先端の鋭いフィンによる衝撃波と境界層の干渉について*
**Interaction between Shock Waves and Boundary Layers
 Induced by Sharp Fin**

斎田 暢 三**

Nobumi SAIDA

Key words: Viscid-inviscid flow interaction; boundary layers;
 shock waves; supersonic flow

Abstract

This paper presents an experimental study of shock wave/turbulent boundary-layer interaction induced by a sharp fin placed normal to the side wall of the wind tunnel. The experiments were carried out in a $8 \times 10 \text{ cm}^2$ supersonic wind tunnel at free stream Mach numbers of 1.98 and 2.48. Corresponding free stream REYNOLDS numbers per meter were 4.1×10^7 and 2.7×10^7 for the former case and 4.1×10^7 for the latter case. A set of 3 fin models with wedge type leading edge of 20° , 30° and 40° half angle were used in this study. Surface static pressure measurements, oil flow studies and SCHLIEREN photographs of the flow field were made. It was found that, the separation shock angle and the pressure ratio through separation are insensitive to the shape of fin's leading edge. The length of the upstream influence point and the separation point measured along the centerline from the fin's leading edge were found to increase linearly with the increase of wedge angle. Furthermore, with the increase of wedge angle, the pressure distribution became qualitatively similar to the hemi-cylindrical blunt fin case.

1. ま え が き

超音速流中におかれた平板に垂直に立てたフィンまわりの流れでは、フィンの前縁形状によって平板上に発達した境界層をはく離させ、はく離衝撃波を形成するがこれはまたフィンによる衝撃波とも干渉し、非常に複雑な三次元的粘性-非粘性干渉の流れ場を形成する。

この種の問題は超音速飛行体の翼と胴体の付け根付近の流れやターボ機器内の流れに関係しているため多くの実験的な研究が行われてきている。しかしそのほとんどは円柱か半円柱-フィンによる場合¹⁻¹³⁾ か、鋭

いフィンからの斜め衝撃波 (glancing shock) と平板上の境界層との干渉¹⁴⁻¹⁹⁾ についてであり、フィン前縁形状による影響を調べたものは PRICE らによる後退角をもった場合等^{5,12)} 若干あるのみである。なお 1971 年までの研究結果については KORKEGI²⁰⁾ による展望によって解説されている。理論的な研究については問題の複雑さのため、解析的な手法は二、三あるのみで¹⁴⁾ ほとんどが数値計算によっており、NAVIER-STOKES の方程式を直接差分法により数値的に解く試みがなされている。最も簡単な例として斜め衝撃波が境界層を横切るときの干渉問題を HORSTMAN と HUNG²¹⁾ が求めたが、近年開発されたスーパー・コンピュータ Cray 1 を使い HUNG と KORDULLA²²⁾ は半円柱フィンまわりの流れを計算し、先に VOITENKO ら⁴⁾ によって実験的に予測された円柱直前での超音速領域の存在を確認している。しかし系統的な研究はいまだに行われていない。

本研究では超音速流中で平板上に立てた前縁がくさび形をしたフィンのモデルのくさびの半頂角を変化させ、はく離衝撃波の形状と平板およびモデル斜面上の圧力を測定し、くさび角による影響を実験的に明らかにしたものである。

2. 実験装置と方法

本実験に使用した風洞は吹出し式超音速風洞であり、測定部の断面積は $10 \times 8 \text{ cm}^2$ である。実験はマッハ数とレイノルズ数の影響を調べるため一様流のマッハ数 M_∞ が 2.48 と 1.98 につき、対応する 1 m 当りのレイノルズ数 Re を前者では 4.1×10^7 (実験条件 A)、後者では 4.1×10^7 (実験条件 B) と 2.7×10^7 (実験条件 C) の 3 条件について行った。

流入する境界層の厚さを内径 0.3 mm, 外径 0.5 mm のビトー管により、モデルなしの状態ですロートから 370 mm の位置で測定した。境界層内で総温を一定と

* 昭和 58 年 9 月 9 日原稿受理

** 青山学院大学理工学部

第1表 実験条件

Test cond.	M_∞	Re	δ (mm)	δ^* (mm)	θ (mm)
A	2.48	4.1×10^7	7.3	2.5	0.6
B	1.98	4.1×10^7	6.8	1.8	0.6
C	1.98	2.7×10^7	7.8	1.4	0.4

第1図 モデル形状と座標系

仮定して求めた速度プロファイルにおいて外部流の速度の 99.5% の位置を境界層の厚さ δ としたときの排除層 δ^* , 運動量厚 θ を第1表に示す。速度プロファイルが指数則を満たすことより, 乱流境界層であることは明らかである。

本実験に使用したモデルは第1図に示すような前縁がくさび形をしたフィンであり, フィンの厚さ d は $d=10$ mm, 長さ L は $L=65$ mm であり, また高さ h は $h=35$ mm で一様流の境界層厚さ δ の約5倍で半無限長のと同様と考えてよい。くさびの半頂角 θ_w は 20° , 30° と 40° の合計3種類であり, $\theta_w=20^\circ$ のモデルでは先端に付着衝撃波が, また $\theta_w=40^\circ$ では離脱衝撃波が形成されるが $\theta_w=30^\circ$ の場合は条件Aで付着衝撃波がまた条件B, Cで離脱衝撃波が形成される場合に対応している。また $\theta_w=30^\circ$ と 40° のモデルの自由端側には流れの二次元性を保たせる目的で端板が取り付けられている。なおモデルは風洞の側壁上, スロートから前縁までの距離が 355 ± 5 mm の位置に設置されている。

測定はモデルが固定されている平板上とくさび斜面上の圧力測定と油膜法による平板上の流れとシュリーレン法による対称面での衝撃波形状の撮影を行った。なお光学的な測定ではモデルを風洞の床に固定して行ったので一様流の境界層厚さには若干の相違がみられる。平板表面上には内径 0.6 mm の静圧孔が中心線上では不等間隔に8個と $y=-30, -18, -6, 12, 24$ と 36 mm の6列では 10 mm 間隔に合計 55 個あけてあり, さらにモデルを前後に移動させることにより x 軸方向には細く測定することができる。またモデル

のくさび斜面上にも内径 0.3 mm の静圧孔が $\theta_w=20^\circ$ のモデルについては一列, $\theta_w=30^\circ$ と 40° のモデルについては2列, 2~3 mm の間隔であけてあり, さらに平板とモデルとの間に厚さ 1 mm のスペーサーを挿入することにより平板から x 方向に 1 mm 間隔で測定することができる。以上の表面圧力測定はすべて多管水銀マノメーターを用いて行った。流れの可視化にはクセノンランプを光源としたシュリーレン法により, はく離衝撃波や弓形衝撃波, せん断層等の観察を行った。また油膜法としては, シリコン油に着色剤として二酸化チタンを, 粘性の調節用としてオレイン酸を適度に調合したものを使用し, はく離線を求めた。

3. 実験結果と考察

3.1 対称面内の衝撃波形状 各モデルについてシュリーレン写真を撮影した結果, $\theta_w=20^\circ$ では境界層厚さにわずかな変化が見られるだけであるが $\theta_w=40^\circ$ になると半円柱フィンの場合と同じようにはく離衝撃波, せん断層, 弓形衝撃波が見られる。 $\theta_w=30^\circ$ の場合はこの中間に対応し, $M_\infty=2.48$ では衝撃波が前縁に付着し, $\theta_w=20^\circ$ と同様の状態であるが $M_\infty=1.98$ になると $\theta_w=40^\circ$ の場合と同じ状態になる。第2

第2図 $\theta_w=30^\circ$ モデルのシュリーレン写真

図に $\theta_w=30^\circ$ の場合の一連のシュリーレン写真を示す。衝撃波の三重点より上で流れの二次元性が保たれていることがわかる。これらの写真からはくさび衝撃波角 β を読み取ると、はくさび衝撃波角はくさび角やレイノルズ数にあまり依存せず、マッハ数のみに関係し、 $M_\infty=2.48$ で $\beta \approx 32^\circ$ 、 $M_\infty=1.98$ で $\beta \approx 40^\circ$ であり、半円柱フィンの場合¹¹⁾ とほぼ等しい。このことよりはくさび衝撃波角は物体の先端形状に関係しないことがわかる。

3.2 くさび斜面上の圧力分布 くさび斜面上で測定した圧力を平板からの距離に対してプロットしたものを第3図に示す。ここで縦軸は一樣流の静圧 p_∞ で無次元化した斜面上の圧力比 p/p_∞ を、また横軸にはフィンの厚さ d で無次元化した平板からの距離 z/d をとる。 θ_w が 30° と 40° については最前列のデータのみがプロットしてある。図中の縦の矢印は衝撃波上の三重点に対応する位置を、また右側の横の線は $\theta_w=20^\circ$ のくさびについて斜め衝撃波の関係式から求めた結果である。これより $\theta_w=20^\circ$ と 30° では圧力は自由端より $z/d \approx 1$ まではほぼ一定であり、 $\theta_w=20^\circ$ の場合は斜め衝撃波の関係式から求めた値に近い。しかし平板に近づくとき粘性の影響で減少している。とくに $\theta_w=30^\circ$ では条件B、Cでは衝撃波は離脱しているが付着している条件Aと定性的に同じ傾向を示している。

第3図 くさび斜面上の圧力分布
静圧孔位置: ○ $x/d=0.22$; ● $x/d=0.30$;
 $4x/d=0.75$, ↓: 衝撃波上の三重点の位置

る。これはくさび角が小さくマッハ数も低いため離脱による影響が顕著に現れないためと考えられる。 $\theta_w=40^\circ$ になると三重点の近くでは自由端側より高圧になっているがこれも半円柱フィンの場合と同様に三重点でのジェットが発生しに起因するものと考えられる²³⁾。この影響はとくにマッハ数が多いほど顕著である。しかし先端がくさび形の場合、その圧力比は半円柱の場合¹¹⁾ の $M_\infty=2.48$ での $(p/p_\infty)_{\max}=10.58$ や $M_\infty=1.98$ での $(p/p_\infty)_{\max}=6.48$ より小さく、また先端から遠ざかるほど低くなる傾向を示す。なお最低圧力比はいずれの場合も同じになっている。

3.3 平板上の圧力分布 くさび形フィンモデルが置かれている平板上の圧力分布を代表的な例についてプロットしたものを第4図に示す。ここで縦軸には一樣流の静圧 p_∞ で無次元化した圧力比 p/p_∞ を、また横軸にはモデルの先端を原点にとった流れ方向の距離 x をフィンの厚さで無次元化した距離 x/d をとる。第4図(a)の $\theta_w=20^\circ$ の場合、中心線上での圧力は一定値に達せず、またフィンによる影響領域も小さい。しかし θ_w が大きくなると(第4図(b), (c)) 中心線を除いては半円柱フィンの場合と同じ傾向を示すようになる。すなわち、中心線の近傍では上流影響点より急速に増加した後、はくさび点近くで穏やかになるがプラトー領域(第1ピーク)に達した後、減少して圧力の谷の部分形成してから再び急速に増加する。くさびモデルの場合半円柱のように中心線上では前縁に沿った吹き下しがないため原点直前で最大圧(第2ピーク)とはならず、原点から少し離れた点で最大値に達する。 y が増加するにともない第1、とくに第2ピーク値の位置は下流へ移行し、圧力も減衰して $y/d=3.6$ ではフラットになる。レイノルズ数による影響は本実験の範囲では認められないが、マッハ数が増加すると上流影響点はフィン側へ近づき、その効果は中心線から遠いほど大きい。これはくさびに対しての弓形衝撃波の形状が関係しているためであると考えられる。なお θ_w やマッハ数が大きくなるほど第2ピーク圧も大きくなる。

第5図は横軸の原点を各列ごとの上流影響点にとり、 $M_\infty=2.48$ の場合について θ_w による相違を比較したものである。中心線の近くでは、はくさび点まで同じ分布形をしている。このことは三次元物体についても二次元流の場合と同じように自由干渉領域が存在することを意味している。中心から遠ざかるに伴い相違が現れるが、とくに第2ピーク値の相違は大きい。これはくさび斜面上に沿った流れが θ_w によって異なるためであり、 θ_w の増加にともない半円柱の値へ近づく。以上の傾向は $M_\infty=1.98$ の場合についても同様

第4図 平板上の圧力分布

第5図 平板上の圧力分布 (上流影響点 x_0 を原点とする) $M_\infty=2.48$, $Re=4.1 \times 10^7$

である。なお図中のSは油膜法によって読み取ったはく離位置であり、添字 2, 3, 4 はそれぞれ θ_w が 20° , 30° と 40° の場合を意味している。測定方法によるばらつきを考慮すれば、はく離点の圧力比 p_{sep}/p_∞ は θ_w に関係せず、ほぼ一定で $p_{sep}/p_\infty = 1.5 \sim 1.6$ の範囲にあり、半円柱の場合とほぼ等しい。以上の結果を整理すれば逆流領域の渦の大きさは物体形状に関係するが、はく離点近傍での状態はいずれの場合も同じになっていることがわかる。

3.4 上流影響点、はく離線 油膜法による流れの可視化の写真の代表例を第6図に示す。写真中の黒い短い線は静圧孔によって生じた流線模様であり、これより流れの方向を知ることができる。上流影響線は物体によって影響をおよぼす範囲を表わす境界線であり、いまの写真では流線が偏向しはじめる位置である。これはまた平板上の圧力分布曲線からは勾配が最大になる接線とx軸との交点と定義している。また上流側の流線と下流側逆流領域の流線とが接する線がはく離線であり、再付着線は、その線を境として流線が両側へひろがる線で圧力分布曲線の第2ピーク圧の位

第6図 $\theta_w = 30^\circ$ モデルのオイルフロー写真

置に対応している。なおはく離線と再付着線の間の中線の頂度圧力のプラトー領域に対応し、ここをすぎると流線は大きく偏向していることがわかる。

第7図は中心線上でのくさび先端から上流影響点とはく離点までの距離 L_u と L_{sep} を半頂角 θ_w に対してプロットしたものである。 L_u/d は θ_w の増加とともに直線的に増加し、マッハ数が多いほうが L_u/d は小さいが、 θ_w が大きくなるとその差は小さくなる。この傾向は二次元圧縮コーナーの場合²⁴⁾ にも見られる。実験条件Cのデータを $L_u/d = 0.07\theta_w$ (θ_w : deg) で近似すれば $\theta_w = 90^\circ$ で $L_u/d \approx 6$ となり、厚さ d の平頭フィンの場合¹³⁾に近い。このことより L_u/d と θ_w の直線性はかなり広い範囲で成立するものと考えられ

第7図 中心線上での上流影響点、はく離点とくさび角の関係

第8図 平板上でのはく離線

る。 L_{sep}/d も θ_w の増加とともに直線的に増加しているがマッハ数、レイノルズ数による相違は測定の誤差範囲であり、ほばないものと考えられる。

第8図は油膜法から読み取ったのはく離線 x を中心線上ではなく離点を原点にとってプロットしたものである。上の図は $\theta_w=40^\circ$ の場合についてマッハ数、レイノルズ数の相違による変化を、また下の図は実験条件Bにつき半頂角の相違による変化を示したものである。これよりはく離線はマッハ数、レイノルズ数にあまり依存しないことがわかる。またはく離線は放物形をしており、 $\theta_w=20^\circ$ の場合を除いてほぼ同じ形状をしている。

4. 結 論

超音速流中において平板上に立てられた先端の鋭いフィンによる乱流境界層と衝撃波の干渉を、くさび角および実験条件を変えた場合について実験を行い、つぎの事柄を明らかにした。

- 1) はく離衝撃波角はマッハ数のみに依存し、フィン先端形状やレイノルズ数に関係しない。
- 2) くさび斜面上の圧力はくさび角が増加すると円柱前縁上の圧力に近づく。
- 3) θ_w が 20° 以上のくさび形フィンによる平板上の圧力分布曲線は、中心線上を除いては半円柱フィンによる場合と定性的に類似している。
- 4) 第2ピーク圧は θ_w またはマッハ数が大きくなると増加する。
- 5) 平板上ではなく離点の圧力比はフィン先端形状には依存しない。
- 6) 本実験の範囲では上流影響点とはく離点は θ_w の増加とともに直線的に増加する。
- 7) はく離線の形状はマッハ数やレイノルズ数にあまり依存せず、 $\theta_w=20^\circ$ の場合を除いてほぼ同じ形状をしている。

終りに、本研究に協力していただいた当時本校学生、岡田和夫、加藤俊史、稲野悦夫君に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) HALPRIN, R.W.: Step Induced Boundary-Layer Separation Phenomena, AIAA J., Vol. 3, No. 2 (1965), pp. 357-359.
- 2) WESTKAEMPER, J.C.: Step Induced Boundary-Layer Separation Phenomena, AIAA J., Vol. 4, No. 6 (1966), pp. 1147, 1148.
- 3) VOITENKO, D.M., ZUBKOV, A.I. and PANOV, Yu. A.: Supersonic Gas Flow Past a Cylindrical Obstacle on a Plate, Izv. AN SSSR Mekh. Zhid. Gaza (Fluid Dynamics), Vol. 1, No. 1 (1966), pp. 121-

- 125.
- 4) VOITENKO, D.M., ZUBKOV, A.I. and PANOV, Yu. A.: Existence of Supersonic Zones in Three-Dimensional Separation Flows, Izv. AN SSSR Mekh. Zhid. Gaza (Fluid Dynamics), Vol. 2, No. 1 (1967), pp. 20-24.
- 5) PRICE, A.E. and STALLINGS, R.L.: Investigation of Turbulent Separated Flows in the Vicinity of Fin Type Protuberances at Supersonic Mach Numbers, NASA TN D-3804 (Feb. 1967).
- 6) WESTKAEMPER, J.C.: Turbulent Boundary-Layer Separation Ahead of Cylinders, AIAA J., Vol. 6, No. 7 (1968), pp. 1352-1355.
- 7) KAUFMAN II, L.G. and KORKEGI, R.H.: Shock Impingement Caused by Boundary Layer Separation Ahead of Blunt Fins, AIAA Paper 73-236 (1973).
- 8) DOLLING, D.S., COSAD, C.D. and BOGDONOFF, S.M.: An Examination of Blunt Fin-Induced Shock Wave Turbulent Boundary Layer Interactions, AIAA Paper 79-0068 (1979).
- 9) GILLERLAIN, J.D.: Fin-Cone Interference Flow Field, AIAA Paper 79-0200 (1979).
- 10) DOLLING, D.S. and BOGDONOFF, S.M.: Scaling of Interactions of Cylinders with Supersonic Turbulent Boundary Layers, AIAA J., Vol. 19, No. 5 (1981), pp. 655-657.
- 11) 齊田暢三, 服部仁志: 平板上におかれた円柱による衝撃波と境界層の干渉について, 第13回流体力学講演会講演集 (1981.10), pp. 258-261.
- 12) DOLLING, D.S.: Comparison of Sharp and Blunt Fin-Induced Shock Wave/Turbulent Boundary-Layer Interaction, AIAA J., Vol. 20, No. 10 (1982), pp. 1385-1391.
- 13) DOLLING, D.S. and BOGDONOFF, S.M.: Blunt Fin-Induced Shock Wave/Turbulent Boundary-Layer Interaction, AIAA J., Vol. 20, No. 12 (1982), pp. 1674-1680.
- 14) McCABE, A.: The Three-Dimensional Interaction of a Shock Wave with a Turbulent Boundary Layer, Aero. Quart., Vol. 17, Pt. 3 (1966), pp. 231-252.
- 15) KORKEGI, R.H.: A Simple Correlation for Incipient Turbulent Boundary-Layer Separation due to a Skewed Shock Wave, AIAA J., Vol. 11, No. 11 (1973), pp. 1578-1579.
- 16) GOLDBERG, T.J.: Three-Dimensional Separation for Interaction of Shock Waves with Turbulent Boundary Layers, AIAA J., Vol. 11, No. 11 (1973), pp. 1573-1575.
- 17) KORKEGI, R.H.: On the Structure of Three-Dimensional Shock-Induced Separated Flow Regions, AIAA J., Vol. 14, No. 5 (1976), pp. 597-600.
- 18) DOLLING, D.S. and BOGDONOFF, S.M.: Upstream Influence Scaling of Sharp Fin-Induced Shock Wave Turbulent Boundary Layer Interaction, AIAA Paper 81-0336 (1981).
- 19) KUBOTA, H. and STOLLERY, J.L.: An Experimental Study of the Interaction Between a Glancing Shock Wave and a Turbulent Boundary Layer, J. Fluid Mech., Vol. 116 (1982), pp. 431-458.
- 20) KORKEGI, R.H.: Survey of Viscous Interactions Associated with High Mach Number Flight, AIAA J., Vol. 9, No. 5 (1971), pp. 771-784.
- 21) HORSTMAN, C.C. and HUNG, C.M.: Computation

- of Three-Dimensional Turbulent Separated Flows at Supersonic Speeds, AIAA Paper 79-0002 (1979).
- 22) HUNG, C. M. and KORDULLA, W.: A Time-Split Finite-Volume Algorithm for Three-Dimensional Flow Field Simulation, AIAA Paper 83-1957 (1983).
- 23) EDNEY, B.: Anomalous Heat Transfer and Pressure Distributions on Blunt Bodies at Hypersonic Speeds in the Presence of an Impinging Shock, Aero. Res. Inst. Sweden, Rep. 115 (1968).
- 24) 斎田暢三, 前田泰幸, 服部仁志: 二次元圧縮コーナーによる衝撃波と境界層の干渉について, 日本航空宇宙学会誌, 第31巻, 第352号 (1983), pp. 263-267.

— 論 文 —

深く短い平型梁の2次元応力特性*

Characteristics of Stresses in the Plane Cantilever Beam

内 藤 子 生**
Yasuo NAITO

Key words: Structural analysis; elasticity; deep beam

Abstract

In this paper, the stresses in the plane cantilever beam are expressed by addition of the elementary stresses and the deviation stresses from them. The unknowns included in the deviation stresses are determined so as the distortion at the fixing end of the beam is constrained at five points, and the principle of minimum strain energy is satisfied. The numerical results are shown. Next the stresses are expressed by the higher approximation, and by similar treatment the distortion along the fixing end is satisfactorily decreased. By the above treatments, it is shown at the fixing end that the fiber stress distribution across the neutral axis is curved and not linear, and the shear stress distribution is concave and not parabolic. Moreover, many numerical results are contributed.

1. ま え が き

片持梁の自由端へ集中荷重を加えたとき, 固定端に生じる軸応力は中立軸からの距離に比例するといわれるが, それは EULER-BERNOULLI の仮定にすぎない. そのような応力状態では, 固定端の拘束条件を十分に満足できない. 第2図参照. それで今日でも深く短い平型梁は, 弾性力学の未解決問題である.

著者は本問題をモデル化して4本フランジ平型梁を考え, 固定端の最大軸応力が, 初等理論値より大になる(約10%)特性があるとした⁴⁾. その後文献7)が弾性力学的方法で扱い, 梁の長さと同深さとき最大軸応力は初等理論値の2倍以上とした. 第1

に弾性力学的方法で, その正しい値を求めよう.

第2に梁の長さと同深さの比が異なるとき, どのように応力特性が変化するのか, そこに問題があり, その問題を包括的に解明できる解析法を採用しよう.

2. 偏差応力の減衰特性

2.1 初等理論値 厚さの薄い平型梁の長さを L , 深さを $2a$, 2次モーメントを I とする. 固定端に原点をおき, 長さ方向に x , 高さ方向に y を考え, 自由端に鉛直力 R を加えたとき, 第1図の梁に生じる各応力は一般に下記とされ, 初等理論値と呼ばれている.

$$\sigma_x = \frac{R}{I}(L-x)y, \quad \sigma_y = 0, \quad \tau_{xy} = \frac{-R}{I} \frac{a^2 - y^2}{2} \quad (1)$$

文献1)によると, 上式では固定端の拘束条件が十分には満足されず, 第2図のような変位を生じる.

2.2 偏差応力 前述を改善のため各種の構造体を生じる応力は, 初等理論値と, それからの偏差応力との和と考えよう⁴⁾. とくに文献5)のように多区間均等箱型梁について無数小骨の場合を考え, フランジ材の x 点における偏差軸応力を $D(x)$ で表わすと, $D(x)$ は双曲線関数になるのである. そして自由端の $x=L$ で $D(x)=0$ が要請されるので, 式(2)が得られる.

$$D(x) = C \operatorname{sh} \left(\omega \frac{L-x}{a} \right) \quad (2)$$

よって偏差応力の減衰特性(St. VENANT の原理)は, この場合, 式(2)で量的に表わされる.

そして文献4)の4本フランジ平型梁を多区間梁へ拡張した場合も, 上述の箱型梁と酷似するので, 厚さの薄い平型梁の場合も, 偏差応力の x 方向の減衰特性は, やはり式(2)で表わされることになる.

* 昭和58年3月24日原稿受理

** 東海大学工学部