

吸込み吹出しによるチャンネル流遷移制御のDNS

山 本 稀 義* 村 瀬 文 夫** J.M.FLORYAN***

DNS on Control of Laminar-Turbulent Transition in Channel Flow with Suction and Blowing

by

Kiyoshi YAMAMOTO
National Aerospace Laboratory

Takeo MURASE
Fujitsu Limited

J.M. Floryan
The University of Western Ontario, Canada

ABSTRACT

Numerical simulation of laminar-turbulent transition in channel flow with spatially periodic suction/blowing from its channel walls is conducted with a spectral method based on the Fourier spectral method. Reynolds number is fixed on a subcritical value, 5000 and the influence of both amplitude and wave number of the suction/blowing on the transition is investigated. When the amplitude is small, the transition does not occur because the suction/blowing gives only a slight effect to the basic flow and the resulted flow remains still to be stable to all three-dimensional small disturbances. On the other hand, when the amplitude is a large value, the transition occurs in a finite time, and finally it is obtained instantaneously with a huge value of the amplitude. It is found that the suction/blowing makes the separation ridges on the wall, which maybe simulate a wall roughness. The transition times are obtained for the moderately large amplitudes and wave numbers and obey nearly -2 power law dependence of the ratio of amplitude to wave number.

Keywords: channel flow, DNS, suction, blowing, transition

1. はじめに

剪断流の乱流遷移を正確に予知する事は工学上重要な課題である。また、最近は航空機における層流翼の様に、遷移を人為的に制御して、層流と乱流の力学特性の違いを積極的に活用しようとする

る試みも行われる様になって来た。しかし、そのためには遷移の力学機構を精密に知る事が必要となるが、これについては現在でもまだ未知の部分が多い。例えば、典型的な剪断流であるチャンネル流についても、遷移の機構がTS波型遷移で、臨界レイノルズ数は5772と知られているが¹⁾、実験的にはこれより小さいレイノルズ数でも乱流の発生する事が知られていて、これは流れに含まれている外乱と非線形な不安定性によると説明され

* 航空宇宙技術研究所

** 富士通株式会社

*** 西オンタリオ大学

ているが²⁾、必ずしもまだ自明ではない。この様に自然界の流れには多かれ少なかれ何らかの擾乱が含まれていて、それが遷移に及ぼす影響も様々である。また、不安定性を導く力学的要因も慣性力、遠心力、浮力、粘性、その他いろいろあり、これ等が様々な流れの境界条件の下で競合した特性を示すので、遷移を統一的に記述する事はなかなか難しい。

流れに及ぼす擾乱の主要な源に固体壁面の粗さがある。その効果は、定性的には、粗さが大きいと遷移が早くなり、粗さがある程度以下になると遷移に影響しないことが知られているが、詳細な力学機構はまだ定かではない。ここでは、この様な壁面の粗さが流れの遷移に及ぼす効果を調べるため、これを壁面からの周期的吸込み吹出しで模擬したチャンネル流遷移の数値シミュレーションを行った。さらに、この様な壁からの吸込み吹出しは人工的に制御可能な境界条件であるので、流れの制御技術の観点からも興味のある研究課題である。数値シミュレーションは、簡単のため流れを亜臨界遷移に限定し、吸込み吹出しの強さとその空間的スケールをパラメータとして、遷移に及ぼす影響を調べた。

2. 計算方法の説明

流れの座標系を図1の様に、流れの方向を x 軸、壁に垂直に z 軸、これ等に垂直に y 軸をとる。また、流れをチャンネル流の基本流 U 、壁からの吸込み吹出し（以下では単に吸込みと書く） w_s 、発生する乱れ $u(u, v, w)$ によって

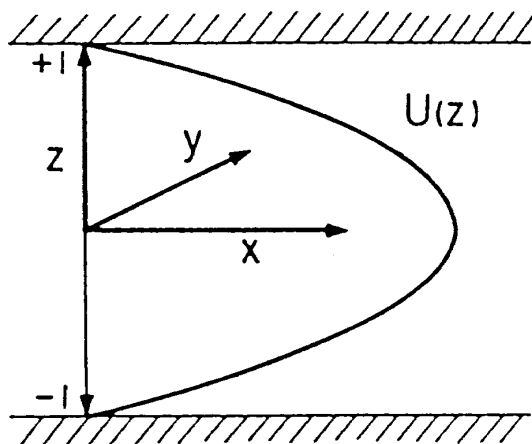


図1 流れの座標系

$$(U, 0, w_s) + (u, v, w) \quad (1)$$

と表わす。ここで $U(z) = 1 - z^2$ である。また壁からの周期的吸込みを

$$w_s(x) = A_s \cos(k_s x) \quad (2)$$

と仮定し、振幅 A_s 、波数 k_s をパラメータとする。さらに、 u の中で壁から(2)の吸込みだけを作用させた場合に発生する基本流の変形成分を特に \hat{u} と書く。以下ではまず、本問題の基本場の変形 \hat{u} を求め、次に、これに3次元微小攪乱を加えて、その不安定性による遷移過程をナビエ・ストークス方程式に基づき計算する。

計算手法は U, u をフーリエ級数で

$$u(x, t) = \sum_k u(k, t) \exp(ik \cdot x) \quad (3)$$

と展開し、フーリエ成分 $u(k, t)$ の時間的发展を計算する。ここで波数 k は計算領域の長さ L_i と $k_i = (2\pi/L_i) n_i$ （ここで、 $i = x, y, z$ で $n_i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ）である。計算領域は $L_x = L_y = 4\pi/1.2$, $L_z = 2$ とする。(1)の様に u, v, w と w_s を分離する事によって u, v, w の境界条件は壁で簡単に零となるが、これは $u(k, t)$ に対して束縛条件

$$\sum_{n_z} (-1)^{|n_z|} u(k_x, k_y, n_z \pi) = 0 \quad (4)$$

を要求する。この様な一次の束縛条件はスペクトル空間 $u(k)$ の直交変換によって達成されるが、計算法の詳細は紙面の関係でここでは省略する（文献3～6参照）。(3)のフーリエ級数展開の個数は流れの分解能に関係するが、ここでは x, y, z 方向に 21, 21, 85 個のフーリエ成分を使用する。

遷移過程は基礎となるチャンネル流のレイノルズ数が亜臨界であるか、超臨界であるかで異なる。即ち、流れが超臨界レイノルズ数であれば、微小攪乱の中に不安定成分（TS波）があり、3次元微小攪乱を加えただけでも時間がたてば遷移が実現する。他方、亜臨界レイノルズ数の場合は微小攪乱だけでは遷移が実現しない。したがって、この場合は吸込み等によって微小攪乱が不安定となるまで基本流の変形が必要となる。ここでは簡単のため計算を亜臨界遷移に限定し、レイノルズ数（ U の最大値とチャンネルの半幅で定義）を5000に固定する。また、(2)の波数 k_s は0.6, 1.2, 2.4と3種類を選ぶ。これらは流れ方向の計算領域 L_x

に対して、それぞれ1波長、2波長、4波長の吸込み吹出しを与える。レイノルズ数が5000でも有限振幅TS波は不安定になることがHerbert²⁾によって導かれているが、その不安定になる波数領域はほぼ1.0~1.5の範囲である。したがって、 $k_s = 1.2$ はこの範囲に含まれ、他の2つはこの範囲の外になる様に選んである。

3. 壁から吸込み吹出しの有るチャンネル流

w_s として(2)の1次元関数を与えると、吸込みの有るチャンネルの変形された基本流 $U + \hat{u}$ は2次元流となるが、その計算結果の一例を図2に流線で示す。壁の近くに吸込み吹出しによる剥離泡が形成され、その高さはほぼ $(A_s/k_s)^{1/2}$ となっている。そして、この結果は図3で示される壁面上に有る2次元粗さによって誘起される2次流とは

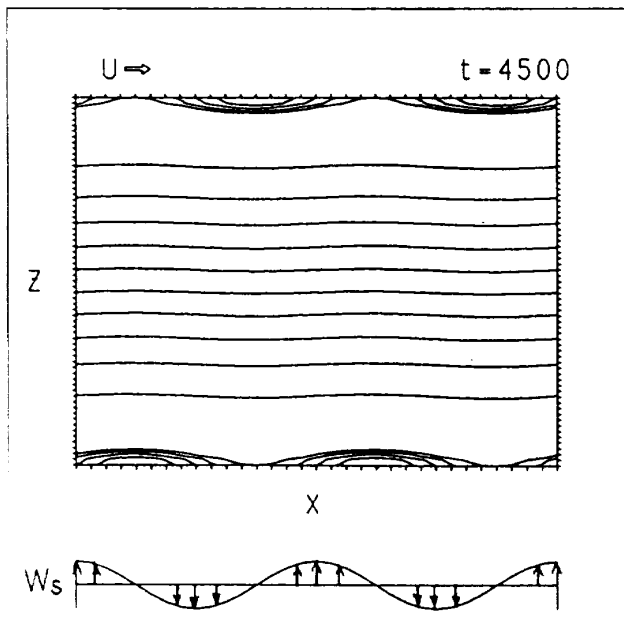


図2 周期的吸込み吹出しを伴うチャンネルの変形された基本流 $U + \hat{u}$ の流線

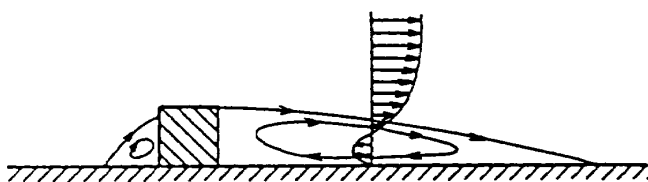
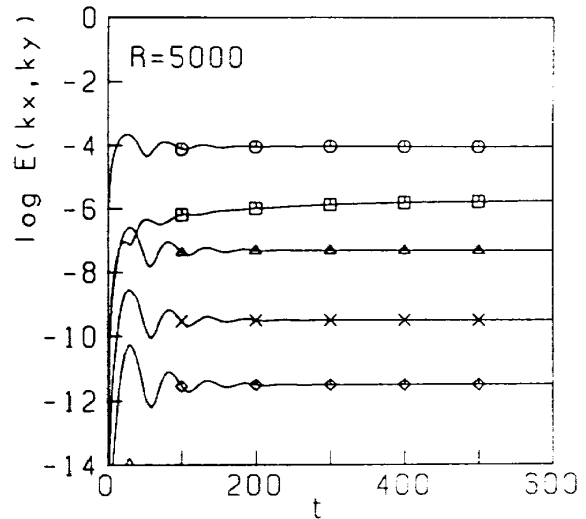
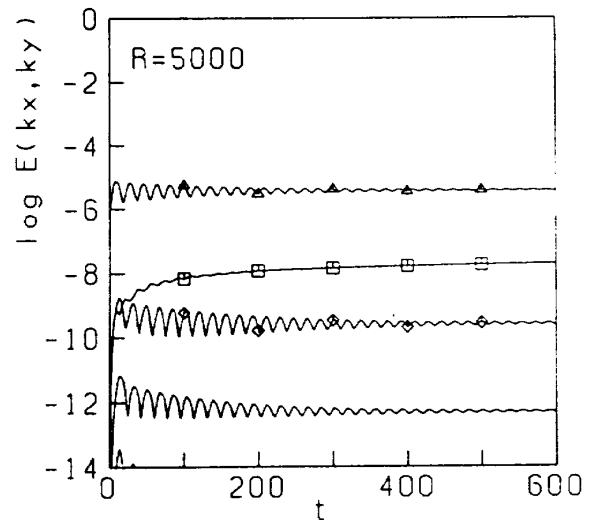


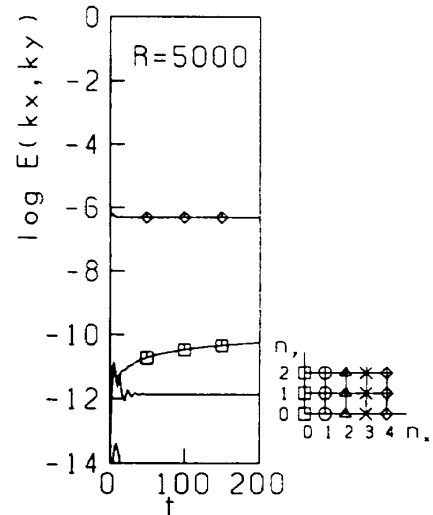
図3 壁面上の2次元粗さによって誘起される2次流の概念図



(a) $k_s = 0.6$



(b) $k_s = 1.2$



(c) $k_s = 2.4$

図4 チャンネル流 U に吸込み吹出し ($A_s = 0.002$) を加えた場合に発生する基本流の変形 \hat{u} のフーリエ成分の発達
各曲線は $k_x, k_y (=0)$ 成分のエネルギー $E(k_x, k_y)$ の時間的発達を示す。

ば同様な流線となっているので、この様な粗さの効果模擬出来ると考えられる。

図2で示された吸込みの有るチャンネルの変形された基本流は一般的に解析解を求めることは出来ないで、数値計算することにする。図4はチャンネル流 U に、振幅は等しいが波数の異なる吸込みを加えた場合に基本流の変形 \hat{u} が時間的に形成される様子をフーリエ成分について示した結果である。ここで縦軸の $E(k_x, k_y)$ は一般に

$$E(k_x, k_y) = \sum_{n_z} |u^2(k_x, k_y, n_z \pi)| \quad (5)$$

と定義される乱れの k_x, k_y モードのエネルギー（の2倍）である（但し図4の u は基本流の変形 \hat{u} で、 $k_y=0$ の成分だけがある）。計算結果は振幅が同じにもかかわらず波数が小さいほどエネルギーの大きな基本流の変形 \hat{u} が得られる事を示しているが、これは図2の結果の剥離泡の高さが波数に依存する事を意味している。また、特徴的な事は有限振幅 TS 波の不安定領域に対応する $k_s=1.2$ の場合に初期に生じた時間的振動が長く続くことである。この様な初期振動は振幅 A_s を大きくするほど長く続き、後述の図6(b)の $A_s=0.008$ の場合には無次元時間で5000を越えてもまだ小さい振動が残っている。この結果は $k_s=1.2$ の吸込みに対する流れの力学的応答が他の二者に比べて異なるためと考えられる。

基本場の変形 \hat{u} は吸込みの振幅 A_s が小さい場

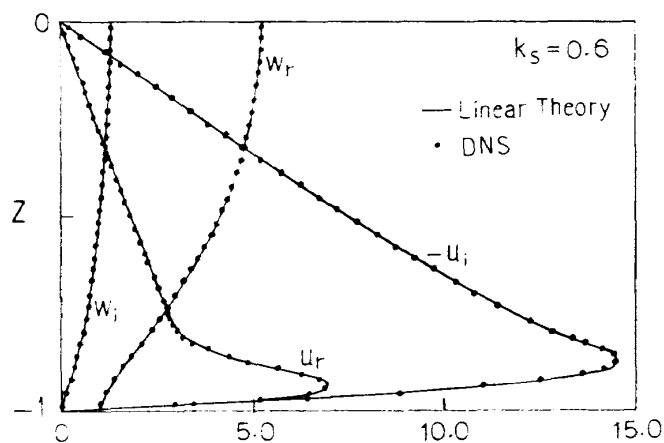
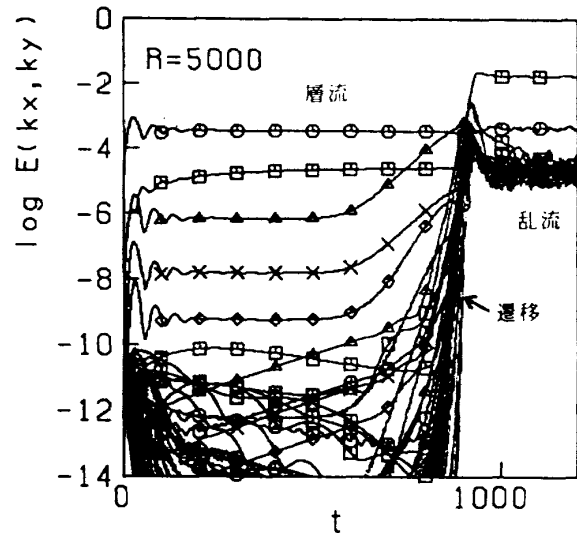
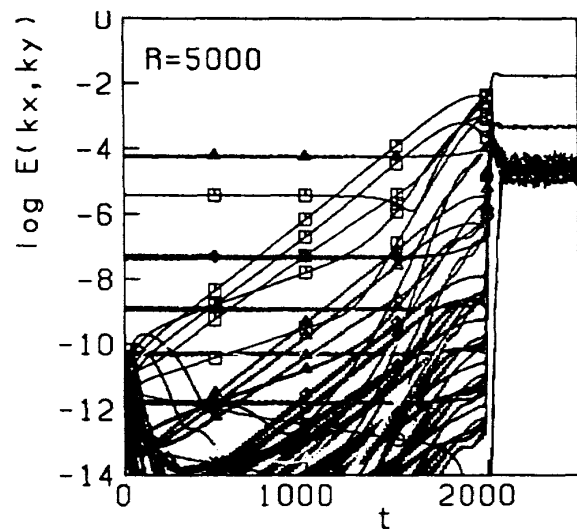


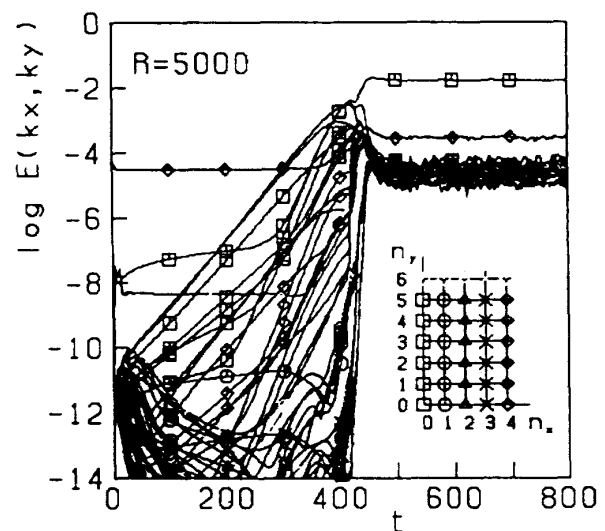
図5 吸込み吹出しの振幅が小さい場合 ($A_s=10^{-8}$) の基本流の変形 \hat{u}, \hat{w} の計算結果（黒丸）と線形理論（実線）の比較 ($\hat{u}=\hat{u}_r+i\hat{u}_i, \hat{w}=\hat{w}_r+i\hat{w}_i$)
 $k_s=0.6$



(a) $A_s=0.004, k_s=0.6$



(b) $A_s=0.008, k_s=1.2$



(c) $A_s=0.016, k_s=2.4$

図6 吸込み吹出しを伴うチャンネル流中の3次元微小攪乱の発達と遷移
各曲線は k_x, k_y 成分のエネルギー $E(k_x, k_y)$ の時間的発達を示す。

合は線形理論から簡単に計算できる。図5は本計算の検証のため $A_s=10^{-5}$, $k_s=0.6$ の場合に本計算の結果(黒丸)と線形理論の結果(実線)を比較したものであるが、両者は良く一致している。

4. 乱流遷移の DNS

前節の変形された基本流 $U+\hat{u}$ に3次元微小攪乱 ($E(k_x, k_y) \sim 10^{-12}$) を加えて、攪乱の各モードの時間的発達を計算した結果を図6に示す。吸込みの振幅と波数は比 $A_s/k_s=0.0067$ と一定にしてある。各モードの曲線は最初はそれぞれ固有のばらばらな直線的発達を示すが、やがてそれらは一塊に絡まってくる。これが遷移点で、この時間を遷移時間 t_{cr} と呼ぶ。遷移以後の各モードの曲線は互いに密接に絡まっていて、乱流におけるモード間の相互作用の強さを示している。遷移時間は乱流遷移の遅れの尺度と考える事が出来るが、波数による違いは、 $k_s=1.2$ の場合が他に比べてはるかに大きくなっている。

3種類の k_s の吸込みについて振幅 A_s を変えた場合の遷移時間 t_{cr} の変化を図7に示す。計算結果は t_{cr} が振幅と波数の比 A_s/k_s についてはほぼ相似的变化する事を示す。また、 A_s/k_s が $10^{-3} \sim 10^{-2}$ のある範囲で $t_{cr} \propto (A_s/k_s)^{-1.5 \sim -2}$ の領域が観測される。さらに、 A_s/k_s がこれより小さくなると t_{cr} は急速に無限大(遷移無し)に近ずき、大きくなると急速に零(瞬間的遷移)に近づく特性を示す。

5. む す び

周期的吸込み吹出しで制御されたチャンネル流の亜臨界遷移の数値シミュレーションを行った。計算はまず吸込み吹出しを伴うチャンネルの変形された基本流を求め、次に、これに3次元微小攪乱を加えた流れの遷移の数値シミュレーションを行い、遷移時間と吸込み吹出しの振幅及び波数の関係を調べた。遷移特性として振幅と波数の比に依存する相似的な曲線が得られた。これらの結果

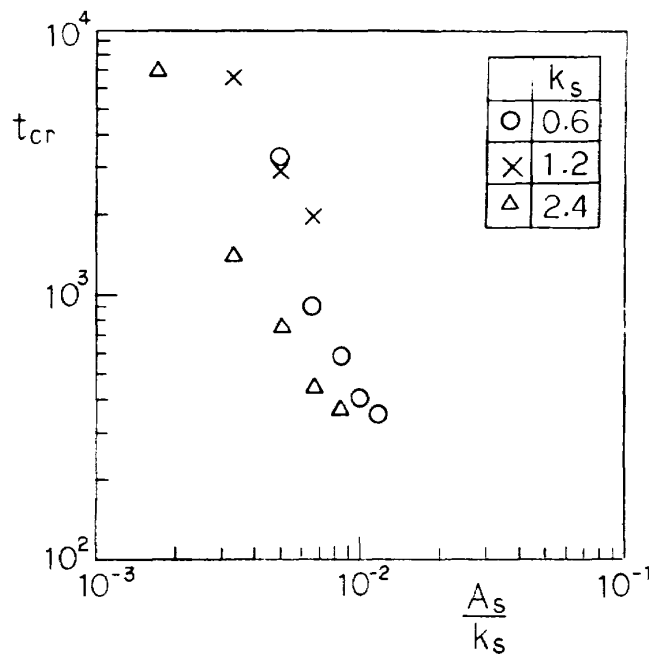


図7 吸込み吹出し流れの特性量 A_s/k_s と乱流への遷移時間 t_{cr}

はまた壁面粗さが遷移に及ぼす影響の一面を示すと考えられる。

6. 謝 辞

図5の線形理論の結果は航空宇宙技術研究所の伊藤信毅博士の御好意による。

参 考 文 献

- 1) Orszag, S. A. : J. Fluid Mech. **50**(1971)689.
- 2) Herbert, T. : AGARD Conf. CP-224 (1977) 3-1.
- 3) Hosokawa, I. and Yamamoto, K : J. Phys. Soc. Japan **55** (1986) 1030.
- 4) 山本稀義, 細川 巖 : 第18回乱流シンポジウム講演論文集, ながれ5巻別冊(1986)220.
- 5) 山本稀義, 細川 巖 : 第5回航空機計算空気力学シンポジウム論文集, NAL SP-8 (1987) 217.
- 6) 村瀬丈夫, 山本稀義, 福田正大 : 第21回流体力学講演会講演集 (1989) 200.

