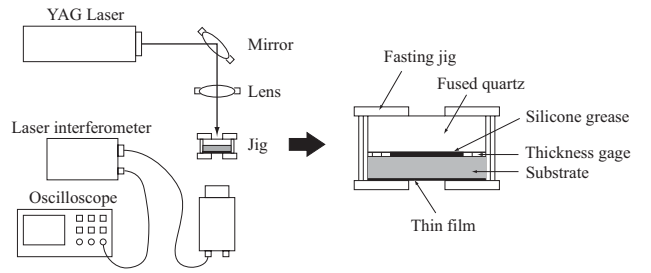


Fig.2 Experimental equipment.

で計算においては各々の時刻における打ち切り項数を,

$$N = N(t) = \frac{tN_T}{T}, \quad (0 \leq t \leq T) \quad (19)$$

とし, $t = T$ における最大項数 N_T を基準として時刻の変化に応じて線形的に変化させると, 安定した解が得られることが確かめられている⁽⁹⁾. 本論文では, 打ち切り最大項数 N_T を 100, また任意定数 γ_1 を 6 として計算を行った.

4. 伝達関数法による界面応力の同定

線形弾性体において, 入力荷重を $f(t)$, その結果得られる出力変位を $u(t)$ とする線形な入出力システムを考えると, 入力 $f(t)$ と出力 $u(t)$ との関係はシステムのインパルス応答関数 $G_1(t)$ を用いて, 次のような Duhamel の畳み込み積分で表すことができる.

$$u(t) = \int_0^t G_1(t-\tau) f(\tau) d\tau \quad (20)$$

式 (20) を Laplace 変換すると以下の式を得る.

$$\bar{u}(s) = \bar{G}_1(s) \bar{f}(s) \quad (21)$$

ここで, $\bar{G}_1(s)$ はこのシステムの入出力関係を表す伝達関数 (インパルス応答関数) である. すなわち, 系の伝達関数が予め求められていれば, 出力である変位から系への入力である荷重履歴を逆解析的に求めることができる.

つぎに, 薄膜の接合界面における応力を算出するために, 界面応力と入力荷重との間に成立する関係式を考える. 先の式 (20), (21) と同様に, 入力荷重と界面応力の間にも同様の線形な入出力システムが成立すると考えることができる. すなわち, 界面応力と入力荷重の関係についても, 次式のような畳み込み積分で表す.

$$\sigma(t) = \int_0^t G_2(t-\tau) f(\tau) d\tau \quad (22)$$

上式を Laplace 変換すると,

$$\bar{\sigma}(s) = \bar{G}_2(s) \bar{f}(s) \quad (23)$$

となる. 式 (21), 式 (23) より, 構造物の変位 $\bar{u}(s)$ と界面応力 $\bar{\sigma}(s)$ の関係式を以下のように得る.

$$\bar{\sigma}(s) = \frac{\bar{G}_2(s)}{\bar{G}_1(s)} \bar{u}(s) \quad (24)$$

すなわち, 式 (24) を用いれば, 構造物のある点における変位応答を計測することで, 接合界面における応力応答が算出可能となる. 本論文では, 2 つの伝達関数 $\bar{G}_1(s)$, $\bar{G}_2(s)$ を境界要素法により求めたのち界面応力の算出を行った. 実験により

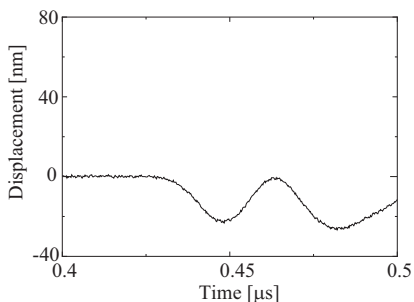


Fig.3 Displacement history on the lower surface of the specimen at laser energy 35mJ.

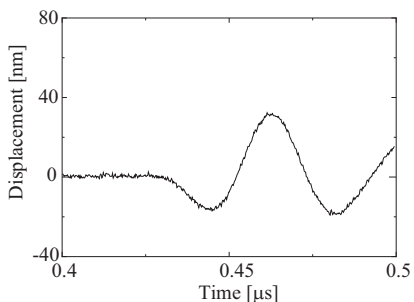


Fig.4 Displacement history on the lower surface of the specimen at laser energy 45mJ.

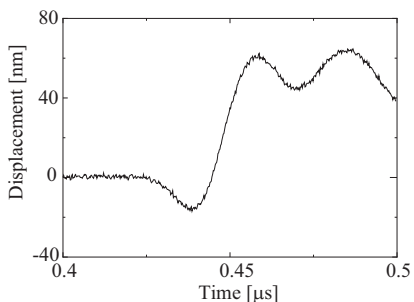


Fig.5 Displacement history on the lower surface of the specimen at laser energy 55mJ.

測定された試験片の変位応答に Laplace 変換を施した後、式 (24) により界面応力の Laplace 変換 $\bar{\sigma}(s)$ を求め、さらに前述の細野の方法により数値 Laplace 逆変換を行って、界面応力の実時間変動を求めた。なお、実験値の Laplace 変換を行う際には、離散データを階段関数として近似し、階段関数を解析的に Laplace 変換することにより計算を行った。

5. レーザー超音波を用いた薄膜の密着強度評価試験

本論文では、薄膜と基材からなる複合平板にレーザー超音波を照射して、薄膜と基材間の密着強度の評価を行った。実験装置の概略図を Fig.2 に示す。YAG レーザー (Continuum · Nd-YAG Laser) を試験片の基材側表面に照射し、平板の面外方向に超音波を伝播させた。なお、レーザーの半値持続時間幅は 5ns、レーザー照射直径は約 2mm である。また、試験片裏面の変位をレーザー干渉計 (THOMSON-CSF LASER)、およびオシロスコープ (Tektronis TDS3054) により測定した。

試験片は、厚さ 5mm の SiC 基板と厚さ 30 μ m のダイヤモンド薄膜からなり、ダイヤモンド薄膜は熱フィラメント CVD 法によって作製した。レーザーエネルギーを 30mJ から徐々に増加させ、試験片に剥離を生じさせた。レーザーエネルギーを 35mJ、45mJ、55mJ とした場合における試験片裏面における試験片の面外変位の時刻歴を、Fig.3 ~ Fig.5 にそれぞれ示

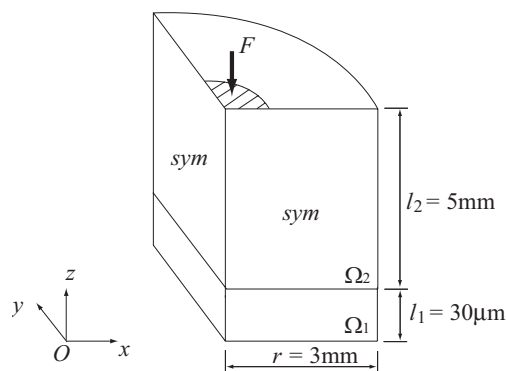


Fig.6 Analytical model.

Table 1 Material Properties of the specimen.

Material	E [GPa]	ρ [g/cm ³]	ν	l [mm]
Diamond Ω_1	1020	3.512	0.10	0.03
SiC Ω_2	412	3.150	0.16	5.00

す。レーザーエネルギーを 30mJ から 5mJ ごとに増加させて試験を行った結果、レーザーエネルギーを 55mJ とした場合に試験片の基材/薄膜界面において、直径約 0.99mm の円形の剥離が発生することを確認した。

6. 薄膜の界面強度評価に関する境界要素解析

6.1 解析モデルと解析条件 先に述べたように、薄膜の界面強度を評価するためには、入力荷重と試験片裏面の変位を関係づける伝達関数 $\bar{G}_1(s)$ 、入力荷重と界面応力を関係づける伝達関数 $\bar{G}_2(s)$ の 2 つが必要である。前述のように、本論文ではこれら 2 つの伝達関数を三次元非定常問題に対する境界要素法により算出する。なお、以降の計算では、荷重ではなく圧力 (板面に対して法線方向の応力) に対する伝達関数として $\bar{G}_1(s)$ 、 $\bar{G}_2(s)$ を定義した。

解析モデルは Fig.6 に示すような対称性を考慮した 1/4 円筒形モデルである。なお、本来は試験片寸法と同じ大きさの解析モデルを用いる必要があるが、実際には試験片の端部 (板の側面) からの反射が剥離発生部分に到達するまえに界面剥離が発生するため、試験片端部における反射波の影響を考慮して、反射波が到達する前に解析が終了するよう、十分な大きさの解析モデルを用いれば数値解析上の問題は生じない。

そこで、板側面からの反射波が到達する時間を考慮して、Fig.6 に示されるように、円筒の直径を 6mm としたモデルを用い、反射波の影響が生じる前までの時間範囲を評価することとした。なお、本解析モデルを用いるにあたり、板の面内方向の相対寸法をいくつか変化した予備解析を行い、試験片側面における反射波の影響が生じず、Fig.6 のモデルで十分に妥当な結果が得られることを確認している。基材、薄膜の厚さ、ヤング率、密度等に関する解析条件は Table 1 に示すとおりである。

解析モデルの下面、側面は自由表面の境界条件とし、また上面中心の直径 2mm の部分において、時間に対して単位インパルス状に変化する一様分布圧力が作用するものとして計算を実行し、逆解析に用いる伝達関数の計算を行った。なお、上面の圧力が放物線状に分布する場合についても予備計算を実施したが、一様分布圧力として計算した場合とほとんど差異がみられなかった。そこで、以降の解析では計算の簡便化

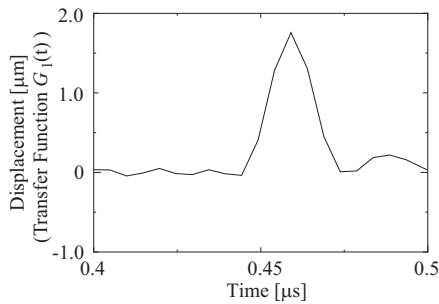


Fig.7 Transfer function between displacement and input pressure.

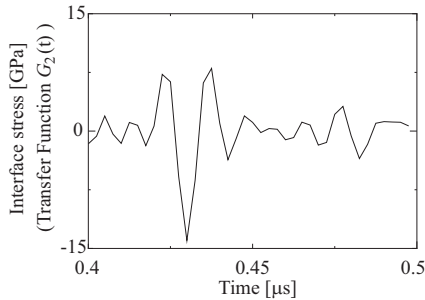


Fig.8 Transfer function between interfacial stress and input pressure.

のため、圧力分布はすべて一様として解析を実施している。

ところで、逆解析の数値計算に際しては、試験片の表面にレーザーアブレーションによる荷重が作用し始めた以降の時間範囲を計算の対象としなければならない。本計算では $0 \sim 0.5 \mu\text{s}$ を数値計算の時間範囲としたが、時刻 $t = 0$ がおよそ試験片の表面に荷重が作用し始めた時刻に相当している。また、時間増分は $\Delta t = 2.5 \text{ ns}$ 、要素数、節点数は薄膜が 124 要素、427 節点、基板が 140 要素、483 節点とし、物体の表面を 8 節点 2 次非適合要素を用いて解析した。なお、本解析では対称性を考慮した離散化⁽¹⁰⁾を行っており、Fig.6 の x 軸および y 軸と直交する対称面については要素分割を行っていない。

6・2 数値解析結果 試験片上面に作用する圧力と変位の伝達関数 $G_1(t)$ を Fig.7 に、同様に圧力と界面応力の伝達関数 $G_2(t)$ を Fig.8 にそれぞれ示す。Fig.8 に示されるように、SiC 基板上面で発生した応力波が薄膜を透過し、試験片下面で逆位相となって反射することにより、位相が反転した応力波が界面を通過する様子が確認できる。次に、得られた伝達関数 $G_1(t)$ 、 $G_2(t)$ と実験により計測された試験片裏面の面外片位応答 (Fig.3 ~ Fig.5) を用いて、逆解析的に界面応力応答を同定した結果を Fig.9 ~ Fig.11 に示す。

縦波の波動伝播速度をもとに、一端界面を通過して裏面で反射後、ふたたび界面に膨張波として到達する時刻を算出すると、 $t = 0.427 \mu\text{s}$ であった。Fig.9 ~ Fig.11 の結果をみる限り、薄膜と基材の接合界面に引張の膨張波が到達している時刻は $0.44 \sim 0.45 \mu\text{s}$ であり、若干の位相遅れが生じていることが確認できる。これは、試験片の上面にシリコングリスが塗付されている等、数値計算における境界条件と実験条件の差異が影響しているものと考えられる。

今回の実験では、界面剥離が発生した正確な時刻に関しては同定できていないが、膨張波が最初に到達したと予想される $0.43 \sim 0.45 \mu\text{s}$ 付近における界面応力の極大値により剥離が生じたものと仮定し、レーザーエネルギー 55mJ の結果から界面強度を求めた。その結果、本手法によって得られた薄膜と

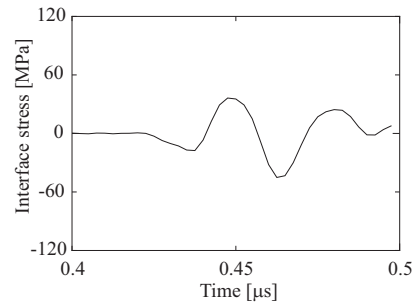


Fig.9 Interfacial stress obtained by inverse analysis at laser energy 35mJ.

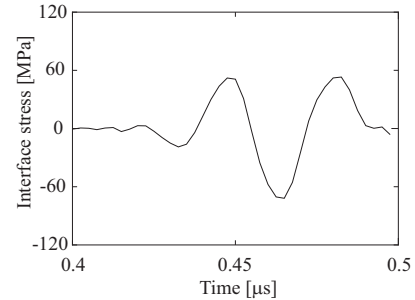


Fig.10 Interfacial stress obtained by inverse analysis at laser energy 45mJ.

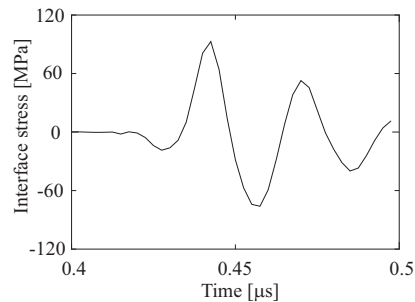


Fig.11 Interfacial stress obtained by inverse analysis at laser energy 55mJ.

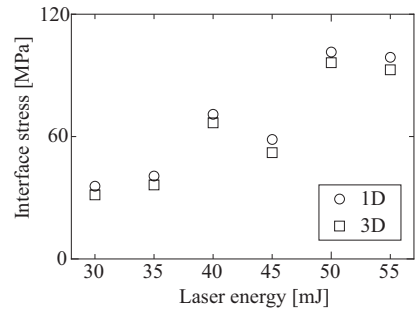


Fig.12 Relation between interfacial stress and laser energy.

基材の界面強度は $\sigma_c = 92.8 \text{ MPa}$ となった。

レーザーエネルギーを 30mJ から 55mJ まで 5mJ きざみで増加させて実験を行った結果について、界面応力の最大値を求めてレーザーエネルギーの関係を整理した結果が Fig.12 である。概ねレーザーエネルギーの増加に伴い、界面応力が上昇する傾向が確認された。

なお、Fig.12 には基材と薄膜を 2 つの棒状の物体として近似し、一次元の波動伝播理論によって界面応力を評価した結果も併記した。一次元波動伝播理論による結果と比較すると、三次元解析では約 1 割程度、界面応力が低く見積もられていることが確かめられる。

なお、本論文では均質等方性とみなせる試験片を用いた場合を評価対象としたため、一次元解析と比較して、三次元解析の優位性がそれほど顕著に現れなかったが、立方晶系や六方晶などの単結晶材料や、フィラが配向された複合材料などでは、三次元解析の優位性がより明確になるものと考えられる。

7. 結 論

本論文では、薄膜の界面強度を定量的に評価することを目的とし、レーザー超音波を用いた膜剥離試験を実施した。境界要素法を用いて剥離が生じた際の薄膜の裏面の変位応答から接合界面の応力応答を同定する手法を提案するとともに、実際の実験結果をもとに界面強度の定量的な評価を行った。以下に本論文の結論を総括する。

- (1) 伝達関数法を用いて、試験片表面の変位応答データから薄膜/基材界面の密着強度を逆解析的に同定するための一連の定式化を提案した。また、Laplace 変換・逆変換に基づく境界要素法を適用し、その有効性を明らかにした。
- (2) SiC 基板にダイヤモンド薄膜を堆積させた試験片を用い、レーザー超音波による界面密着強度の評価試験を行った。その結果、レーザーエネルギー 55mJ において、界面剥離が発生した。その結果、薄膜の密着強度は約 92.8MPa であると見積もられた。
- (3) 三次元境界要素法により求められた界面強度の解析結果は、一次元波動伝播理論で計算した結果よりも、約一割程度低くなることが確かめられた。

謝 辞

本研究は、文部科学省「知的クラスター創成事業(第II期)」の一環として実施したものであり、ここに記して関係各位に謝意を表す。

参 考 文 献

- (1) R. Ikeda, T. Uchiyama, H. Cho, T. Ogawa and M. Takemoto, An advanced method for measuring the residual stress of deposited film utilizing laser spallation technique, *Journal of Science and Technology of Advanced Material*, Vol.7, No.1, (2006), pp.90-96.
- (2) 池田隆二, 内山友成, 小川武志, 竹本幹男, レーザースポレーション法を利用したダイヤモンド膜の圧縮残留応力評価, *日本機械学会 2005 年度年次大会講演論文集 (1)*, No.05-1, (2005), pp.681-682.
- (3) 内山友成, 長 秀雄, 竹本幹男, レーザースポレーションと超音波を用いた接合界面強度の評価, 界面の健全性技術に関する合同ワークショップ, 資料 No. 界面 07-01, (2007), 非破壊検査, pp.1-3.
- (4) 松本浩之, 足立忠晴, 吉田節男, 宇治橋貞幸, 三次元境界要素法による動的応力集中係数の解析法, *日本機械学会論文集 (A)*, Vol.55, No.514, (1989), pp.1400-1406.
- (5) Hirotsugu Inoue, Toshikazu Shibuya, Takashi Koizumi and Junichi Fukuchi, Measurement of Impact Force Applied to a Plate by the Deconvolution Method, *Transactions of the JSNDI*, (1989), pp.74-83.
- (6) 井上裕嗣, 岸本喜久雄, 渋谷寿一, 小泉 堯, 逆解析による衝撃荷重の推定, *日本機械学会論文集 (A)*, Vol.57, No.543, (1991), pp.2727-2734.
- (7) 荒井政大, 足立忠晴, 須藤秀和, 松本浩之, 衝撃を受けるはりの境界条件の同定 (Laplace 変換法を併用した境界要素法による解析法), *日本機械学会論文集 (A)*, Vol.62, No.593, (1996), pp.226-233.
- (8) 細野敏夫, 数値ラプラス変換, *電気学会論文集*, Vol.99, No.10, (1979), p.44.
- (9) Masahiro Arai, Tadaharu Adachi and Hiroyuki Matsumoto, Boundary Element Analysis for Unsteady Elastodynamic Problems Based on the Laplace Transform, *JSME International Journal, Ser.A*, Vol.42, No.4, (1999), pp.507-514.
- (10) 結城良治, 木須博行, 境界要素法による弾性解析, (1987), 培風館, pp.165-170.