複合材料における強化繊維の衝撃引き抜き*

網 島 貞 男** 藤 井 透***

Pull-Out of Fibers from Composite Materials at High Rate of Loading

by

Sadao AMIJIMA

(Department of Mechanical Engineering, Doshisha University, Kyoto)

and Toru FUJII

(Technical Research Develop Institute, Japan Defense Agency, Sagami-hara)

The phenomena of pull-out in composite materials at a high rate of loading were investigated experimentally and numerically. The finite element method taking account of existence of a virtual shear deformation layer as an interface between a fiber and the matrix, or as a matrix layer, was applied. The experimental results were not explained by the classical theory of one dimensional stress wave propagation where the rigid deformation was supposed to be on the shear layer. On the other hand, the experimental results show a good agreement with the numerical one obtained by F.E.M. using the hypothesis of the interaction between the matrix and the fiber in the shear deformation layer. The numerical results show that the inter-laminar shear stress between the fiber and the matrix is time-dependent. It also depends on the applied load-time history, namely, the pulse rise time. Under step pulse loading, the inter-laminar shear stress oscillates, finally decaying to the value under static loading. However, in any case, the maximum shear stress occurs at the loaded end.

(Received Apr. 24, 1979)

キー・ワード：複合材料，FRP，引き抜き，衝撃，応力波

1 緒 言

マトリックス中よりの繊維の引き抜き現象は複合材料における荷重の伝達機構、繊維のはく離過程に密接に関わる重要な問題である。また、衝撃負荷を受ける場合、例えばシャルピ、アイゾット等の衝撃試験より得られる衝撃吸収エネルギーにはこの繊維の引き抜き現象が重要な要素となっている。¹⁾²⁾ このことは既に Out-water³⁾の指摘するところでもあり、静的な荷重に対しては Lawrence⁴⁾が繊維のマトリックス中からの引き抜きを理論的に考察している。しかし、材料が衝撃的負荷を受ける場合、従来の静的荷重に対する検討だけでは不十分な場合もある。すなわち、静的解析では材料中を伝ばする応力波を考慮していない。そこで我々は衝撃荷重下での繊維の引き抜き現象に焦点を合わせ、応力波の伝ばを考慮した複合材料の衝撃的な繊維の引き抜きについて繊維と樹脂との界面にせん断層を考えた数

値解析ならびに実験による基礎的検討を行った。

2 引き抜きモデルおよび運動方程式

繊維強化複合材料（あるいは積層板）の衝撃引き抜き現象を簡単に Fig. 1 (a) の一次元モデルを用いて考える。このモデルにおいて異なる二層は質量を有しないせん断層（接着層）で結合されている。このせん断層は相対変位に比例し、層の厚さに反比例するせん断応力を伝える。このモデルで、せん断層（あるいは接着層と考えてもよい）はマトリックス層とも、また、Material 2 をマトリックスとすれば繊維—マトリックス

Fig. 1. Idealized pull-out model.

* 原稿受理 昭和54年4月24日

** 正会員 同志社大学工学部 京都市上京区烏丸今出川

*** 正会員 防衛庁技術研究本部 相模原市野辺

ス界面における一種のせん断応力伝達層（遷移層）と見なすこともできる。一次元の仮定の場合、Fig. 1 (a) は Fig. 1 (b) と等価である。

繊維の一端が衝撃的に引張られた場合、荷重は応力波となって繊維中を伝ば、不連続部に達する。静的な場合には材料のもつ慣性について考慮する必要はなく、力のつりあいだけで繊維界面に働く力、繊維中の応力変化を解析することができる。しかし、応力波の伝ばを考えた動的な場合には材料の慣性を考慮した力のつりあい、すなわち運動方程式を考えねばならない。ここで、簡単のため、各部材の二次元的なひろがりはず、また、曲げの影響がないものとして一次元的な波動の伝ばを考えると、引張応力波が不連続部に達した場合、Fig. 2 より次の基礎方程式を得る⁵⁾。

$$E^{(1)}A^{(1)}\frac{\partial^2 u^{(1)}}{\partial x^2} + wG\frac{u^{(2)} - u^{(1)}}{b} = A^{(1)}\rho^{(1)}\frac{\partial^2 u^{(1)}}{\partial t^2} \quad (1)$$

$$E^{(2)}A^{(2)}\frac{\partial^2 u^{(2)}}{\partial x^2} - wG\frac{u^{(2)} - u^{(1)}}{b} = A^{(2)}\rho^{(2)}\frac{\partial^2 u^{(2)}}{\partial t^2} \quad (2)$$

Fig. 2. Components of forces.

ここで、 u 、 E 、 ρ は各部材の変位、ヤング率、密度を表し、添字 1 および 2 はそれぞれ Material 1, 2 に対応する。また $A^{(1)}$ 、 $A^{(2)}$ はそれぞれ次式で与えられる各部材の断面積である。

$$A^{(1)} = wh^{(1)}, \quad A^{(2)} = wh^{(2)}$$

また、 G はせん断層の剛性（せん断弾性率）を表す。

3 数 値 解 析

(1), (2) 式を解析的に解くことは非常に困難で、ある限られた境界条件でのみ解かれているにすぎない⁵⁾。引き抜きのように不連続部での境界条件が複雑な場合、理論解を得ることは不可能に近い。そこで実際の解を得るため、数値解析により計算した。ここで、この問題に対する数値解析法として、差分法、特性曲線法あるいは Hamilton の原理に基づく有限要素法が考えられるが、ここでは有限要素法による数値解析を行った。

Hamilton の原理により (1), (2) 式と等価な汎関数は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \Pi = \int_{t_0}^{t_1} \left\{ \frac{1}{2} A^{(1)} \rho^{(1)} \left(\frac{\partial u^{(1)}}{\partial t} \right)^2 + \frac{1}{2} A^{(2)} \rho^{(2)} \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial t} \right)^2 \right. \\ \left. - \frac{1}{2} A^{(1)} E^{(1)} \left(\frac{\partial u^{(1)}}{\partial x} \right)^2 - \frac{1}{2} A^{(2)} E^{(2)} \left(\frac{\partial u^{(2)}}{\partial x} \right)^2 \right. \\ \left. - \frac{1}{2} \frac{wG}{b} (u^{(2)} - u^{(1)})^2 \right\} dx dt \quad (3) \end{aligned}$$

Fig. 3 のように三層構造部分を有限要素分割する。いま i 番目の要素の両側の節点を i 、 $i+1$ とし、長さを L とする。節点 i の Material 1, 2 の時刻 t における変位はそれぞれ

Fig. 3. Finite element mesh.

$$u_i^{(1)} = u^{(1)}(0, t), \quad u_i^{(2)} = u^{(2)}(0, t) \quad (4)$$

節点 $i+1$ の変位を

$$u_{i+1}^{(1)} = u^{(1)}(L, t), \quad u_{i+1}^{(2)} = u^{(2)}(L, t) \quad (5)$$

とする。ここで要素内変位分布を線形であると仮定し、要素内変位を要素両節点の一次式で補間すると、 i 番目の要素内変位 $u^{(1)} (= u^{(1)}(t))$ および $u^{(2)} (= u^{(2)}(t))$ は

$$u^{(1)} = \frac{L-x}{L} u_i^{(1)} + \frac{x}{L} u_{i+1}^{(1)} \quad (6)$$

$$u^{(2)} = \frac{L-x}{L} u_i^{(2)} + \frac{x}{L} u_{i+1}^{(2)} \quad (7)$$

となる。(6), (7) 式を (3) 式に代入、変分をとり $\delta \Pi = 0$ とおき、節分外力を付加すると次式で表される要素運動方程式を得る。

$$[m] \frac{d^2}{dt^2} \{u\} + [k] \{u\} = \{f\} \quad (8)$$

ここで、 $\{u\}$ および $\{f\}$ はそれぞれ節点変位ベクトルおよび節点外力ベクトルであり、その成分は次式のとおりである。

$$\{u\}^T = [u_i^{(1)}, u_i^{(2)}, u_{i+1}^{(1)}, u_{i+1}^{(2)}] \quad (9)$$

$$\{f\}^T = [f_i^{(1)}, f_i^{(2)}, f_{i+1}^{(1)}, f_{i+1}^{(2)}] \quad (10)$$

また、 $[m]$ 、 $[k]$ はそれぞれ次式で与えられる要素質量および剛性マトリックスである。

$$[m] = \frac{L}{6} \begin{bmatrix} 2A^{(1)}\rho^{(1)} & 0 & A^{(1)}\rho^{(1)} & 0 \\ 0 & 2A^{(2)}\rho^{(2)} & 0 & A^{(2)}\rho^{(2)} \\ A^{(1)}\rho^{(1)} & 0 & 2A^{(1)}\rho^{(1)} & 0 \\ 0 & A^{(2)}\rho^{(2)} & 0 & 2A^{(2)}\rho^{(2)} \end{bmatrix} \quad (11)$$

$$[K] = \begin{bmatrix} \frac{1}{3} \frac{WGL}{b} + \frac{A^{(1)}E^{(1)}}{L} & -\frac{1}{3} \frac{WGL}{b} & \frac{1}{6} \frac{WGL}{b} - \frac{A^{(1)}E^{(1)}}{L} & -\frac{1}{6} \frac{WGL}{b} \\ -\frac{1}{3} \frac{WGL}{b} & \frac{1}{3} \frac{WGL}{b} + \frac{A^{(2)}E^{(2)}}{L} & -\frac{1}{6} \frac{WGL}{b} & \frac{1}{6} \frac{WGL}{b} - \frac{A^{(2)}E^{(2)}}{L} \\ \frac{1}{6} \frac{WGL}{b} - \frac{A^{(1)}E^{(1)}}{L} & -\frac{1}{6} \frac{WGL}{b} & \frac{1}{3} \frac{WGL}{b} + \frac{A^{(1)}E^{(1)}}{L} & -\frac{1}{3} \frac{WGL}{b} \\ -\frac{1}{6} \frac{WGL}{b} & \frac{1}{6} \frac{WGL}{b} - \frac{A^{(2)}E^{(2)}}{L} & -\frac{1}{3} \frac{WGL}{b} & \frac{1}{3} \frac{WGL}{b} + \frac{A^{(2)}E^{(2)}}{L} \end{bmatrix} \quad (12)$$

これらは Consistent な質量，剛性マトリックスと呼ぶ。簡単には次式で示される Lumped なマトリックスを用いる。

$$[K^*] = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} \frac{WGL}{b} + \frac{A^{(1)}E^{(1)}}{L} & -\frac{1}{2} \frac{WGL}{b} & -\frac{A^{(1)}E^{(1)}}{L} & 0 \\ -\frac{1}{2} \frac{WGL}{b} & \frac{1}{2} \frac{WGL}{b} + \frac{A^{(2)}E^{(2)}}{L} & 0 & -\frac{A^{(2)}E^{(2)}}{L} \\ -\frac{A^{(1)}E^{(1)}}{L} & 0 & \frac{1}{2} \frac{WGL}{b} + \frac{A^{(1)}E^{(1)}}{L} & -\frac{1}{2} \frac{WGL}{b} \\ 0 & -\frac{A^{(2)}E^{(2)}}{L} & -\frac{1}{2} \frac{WGL}{b} & \frac{1}{2} \frac{WGL}{b} + \frac{A^{(2)}E^{(2)}}{L} \end{bmatrix} \quad (14)$$

4 実 験

有限要素法による数値解析結果と比較するため，引き抜きモデル試験片による衝撃引き抜き試験を行った。

4・1 試験片

Fig. 4 に試験片の形状・寸法および試験片に貼り付けられたひずみゲージの位置を示す。エポキシ系接着

Fig. 4. Test specimens.

剤によりせん断層を構成，せん断層の厚さの影響を調べるため，0.05 mm および 1 mm の異なるせん断層の厚さをもつ二種類の試験片を用いた。Material 1, 2 の材質はともにアルミニウム，また，接着剤には市販のエポキシ系接着剤（アラルダイト）を用いた。

4・2 実験装置

Fig. 5 に示す装置を用い，衝撃引き抜き試験を行った。Weight を高さ 700 mm より自由落下させ，

Fig. 5. Experimental apparatus.

Stopper に衝突させる。この衝突により Rod 中に Weight が Stopper から離れるまでの間、引張応力が生じ、応力波となって試験片チャックに向かって伝播する。この応力波が check に到達すると一部の応力波は試験片の Material 1 の中に透過、一部は反射応力波となって Rod 中を逆に伝播する。Material 1 に透過した引張応力波はやがて Material 2 との接合部に到達し、衝撃引き抜きの状態が生じる。複合材料における繊維の引き抜き現象では繊維—マトリックス界面のせん断応力が重要となるが、このせん断応力ないしはせん断ひずみを測定することは非常に困難である。そこで簡単に、精度よく測定できるひずみゲージを用い、Material 1 および 2 の縦ひずみの時間的変化を測定し、計算結果と比較することとした。ひずみゲージからの信号は直流アンプ (新興 DA4007F; 周波数特性 50 kHz/±3 db) により増幅した後、ディジタルメモリーに記録した。ひずみゲージにはゲージ長さ 2 mm (共和 KFC-2-11) のものを使用した。

5 結果および考察

5.1 実験結果

衝撃試験の結果得られた試験片 A, B の各ゲージ位置におけるひずみの時間変化を Fig. 6, 7 に示す。ここで Material 1 中の引張応力波 σ_I の波頭が No. 1

Fig. 6. Stress wave records of A specimen.

Fig. 7. Stress wave records of B specimen.

のひずみゲージに到達した時刻を $t=0$ とした。

Stopper 中の応力波が Stopper 両端を往復する時間 (約 160 μsec) だけ σ_I は一定の応力 (大きさ) が持続される。その後は Stopper の両端での応力波の反射と透過の繰返しのため、 σ_I の様子は複雑になる。Weight および Stopper が長手方向に一樣断面を有するため、Weight と Stopper の衝突が完全なら、 σ_I はほぼステップ状の応力波となるが、衝突面のすり合わせ等により Fig. 6, 7 に示されるように σ_I は step 状には立ち上らず、約 50 μsec ほどの立ち上り時間をもつ Ramp type pulse となっている。更に Fig. 4 から明らかなように、No. 1 でのゲージ位置で σ_I のみが観察されるのは σ_I の波頭から約 100 μsec の時間だけである。なぜなら、その後は試験片接合部からの σ_I の反射波が重畳されるからである。したがってその後の σ_I の様子はわからず、 σ_I が一定であっても No. 1 からのゲージ出力には変化が起る。このことは Fig. 6, 7 に示されており、No. 1 のひずみ信号は 100 μsec 以後増加している。この増加は σ_I の接合部からの反射引張応力波が重ね合わされたためである。その増加の様子から、実際には σ_I は 160 μsec までの間、ほぼ一定の状態であると言える。せん断層の厚さが 0、あるいはその剛性 G が無限大と考えるとき、すなわち一体構造となっていると考えるとき、応力波の変化は一次元弾性応力波伝ば理論により取扱うことができる⁶⁾。今回の試験片では σ_R (透過応力波) = $1/2 \sigma_I$, σ_R (反射応力波) = $1/2 \sigma_I$ となる。この一次元波動理論を用いて、接合部を一体構造と見なして計算した結果を Fig. 6, 7 の一点鎖線で示した。この計算では入射応力波 σ_I は立ち上り時間 50 μsec の Ramp type pulse である。一次元波動論による計算値と実験結果を比較すると、せん断層の非常に薄い A 型試験片では理論値とよく一致している。

A, B の二つの試験片の結果を比較してみると、No. 2-2 の値が A と B では非常に異なる。A 試験片では一次元理論と一致するひずみが生じているのに比し、せん断層の厚い B 試験片ではわずかなひずみしか伝わってこない。すなわち、せん断層の厚さによりこの違いが生じる。Material 1 の Material 2 に伝える 2 層間のせん断力の大きさは、厚さ b に反比例し、 b が薄い場合にはせん断力は大きくなり、せん断層をはさむ二つの材料は一体構造に近い様相を呈してくる。また、A の場合にも幾分そうではあるが、特に B の場合には Material 1 の No. 2-1 のひずみは一次元波動論で計算される値よりも大きいばかりでなく入射応力波よりも大きい。せん断層が薄く、接合部が一体化していると見なせるときは当然面積の変化する不連部で反射が起り、No. 2-1 を通過する波の大きさは入射波よ

りも小さくなる。しかし、測定された結果ではNo.2-1においてはひずみは入射波よりも大きく、このことからせん断層が厚い場合には、せん断層に働くせん断力が小さく、Material 1 を伝ばしてきた引張応力が接合部に到達してすぐにはその力が Material 2 に伝わらず接合部内部の Material 1 中を入射波が入り込みながら Material 2 に力を伝える。せん断力により Material 1 の力が Material 2 に伝わる時、その反力を Material 1 が力を受けることにより接合部より内側の No.2-1 の位置においても一次元波動論による透過波 σ_T よりも大きいばかりでなく入射応力波 σ_I よりも大きいひずみ（応力）が記録される。言い換えれば、応力波の反射面が内部にずれたといえる。せん断層の厚さが大きくなるに従い、みかけの反射面が内部に移動する。それにつれ、接合部内部の Material 1 においても入射波が入り込み、反射波と合成され、応力波の伝ばに伴って Material 1 に作用する最初の大きな応力は接合部の内側に生じる。もし、入射応力より少し高い引張応力で Material 1 が破断するとすれば、繊維の引張破断はこの接合部内部に生じることもあり得る。いずれにしてもせん断層が厚くなるに従って、接合部内側遠く離れた所では繊維の中の応力は一次元弾性応力波伝ば理論に従いながらも細部についてはこれを説明することはできず、まして、せん断層に働くせん断力は次に述べる数値計算に依らなければならない。

5・2 数値計算結果

落錘の衝撃により引き抜き材（繊維）に生ずる引張り力は Fig. 6 および Fig. 7 の No.1 のひずみ波形からわかるように立ち上り時間 $50 \mu\text{sec}$ を要する

Rampe type pulse となっている。そこで、数値計算においても $50 \mu\text{sec}$ の立ち上り時間を有する Ramp type pulse と立ち上り時間が極めて短い Step pulse の二種類の荷重が作用する場合について検討を行った。数値計算に用いた材料定数は次のとおりである。

ヤング率（アルミニウム） $E=7000(\text{kg/mm}^2)$

比重（アルミニウム） $\gamma=2.75(\text{g/cm}^3)$

重力加速度 $g=(9.8 \text{ m/s}^2)$

せん断弾性率（アラルグアイド）

$G=50(\text{kg/mm}^2)$

質量マトリックスは(13)式で表される Lumped mass matrix, 剛性マトリックスは(12)式で表される Consistent stiffness matrix を用いた。(8)式の運動方程式の積分には Runge-Kutta-Gill 法を用い、積分時間刻み幅 Δt は有限要素の応力波通過時間の約1/5にとった。数値計算に当っては波動の伝ば現象であることを考慮して、図に示されるモデルを長さ均等に有限要素分割した。使用した電子計算機は HITAC 8300（メモリー容量 145 KB）である。

5・2・1 Ramp type pulse の場合 計算は実験結果と比較するため、実験に用いた試験片とよく似た Fig. 8 (A)のモデルに対して行った。立ち上り時間 $T=50 \mu\text{sec}$ を有する Ramp type pulse 引張力がモデルの引き抜き側一端に作用するとして計算を行った。引張応力の大きさ P_0 は 0.5 kg/mm^2 である。Ramp type pulse の場合、要素の長さ L は 2 mm である。実験の場合と同じく、モデル各位置におけるひずみ等は、衝撃端あるいは他端自由端からの反射波が到達するまで衝撃引き抜き現象として解析される。

Fig. 9 および Fig. 10 はそれぞれせん断層の厚さ b

- Calculated points
- Nodal points

	L	L1	L2	a	b	c	d
A	2	450	450	250	200	1	150
B	1	160	250	80	80	0.5	150

Fig. 8. Finite element model for calculation.

(a) Strain and shear stress-time histories.

(b) Strain and shear stress distributions at $t = 160 \mu\text{sec}$.

Fig. 9. Calculated results of strains and shear stress in shear layer for A specimen; in case of ramp type pulse.

(a) Strain and shear stress-time histories

(b) Strain and shear stress distributions at $t = 160 \mu\text{sec}$.

Fig. 10. Calculated results of strains and shear stress in shear layer for B specimen; in case of ramp type pulse.

$= 0.05 \text{ mm}$ および 1 mm の場合の結果である。ここで、衝撃端に荷重が加えられたときを時間の原点としている。せん断層の厚さが $b = 0.05 \text{ mm}$ の場合の No. 2-1 でのひずみ波形 (Fig. 9 (a)) が実験の場合、計算結果より幾分か大きいのを除き、定性的のみならず定量的にも非常によい一致を見ており、前述の剛体接

合仮定の一次元応力波伝は理論では説明されない No. 2-2 での小さなひずみ、すなわちせん断層の影響を解析することができた。せん断層に生じるせん断応力は引き抜き材中の応力波の伝ばとともに生ずる。最大せん断応力はせん断層の厚さが異っても引き抜き端で生じる。50 μsec と立ち上がり時間が長い場合には応力波の到達とともにせん断応力は増加するが引張力が一定となったとき、せん断応力も一定となり、その値は静的と同じ値となる。わずかに Ramp 終りの入射応力不連続部分でせん断応力に小さな振動がみられる。この振動はせん断層の厚さが厚いときゆるやかである。これらの振動は次の Step pulse の場合鮮明となる。

5・2・2 Step pulse の場合 衝撃引き抜き問題にあっても最も興味深いのは荷重が文字どおり衝撃的、すなわち先の Ramp type pulse の場合より、より速く入射力が加わる場合である。そこで立ち上がり時間 $T = 1 \mu\text{sec}$ と非常に短い Step pulse 入射荷重を引き抜き材(繊維)の一端に加えた場合について計算を行った。計算に用いたモデルを Fig. 8 (B)に示す。立ち上りの鋭い波動問題、すなわち(1), (2)の波動方程式を有限要素で近似的に解く場合、有限要素法では無限の自由度をもつ波動現象が結局有限の各節点に質量を集中させた(4式の振動方程式を解くことになる。そのため、波動の立ち上がり時間に応じてより近似をよくするにはできる限り要素を細分割する必要がある。ここでは計算機のメモリ容量の制限および連立微分方程式を Runge-Kutta-Gill 法により数値的に解くため、誤差の留積を考慮して方程式の元数を小さく押える必要から要素長 $L = 1 \text{ mm}$ とした。したがって引き抜き現象の解析できる時間はモデルが短くなっただけ短くなるが、充分過渡的現象をとらえることはできる。Fig. 11 はせん断層の厚さ $b = 0.05 \text{ mm}$ の場合の計算結果である。入射応力波形をとらえている No. 1 の位置でのひずみ波形で波頭部分に若干のオーバーシュートが見られるが、これは波動の有限要素近似解法における一種の誤差と言える。細部の変化については無視できないが全体の数値解析に大きな影響を与えるものではない。Ramp type pulse でわずかに見られたせん断応力一時間変化における振動がはっきり現れている。時間経過とともにこのせん断応力における振動は減衰し、やがて静的な値となるが過渡応答部分では静的の値に対して衝撃引き抜きせん断応力は2割以上も大きくなる。また、繊維に沿うせん断応力の分布も複雑になる。衝撃引き抜きせん断応力の振動は次のようなメカニズムによると考えられる。初めに、繊維中を先行する応力波がせん断層を介して外側の素材に力を伝え、急激に外側の素材を引張ろうとするが、貫性の影響で外側の素材は急激には動けずせん断力は大きく高まる。そ

(a) Strain and shear stress-time histories.

 (b) Strain and shear stress distributions at $t = 70 \mu \text{sec}$.

Fig. 11. Calculated results of strains and shear stress in shear layer for A specimen; in case of step pulse.

(a) Strain and shear stress-time histories

 (b) strain and shear stress distributions at $t = 70 \mu \text{sec}$.

Fig. 12. Calculated results of strains and shear stress in shear layer for B specimen; in case of step pulse.

の結果、繊維ではせん断層のせん断力により引張方向に動いていた繊維の粒子が減速される。外側の素材が引張られ始めると外側の素材と繊維との相対変位が減少しせん断力は減少するが、外側の素材の粒子は貫性力の影響ではなおも引き抜き方向に移動しせん断力の減少は続く。その減少のため、先のせん断力の高まりにより減速された繊維の粒子の減速は減少する。その結果再びせん断層のせん断応力が増加する。この繰返しによりせん断応力の振動が生ずると考えられる。したがってこの振動はせん断層の厚さに影響されるが Fig. 12 によればせん断層が 1 mm と厚い場合、せん断応力の振動数は少くなっている。この振動数はこのせん断応力の変化の振動数より充分小さい範囲で有限要素の分割長さを変化させても、その要素長さに殆んど影響されず衝撃引き抜き現象に伴う固有の特徴的現象である。

6 結 論

繊維強化複合材料の衝撃破壊に伴う引き抜き現象についてせん断層を仮定し、有限要素法による数値解析

ならびに実験を行った。繊維が衝撃的に引き抜かれるとき繊維界面に生じるせん断応力は時間の経過とともにやがて静的な値となるが、立ち上り時間が非常に短い引張力が作用する場合、せん断応力は静的な値を中心に減衰振動する。衝撃引き抜きせん断応力は静的の 2 割以上も増加する。

(昭和51年 3 月 24 日 日本材料学会第 5 回 FRP シンポジウムにて講演)

参 考 文 献

- 1) 島村昭治, 強化プラスチック, **18**, 440 (1972).
- 2) Broutman, L. J., and A. Rotem, AFOSR-72-2214 (AD-753 101) (1972).
- 3) Outwater, J. O., and W. O. Carnes, "Proceedings of the Army Symposium on Solid Mechanics", p. 17 (1968).
- 4) Lawrence, P., J. of Materials Science, **7**, 1 (1972).
- 5) Payton, R. G., J. of Applied Mech., **87**, 643 (1965).
- 6) Timoshenko, S. P., and J. N. Goodier, "Theory of Elasticity", Chap. 14 (1970) McGraw-Hill Kogakusha, Ltd.