柔軟ウェブ基礎形態のフラッタ限界とその挙動に関する研究* (第2報, フラッタ限界に対する幾つかの因子の影響)

山口 信 行^{*1}

Flutter Limits of Flexible Thin Webs with a Basic Configuration in High-Speed Flow (2nd Report, Predicted Effects of Several Influential Factors on the Flutter Limits)

Nobuyuki YAMAGUCHI^{*2}

^{*2}Department of Mechanical Engineering, Meisei University,
2-1-1 Hodokubo, Hino-shi, Tokyo, 191-8506 Japan

Flutter characteristics of flexible webs affected by several influential factors are investigated by the analytical method described in a previous study. The factors include the following: (1) mass ratio, (2) fluid surface friction, (3) presence of nearby wall(s), and (4) web movement. In the region of medium tension/bending-stiffness where progressing waves of lower-order modes dominate, mass ratio and fluid friction have little effects on the flutter speeds and conditions. The web movements, however, have a significant effect in lowering the flutter speeds. Presence of nearby walls causes considerable changes in the flutter speeds and conditions particularly for the ratio of gap to web length below 0.3.

Key Words: Fluid Dynamics, Aeroelasticity, Flutter, Web, Flexible Media, Instability, Reduced Frequency, Wall Effect, Tension, Web Movement, Mass Ratio, Fluid Friction

1. 前書

本研究の第1報⁽¹⁾で柔軟ウェブの基礎的形態についてフラッタ限界の解析を行い、その挙動の全体的傾向そして振動モードに関して予測を行った。そして張力パラメタ(張力/曲げ剛性比 τ^*)の低、中、高の3領域でフラッタ限界の挙動の特徴的傾向が分かれることを明らかにした。さらに中 τ^* 領域における予測を風洞実験結果と対比し、測定データはばらつきは大きいながらも平均的には予測値に近い挙動を示すことを確認した。

ここで計算対象としたウェブの基礎形態はかなり単純化されているため、実際のウェブとは多くの相違点があり、それらは実現象の予測にかなりの影響を持つと考えられる。それらの相違点の主なものとして、(1)ウェブの走行、(2)ウェブの有限幅、(3)近接壁面の存在、そして(4)前後ローラーの存在、の4点を指摘した。⁽¹⁾

それら全ての因子の影響を今の段階で評価できる

わけではないが、本研究で可能な範囲でそれらの因子がどのように影響するかを検討しておきたい。そこで(1)質量比の影響、(2)表面摩擦張力の影響、(3)近接壁面の影響、(4)ウェブ走行の影響、等の点について検討し、前報の基礎的形態に関する結果⁽¹⁾を基準として比較する形で、ある程度の傾向的な結果を得た。従来この種のデータは解析的にも実験的にも少なく、関連分野にとって参考になるとと思われるのでここに報告する。

その他の因子については今後さらに検討を続ける予定である。

2. 記号

b_s	ウェブ幅(m)
c_{fo}	流体摩擦係数
E_s	ウェブ素材ヤング率(Pa)
F	一般的な関数
f	振動数(Hz)
f_B	ウェブ断面剪断力(N)
f_D	ウェブ外力分布(N/m)
f_R	無次元振動数、(3)式

* 原稿受付 2000年11月16日。

^{*1} 正員, 明星大学理工学部(〒191-8506 日野市程久保2-1-1).
E-mail: yamagucn@me.meisei-u.ac.jp

$f_R \text{ gap}$	鏡像法計算による無次元振動数
$f_R \text{ inf}$	単独渦列法による無次元振動数
h	ウェブ一壁面間距離 (m)
H	壁面間距離 (m)
I_s	ウェブ断面二次モーメント (m^4)
L_s	ウェブ長さ (m)
M	ウェブ断面モーメント (N-m)
N	計算セグメント分割数
T	張力 (N)
T_c	ウェブ一定張力成分 (N)
T_f	ウェブ流体摩擦張力成分 (N)
$T_{f \text{ av}}$	ウェブ流体摩擦張力平均値 (N)
t_s	ウェブ厚さ (m)
U_a	一様流速度 (m/s)
$U_a \text{ gap}$	鏡像法計算によるフラッタ流速
$U_a \text{ inf}$	単独渦列計算によるフラッタ流速
V	ウェブ走行速度 (m/s)
v_i	誘起速度 (第 i 節点) (m/s)
x	x 座標 (m)
y	y 座標 (m)
y_s	ウェブ変位 y 座標 (m)
δ	ウェブ隙間比パラメタ、式 (10) 参照
Δp	ウェブ上下面圧力差 (Pa)
μ	質量比、(4)式
ρ_a	流れ密度 (kg/m^3)
ρ_s	ウェブ素材密度 (kg/m^3)
σ^*	フラッタ流体力/張力比、(2)式
τ^*	張力/曲げ剛性比、(1)式
ξ	走行ウェブ固定の長手方向座標 (m)
	鏡像法パラメタ、式 (11) 参照

下添字

- 1 (ξ, y)座標系の量であることを示す。
- 2 (x, y)座標系の量であることを示す。
- a 流体に関連する量であることを示す。
- s ウェブに関連する量であることを示す。

3. 基本的状況

以下の検討では第1報⁽¹⁾と同様に次の無次元パラメタを用いて結果を表示する。

$$\text{張力/曲げ剛性比 } \tau^* = (T/E_s t_s b_s) / (L_s/t_s)^2 \quad (1)$$

$$\text{流体力/張力比 } \sigma^* = (\rho_a U_a^2 L_s b_s) / T \quad (2)$$

$$\text{無次元振動数 } f_R = f L_s / U_a \quad (3)$$

$$\text{質量比 } \mu = \rho_s t_s / \rho_a L_s \quad (4)$$

ここで T : 張力(N)、 E_s :ヤング率(Pa)、 L_s :シート長さ(m)、 t_s :シート厚み(m)、 b_s :シート幅(m)、 ρ_s :シート密度(kg/m^3)、 ρ_a :流れ密度(kg/m^3)、 U_a :フラッ

タ流速(m/s)、 f :フラッタ振動数(Hz)。

ここで、ウェブ基礎形態とは、第1報⁽¹⁾の図2に示されるように、前後縁が単純支持され、一様流中におかれて横振動するウェブを称している。第1報⁽¹⁾では質量比 0.05833 を主として取り扱っており、その計算条件を表1に示す。以下のフラッタ限界線図において黒丸でプロットしてあるのがそれらの計算結果であり、各因子の影響を見る上での参照軸と考えることにする。

この状態で τ^* の値 1×10^3 と 1×10^6 を境界として低中高 τ^* の3領域に分かれ、各々以下のような特徴的な挙動の傾向を持つことが示された⁽¹⁾。すなわち $1 \times 10^3 < \tau^* < 1 \times 10^6$ なる中 τ^* 領域では、 τ^* が変化してもフラッタ限界の σ^* と f_R の値は一定に保たれ、3次モードに近い一定の不安定振動が発生する。 $\tau^* < 1 \times 10^3$ なる低 τ^* 領域では τ^* が減少するとフラッタ σ^* は徐々に増加し、フラッタ速度が相対的に増加する傾向にある。同時にフラッタに先立ってダイバージェンス的な不安定が発生する。 $\tau^* > 1 \times 10^6$ なる高 τ^* 領域では τ^* の増加によりフラッタ限界速度は急減し、多くのモードが密集して現れだす。

ただしここでは高 τ^* 領域に対しては特性根の探索範囲を第1報⁽¹⁾よりも広げ、改善を図った結果を示しており、このため第1報⁽¹⁾よりも低いフラッタ速度が予想されている。また高 τ^* 領域での解析結果については、第1報⁽¹⁾に述べたように解析精度上制約があり、また実験上も立証されていない領域にあるため、定性的傾向を示すものとしてののみご理解いただきたい(第8節参照)。

Table1 Numerical figures for the basic analysis
(mass ratio $\mu = 0.05833$)

Web	Paper
Length L_s	1 m
Thickness t_s	0.0001 m
Density ρ_s	700 kg/m^3
Young's Modulus E_s	3 GPa
Flow	Air
Density ρ_a	1.2 kg/m^3
Frictional Coef. c_{f0}	0.05
Boundary Conditions	
Leading Edge	Simple Support
Trailing Edge	Simple Support
Number of the Segments N	50

4. 質量比の影響

フラッタ限界に関する質量比 μ の影響の様子を図1と2に示す。前報⁽¹⁾に報告されている状況 $\mu = 0.05833$ (表1) を基準として、ウェブ厚みを十倍に厚くした $\mu = 0.5833$ の結果を比較して示す。なお上に述べたようにこの基準データの高 τ^* 領域では、第1報⁽¹⁾に示すよりも広い振動数範囲(無次元振動数で1.2程度まで)で特性根の探索を行い、より低いフラッタ限界が得られたため、その結果を用いて改善してある。

図1は張力/曲げ剛性比 τ^* に対するフラッタ限界における流体力/張力比 σ^* の挙動を、図2は無次元振動数 f_r の挙動を示している。例えば風速を非常に低い値から次第に増加させてゆくと σ^* の値が増加し、あるところで中立点に達する。これが図1に示す限界点であり、それを越して風速を増すとフラッタが発生する。図1の限界線の下方は安定領域、上方は不安定領域になる。プロット点はいずれも計算結果である。

低 τ^* 領域 ($\tau^* < 1 \times 10^3$) ではフラッタに先行して

Fig.1 Predicted effect of mass ratios on the web flutter limits

Fig.2 Predicted effect of mass ratios on the reduced flutter frequencies

発生するダイバージェンス的な振動モード(Dモード)の現れ方に質量比の影響が多少あることを第1報⁽¹⁾で述べたが、全体としては低一中 τ^* 領域 ($\tau^* < 1 \times 10^6$) では両者の挙動はほぼ同一であり、質量比 μ の影響はこの領域ではほとんど現れていない。

τ^* が 1×10^6 程度以上の高 τ^* 領域では多くの高次モードフラッタ点や低周波数のダイバージェンス的不安定など多数の根が接近して発生している⁽¹⁾。

(1-4) $\times 10^6$ の範囲では計算されたこれらの不安定根の幾つかを参考のためプロットしてある。 4×10^6 以上でも同様に多数の不安定点が発生しているが、ここでは同一 τ^* に対して最も低く計算されたフラッタ速度をプロットした。この最も低いフラッタ予測点をつないだカーブがフラッタ限界線と考えておくことにする。

この高 τ^* 領域での定性的傾向として、 τ^* の増加とともに σ^* は激減しており、他の条件が同一であれば張力を増やしてもフラッタ風速はそれ程変化せず、一定値に近いという結果になっている。これはフラッタ発生をコントロールする上で不都合である。この領域における予測精度を向上させ、定量的に検討できるようにする必要があることが明らかである。

また高 τ^* 領域での質量比の影響は図1のフラッタ限界についてはそれ程無いように見えるが、図2の無次元振動数にはかなり違いがあり、さらに検討を要することがわかる。

5. 表面摩擦張力の影響

現在の解析においてはウェブ張力の影響について、一定の張力成分 T_0 と、流れ方向(x方向)に大きさが変化する流体摩擦による張力成分 $T_f(x)$ の両者が考慮されている。一方、解析と実験の結果の表示パラメタ (τ^* と σ^*) における張力 T には一定張力成分 T_0 を用い、實際上特定しがたい摩擦張力成分を表示上除外して、実験データと対比し易い形にしてある。

ここで摩擦張力の大きさは後縁でゼロ、上流に向かって増加し、前縁で最大となるものとして次式で与えてある。

$$T_f(x) = 2 \times c_{f0}(1/2) \rho_a U_a^2 (L_s - x) b_s \quad (5)$$

c_{f0} は流れによる表面摩擦係数であり、解析上はこれまで $c_{f0} = 0.05$ としてきている⁽¹⁾。倍数の2はウェブ表裏両面を考えてある。これらの摩擦張力の平均値は次式になる。

$$T_{f\text{av}} = c_{f0}(1/2) \rho_a U_a^2 L_s b_s \quad (6)$$

一定張力成分と摩擦張力成分平均値とを流体動圧とウェブ面積とで規準化すると次式を得る。

$$\text{一定張力 } T_s / ((1/2) \rho_a U_a^2 L_s b_s) = 2 / \sigma^* \quad (7)$$

摩擦張力平均値

$$T_f \text{ av} / ((1/2) \rho_a U_a^2 L_s b_s) = c_{f0} \quad (8)$$

すなわち両者の大きさは $2 / \sigma^*$ と c_{f0} とが対応し、それらを比較して表2に示す。 c_{f0} としては本解析を通じて想定している0.05を示してある。これによると低 τ^* 領域では両者の大きさは同程度になるが、中および高 τ^* 領域では摩擦張力の大きさは一定張力に比して相対的に小さく、その影響は小さいように思われる。

Table 2 Comparison of the order of magnitudes of the constant tension and the frictional tension

	Typical	Constant T	Friction T
τ^* Region	σ^*	$2 / \sigma^*$	c_{f0}
Low τ^*	30	0.0667	0.05
Mid τ^*	6	0.333	0.05
High τ^*	1	2	0.05

Fig. 3 Predicted effects of the fluid friction on the web flutter limits

Fig. 4 Predicted effects of the fluid friction on the web flutter reduced frequency

そこで $c_{f0}=0$ とおいて質量比 $\mu = 0.05833$ の場合に対し解析を行ってみた。摩擦張力以外の条件は同一である。その結果を図3と4に示す。

図3の縦軸は流体力/一定張力成分 σ^* 、図4は無次元振動数 f_r を示す。横軸は一定張力成分/曲げ剛性比 τ^* である。図3に見られるように中 τ^* 領域では $c_{f0}=0$ の場合の結果と比較して $c_{f0}=0.05$ の場合にわずかながらフラッタ限界が高くなる傾向が見られる。すなわち流体摩擦の存在は多少フラッタ限界の向上につながっているようである。

高 τ^* 領域については上の2条件以外の摩擦係数値に対する結果も加えてある。 c_{f0} による首尾一貫した変化は見られないようであるが、ばらつきが見られ、今後さらに精度良い検討が必要であろう。

6. 近接壁面の影響

ウェブは近接して両面あるいは片面に壁面のある流路の中でハンドリングされることが多い。また風洞におけるウェブあるいはシートのフラッタ試験も両面に壁のある流路で行われることが多い。このような近接壁面の影響の傾向を知っておくことは大切である。そこでウェブと壁面との間の距離の影響を予測する評価法を作成し、隙間比の影響をポテンシャル流れの仮定の範囲内で調べた⁽⁴⁾。その評価法は次の通りである。

従来⁽²⁾の方法で用いてきたシートまたはウェブをあらわす単独分布渦による流れの評価に替えて、図5

Fig. 5 Simulation of walls by mirror images of the sheet

に示すように両壁面に関するその分布渦の鏡像群を上下に無限個並べ、壁面の位置に直線流線を実現させることで壁面効果を付け加えた。上下両壁面の間隔を H 、シートと片方の壁面との間隔を h とする場合、元のシートと同じ形態を持つ鏡像が上下に $2H$ の間隔で、対称形の鏡像が $2h$ だけ離れたところにやはり $2H$ の間隔で上下に並んでいる。直線渦列による流れの評価は双曲線関数を用いた比較的簡単な式で与えられる(例えば³⁾)。これを利用して正負2種類の渦分布列の影響を加算して評価した。シート上の x 点に存在する渦 $\gamma(x)$ がシート上 x_i 点に誘起する y 方向速度 v_i は、単独渦では

$$v_i = -(1/2\pi)(\gamma(x)/(x-x_i)) \quad (9)$$

で与えられる。ここで考えた鏡像系では

$$\delta = 2\pi h/H \quad (10)$$

$$\xi = \pi(x-x_i)/H \quad (11)$$

と置くと次式で与えられる。

$$v_i = -(\gamma(x)/4H)(1 - \cos \delta) \sinh(\xi) / ((\cosh(\xi) - 1)(\cosh(\xi) - \cos \delta)) \quad (12)$$

この評価法を利用して表1に示すウェブ条件で張力/曲げ剛性比 $\tau^* = 2 \times 10^3$ を例として隙間比の影響について計算した。この条件は、無限空間中では τ^* を変化させてもフラッタ流体力/張力比 σ^* が変化しない中 τ^* 領域にある。

その結果を隙間比 (H/L_s) に対してフラッタ限界速度 $U_{a \text{ gap}}$ について図6に、また無次元振動数 $f_{R \text{ gap}}$ について図7に示す。添え字 gap は上述の鏡像法による計算結果であることを示す。図中の点はいずれも計算点である。

6.1 鏡像法と単独渦列法の結果の比較 隙間比無限大に相当する従来の方法⁽¹⁾(これを単独渦列法と呼ぶ事にする)による結果を図6と7の隙間比100の軸上に白丸で示した。図6の縦軸は鏡像法によるフラッタ速度 $U_{a \text{ gap}}$ を単独渦列法によるフラッタ速度 $U_{a \text{ inf}}$ で基準化した比である。鏡像法による十分大きな隙間比49.5の場合の結果は従来法による無限空間中での結果に比較して、速度比で1%、無次元振動数で10%の程度のずれが見られる。

両者の振動モードを図8に示す。同図の左側の小図群はシートに沿う変位の分布、右側は圧力分布をそれぞれ上から1/8周期毎に示している。この表示方式はこれ以降のモード図においても同様である。両ケースとも前報⁽¹⁾に述べた3次モードに進行波が乗ったF(フラッタ)モードで、相違はほとんど見られない。

以上より、十分広い隙間に対して本鏡像法は単独渦列法とほぼ同一の結果を与えるといえる。

6.2 隙間比の影響 隙間比 H/L_s を小さくしていくと、図6と7に見られるように、隙間比1程度から変化が現れ始め、フラッタ速度 $U_{a \text{ gap}}$ が低下し、無次元振動数 $f_{R \text{ gap}}$ は増加し始める。隙間比無限大から0.3付近まで現れている振動モードは上述の3次相当のFモードのみである。

さらに隙間が減り、隙間比0.3付近以下ではまずD1点(速度 $U_{a \text{ gap D1}}$)で振動数 $f_{R \text{ gap D1}}$ がほぼゼロの不安定が生じ、さらに速度を上げてゆくと速度 $U_{a \text{ gap D2}}$ のD2点で安定化する。その中間では振動数は図7の $f_{R \text{ gap D1-2}}$ で示される値まで増加するがその後低下し、D2点では $f_{R \text{ gap D2}}$ はほぼゼロとなる。その後速度をさらに上げてゆくと再びFモードの不安定に突入する。隙間比0.1前後およびそれ以下ではD2点がF点と合体し、計算上の中間安定領域が存在しなくなる。またこの融合点付近ではD2点での振動数 $f_{R \text{ gap D2}}$ はゼロに戻らず、例えば図7の隙間比0.12に見られるように、Fモードの値に近づく傾向がみられた。

図9に $H/L_s = 0.12$ に対する振動モードの様子を示す。

Fig.6 Predicted effect of the wall distances on the web flutter speed ($\tau^* = 2000$ and $\mu = 0.05833$)

Fig.7 Predicted effect of the wall gap on the flutter reduced frequency ($\tau^* = 2 \times 10^3$ and $\mu = 0.05833$)

Fig.8 A comparison of the fluttering mode in the open space predicted by the former method and the one in a large gap channel given by the mirror image method ($\tau^*=2 \times 10^3$ and $\mu=0.05833$)

Fig.9 Fluttering modes for webs in a narrow gap with a gap ratio of 0.12 ($\tau^*=2 \times 10^3$ and $\mu=0.05833$)

D1-D2 点間のモード (D モード) は 2 次モードの共振に近い、ダイバージェンス的状况である。またここでも F モードは図 8 に示されている状況とそれほど変わらない。

以上より、壁面が近接している場合のシートあるいはウェブで隙間比 1 以上の場合には壁面の影響は比較的無視できるが、それ以下では定量的な影響が始め、さらに小さい場合例えば隙間比 0.3 以下ではモードが全く異なってくる場合があるので注意を要することがわかった。

以上の結果は $\tau^*=2 \times 10^3$ で $\mu=0.05833$ の場合に対するものであった。条件が大きく変化する場合にはそれに応じた解析を行うことが望ましい。

7. ウェブ走行の影響

これまでの解析対象は、ウェブが静止していて前縁と後縁が固定され、一様流が掃過するという状況（これをウェブ基本形態と呼んだ）で発生するフラッタに関するものであった。しかし実際のウェブはそれ自体が走行する。そこで、ウェブ走行の影響を知るため計算式を導き、例として幾つかの計算を行い、傾向を調べた。

ウェブ基本形態は図 10(a)に示されるように一様流の中に置かれたウェブの前縁と後縁が固定されているものであるが、今回は図 10(b)に示されるように、このウェブが前方に向かって一定速度で走行しつつ振動するものとする。この走行するウェブは後縁から湧き出し、前縁に吸い込まれる形になる。この想定でも現実のウェブとはかなり異なるが、走行のみの影響を検討するためにこのような手法を採った。

考え方は中鉢、等の手法⁽⁵⁾にならって次のようにした。走行しているウェブに固定された座標を図 11(a)

Fig. 10 Situations of the basic web (a) and the moving web (b)

Fig. 11 Simulation of the moving web and the coordinate system

に示すように (ξ, y) であらわす。これは注目する質点が速度 V で前縁に向かって移動している状況である。また従来の空間固定座標系では図 11(b) に示されるように (x, y) であらわされるものとする。前縁は $x=0$ 、後縁は $x=L_s$ とする。これらの座標系の間の関係は、初期条件を省いて、次式で与えられる。

$$x = \xi - Vt \quad (13)$$

ここで t は時刻、 V はウェブの走行速度である。後者は従来の方法⁽²⁾における流れの相対流速 U_s と大きさは同じである。

ウェブ自体の運動方程式は移動している質点に注目して考えなければならない。したがって前報⁽²⁾の梁の挙動に関する式 (41) は x を ξ に置き換えて次のように書かれる。

$$\partial f_B(\xi, t) / \partial \xi = f_D(\xi, t) \quad (14)$$

ここで f_B は断面剪断力、右辺 f_D は梁に加わる分布荷重をあらわし、前報⁽²⁾の式 (36) と同様に次のように表される。

$$f_D(\xi, t) = \Delta p(\xi, t) + T \partial \theta(\xi, t) / \partial \xi - \rho_s t_s \partial^2 y_s(\xi, t) / \partial t^2 \quad (15)$$

ここで Δp はウェブ面上下圧力差、 y_s はウェブ変位、 θ はウェブ面傾斜である。剪断力分布に対する曲げモーメントは次の式で与えられる。

$$\partial M(\xi, t) / \partial \xi = f_B(\xi, t) \quad (16)$$

ここで (ξ, y) および (x, y) 座標系の関数として与えられる任意の関数 F について座標の変換を考える。

$$\delta F = (\partial F / \partial t)_1 \delta t + (\partial F / \partial \xi)_1 \delta \xi \quad ((\xi, y) \text{ 座標系に対して}) \quad (17)$$

$$\delta F = (\partial F / \partial t)_2 \delta t + (\partial F / \partial x)_2 \delta x \quad ((x, y) \text{ 座標系に対して}) \quad (18)$$

添え字 1 は (ξ, y) 座標系、添え字 2 は (x, y) 座標系における評価を表す。一方両座標系の間の関係 (13) 式から

$$\delta x = \delta \xi - V \delta t \quad (19)$$

これらを用いて偏微分項を評価すると次のようになる。

$$(\partial F / \partial t)_1 = (\partial F / \partial t)_2 - V (\partial F / \partial x)_2 \quad (20)$$

$$(\partial F / \partial \xi)_1 = (\partial F / \partial x)_2 \quad (21)$$

$$(\partial^2 F / \partial t^2)_1 = (\partial^2 F / \partial t^2)_2 - 2V (\partial^2 F / \partial t \partial x)_2 + V^2 (\partial^2 F / \partial x^2)_2 \quad (22)$$

以上の 3 式を用いて原式を x 座標で書きかえる。ここで

$$f_B^*(x, t) \equiv f_B(x + Vt, t) = f_B(\xi, t) \quad (23)$$

$$\Delta p^*(x, t) \equiv \Delta p(x + Vt, t) = \Delta p(\xi, t) \quad (24)$$

$$\theta^*(x, t) \equiv \theta(x + Vt, t) = \theta(\xi, t) \quad (25)$$

$$y_s^*(x, t) \equiv y_s(x + Vt, t) = y_s(\xi, t) \quad (26)$$

と * 付で表記する。このようにすると、例えば (14)、(15) 両式をまとめると、 (x, y) 座標系における関係式として次を得る。

$$\begin{aligned} \partial f_B^*(x, t) / \partial x &= \Delta p^*(x, t) + T \partial \theta^*(x, t) / \partial x \\ &\quad - \rho_s t_s [\partial^2 y_s^*(x, t) / \partial t^2 \\ &\quad - 2V (\partial^2 y_s^*(x, t) / \partial t \partial x) \\ &\quad + V^2 (\partial^2 y_s^*(x, t) / \partial x^2)] \end{aligned} \quad (27)$$

以後の式においては変数は上添字の * 印を省略して表記することにする。すると上式の右辺第 4 および 5 項が前報の式⁽²⁾に形式上付け加わったことになる。他の式についてもこのことを考慮に入れて追加すれば良い。また $\Delta p(x, t) (= \Delta p^*(x, t))$ は、結局、空間固定座標系における圧力分布にもどっており、流れの計算は従来と同じである。したがってこれらの追加項を前報⁽²⁾の式に加えた計算プロセスによりこれまでと全く同じ手順で解くことができる。

ウェブの前後縁の境界条件は空間固定座標系で成立するから、以上の式に従来通り適用できる。ここでは前回と同様に前後縁とも単純支持を適用した。

以上の手法を走行ウェブ形態に適用してフラッタ限界に対する走行の影響を調査した。計算対象の数値は表 1 に示すものを用いた。

得られたフラッタ限界に関する傾向を静止ウェブに関する結果⁽¹⁾に比較する形で、張力／曲げ剛性比 τ^* に対する流体力／張力比 σ^* の結果を図 12 に、無次元振動数の結果を図 13 に示す。図中 Basic Web と示される黒点が従来の静止ウェブ計算結果、一方 Fmoving および Dmoving と示されているのが走行ウェブの F モード不安定点と D モード不安定点である。

中 τ^* 領域 ($\tau^* = 1 \times 10^3 - 1 \times 10^6$) においてはフラッタ限界は σ^* にして 25% 程度低下しており、フラッタ速度が 12% 程度下がることが予想される。これに対してフラッタ発生時無次元振動数は図 13 に示すように多少高めになっているが、その変化はそれ程大きくない。 $\tau^* = 4 \times 10^4$ の場合の走行の有無でのフラッタモードを図 14 に示す。走行により前縁付近の振動形態が多少変化していることが観察される。

中鉢と永井⁽⁵⁾によると、真空中をウェブが走行するだけでも発生する不安定振動が存在する。流れによる不安定化に加えてこの走行効果が基本形態のウェブのフラッタ限界をさらに引き下げると考えられる。

高 τ^* 領域でのフラッタ速度に対するウェブ走行の影響は本解析では一見現れていないが、無次元振動数ではばらついており、より精度良い検討が必要である。

Fig. 12 Effect of web movement on the flutter limits($\mu = 0.05833$)

Fig. 13 Effect of web movement on the flutter reduced frequencies($\mu = 0.05833$)

Fig. 14 Comparison of the oscillation modes between a stationary web and a moving web($\mu = 0.05833$ and $\tau = 4 \times 10^4$)

8. 高 τ^* 領域に関する検討

高 τ^* 領域は最近の産業において特に研究の必要性

の高い分野であり、予測精度の向上がさらに必要である。本報告では以下に示す解析上と実験上の制約からこの領域に関する結果については定性的傾向として指摘するにとどめた。

今後の改良のためには、計算分割数を現在の 50 から大幅に増やすことがまず不可欠と考えられる。中 τ^* 以下の領域ではウェブ振動モードのほぼ 1.5 山谷を 50 セグメントで表現している。第 1 報⁽¹⁾で観察したように、高 τ^* 領域でウェブ上に例えば 10 山谷程度が存在するとしてそれらを同程度の精度で表すには 330 セグメントの分割数が必要になる。しかし現解析の分割セグメント数 50 では、例えばリップル数 10 の場合には 1 リップル (1 山谷) を 5 セグメントで近似表現していることになり、モードの形態を十分精度良く表現しているとはいえない。それに伴って計算精度も低下しているおそれがある。

また第 1 報⁽¹⁾に報告した実験結果は中 τ^* 領域の一部において予測結果のある程度の妥当性を示しているが、実験は高 τ^* 領域には及んでおらず、この領域での予測の妥当性はまだ示されていない。

以上のような計算上と実験上の制約があるため、ここでは中 τ^* 領域以下における現象を主として報告し、高 τ^* 領域については傾向を示すのみとした。

今後、高 τ^* 領域の解析精度向上のための計算上分割数の大幅向上、高 τ^* 領域に向かう実験範囲の拡大と実験精度の向上、そして実態に近い走行ウェブ (前後ローラーの存在を含めて) の研究、さらにはそれらを展開してのフラッタ抑制法に関する研究、等が不可欠と考えられる。

9. 結語

薄くて柔軟なウェブのフラッタ発生限界に影響する可能性のある幾つかの因子について解析的に検討した。傾向的な結果として以下を得た。

(1) ここで検討した中 τ^* 領域において、フラッタ限界と無次元振動数に対する流体表面摩擦の影響と質量比の影響は見られなかった。

(2) 中 τ^* 領域において近接壁面の存在は、ここで解析した条件に関しては、隙間比 1 以上では影響が見られないが、それ以下でフラッタ速度の低下が見られ始め、0.3 以下になるとモードの変化を伴って急激な低下が起こる。

(4) ウェブの走行の影響は中 τ^* 領域においても現れ、静止状態の基本形態ウェブに比し全体的にフラッタ速度は 12% 程度低下する。

(5) 高 τ^* 領域における現象は計算上の制限、例え

ば限られたセグメント数、等から、精度の良い予測と検討には不十分であったため傾向的予測として指摘するにとどめた。

今後この領域で計算セグメント数を増大する、等の努力を行ってさらに計算精度を高めるとともに、現実遭遇する現象に近い条件での実際の、実験的な確認を行い、実効ある結果を得てゆきたいと考えている。

引用文献

(1) 山口信行、伊藤恵介、緒方正幸、柔軟ウェブ基礎形態のフラッタ限界とその挙動に関する研究 (第1報) フラッタ限界の予測と風洞試験結果、日本機会学会論文集(B編)、Vol. 067, No. 663, (2001.11), 掲載予定

(2) 山口信行、横田和彦、辻本良信、柔軟で薄いシート的高速気流中における挙動に関する研究(第1報) 微小擾乱的挙動の理論的評価法、JSME 論文集(B)、Vol.65, No.632, (1999-4), pp.1224-1231

(3) 生井武文、井上雅弘、ターボ送風機と圧縮機、コロナ社、(1988-8), p.347

(4) 山口信行、ウェブのフラッタ限界に対する壁面の影響、日本機械学会 2000 年度年次大会講演論文集、No.00-1, (2000.8), pp.945-946

(5) 中鉢龍雄、永井欣一、軸方向に移動する線材および帯材の横振動、(第1報、両端傾斜固定の場合)、日本機械学会論文集、Vol.21, No.103, (第1部)、(1955)