

# vortex breakdown に及ぼす blowing の効果

辛島 桂一・北間 章司

(1981 年 1 月 6 日受理)

## The Effects of a Small Blowing on Vortex-Breakdown in a Swirling Flow

By

Keiichi KARASHIMA and Shoji KITAMA

**Abstract:** This paper gives the results of a numerical approach to the effects of a small blowing on an axisymmetric swirling flow including vortex-breakdown. The numerical computation is carried out using essentially the same flow model as proposed by Grabowski & Berger, and the response of a breakdown-induced bubble to the blowing is examined in detail.

It is shown that the blowing induces not only a downstream movement of the breakdown location but also a considerable decrease in size of the axisymmetric bubble accompanied with the vortex-breakdown. Detailed examination reveals that the momentum addition due to the blowing contributes to augment both the axial and circumferential velocity components near the axis of the swirling flow, so that the non-blowing flow field seems as if it were shifted downstream, thus delaying the vortex-breakdown.

### 概 要

本報告は小規模な吹き出しが軸対称旋回流の渦崩壊に及ぼす効果、及び流れ場の構造を明らかにする事を目的として行なった数値解析の結果である。基本的には Grabowski & Berger らの数値モデルを用い、それに軸に沿う吹き出しを適用して、渦崩壊の挙動を詳細に調べている。

blowing を適用した場合には、non blowing の場合に比較して渦

崩壊の位置が下流へ移動し、また同時に bubble の寸法は減少する事が明らかにされており、この事は、吹き出しによる旋回流の軸方向運動量増加が、中心軸近傍の軸方向速度分布を下流側へシフトさせ、かつ運動量を失いにくくするためであると結論されている。

## 1. 序 論

軸方向に速度を持つ旋回流の渦崩壊の現象は、実用的な観点からも流体力学の興味ある問題であるが、vortex coreの流れの急激な減速、流線の拡大および圧力の上昇をともない、流れ場に大きな変化を与える。例えば、デルタ翼の翼面上に発生する前縁剥離渦は翼の揚力増加に大きく寄与しているが、大迎角では渦崩壊が翼面上に到達するために、その効果が減少する。それ故に、大迎角でも翼の高揚力を保持させるものは、崩壊を遅らせる必要があり、その具体的な方法が検討されている。その一つの方法として、blowingを用いて前縁剥離渦のcoreを強化する、いわゆる spanwise blowingが提案されており、既存の研究[1]によれば blowingが渦崩壊を遅らせてデルタ翼の揚力増加をもたらす事は、実験的に知られているが、その空気力学的メカニズムは、十分解明されているとは言えない。

軸対称旋回流及びその breakdown に関する N-S 方程式を用いた数値的研究[2~5]は多く、有用かつ興味ある結果が提出されている。しかし、これら既存の研究は渦の自然崩壊に関するものであり、vortex coreに blowingを適用した例は、見当たらない。

本報告は、blowingが旋回流の渦崩壊に及ぼす効果およびその流れ場の構造を明らかにする目的でおこなった数値シミュレーションの結果である。基本的には Grabowski & Berger[4]らの数値モデルを用い、それに blowingを適用して渦崩壊の挙動を調べている。

## 2. 基礎方程式と境界条件

Fig. 1に示す如く、旋回流coreの軸を  $x$  軸にもつ円筒座標系  $(x, r, \theta)$  を採用し、各座標方向の速度成分を  $(u, v, w)$  で表示する。軸対称、非圧縮の仮定の下に、連続の方程式に Chorin [6] の artificial compressibilityを導入した非定常 N-S 方程式は以下の如く与

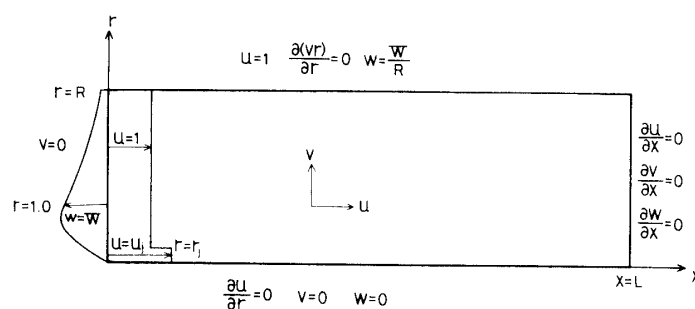


Fig. 1 座標系と境界条件

えられる。

$$\gamma \frac{\partial p}{\partial t} + \Delta \cdot V = 0$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (V \cdot \Delta) V = -\Delta p + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 V$$

$$\left( \text{Re} = \frac{\bar{U}_\infty \bar{r}_c}{\nu} \right)$$

但し、 $V$  は速度ベクトル、 $p$  は圧力、 $\gamma$  はartificial compressibility factorである。更に  $\bar{U}_\infty, \nu, \bar{r}_c$  はそれぞれ主流の速度、動粘性係数及び上流側境界における旋回流の core 半径を意味する。各変数は、次式により無次元化されているものとする。また一は有次元量を意味する。

$$x = \frac{\bar{x}}{\bar{r}_c}, \quad r = \frac{\bar{r}}{\bar{r}_c}, \quad u = \frac{\bar{u}}{\bar{U}_\infty}, \quad v = \frac{\bar{v}}{\bar{U}_\infty}, \quad w = \frac{\bar{w}}{\bar{U}_\infty}, \quad p = \frac{\bar{p} - \bar{p}_\infty}{\bar{\rho} \bar{U}_\infty^2}$$

境界条件及び初期条件

本計算では上流側流入境界においては、 $0 \leq r \leq 1$  で  $w$  を  $r$  の 3 次式で与え、また  $1 < r$  では、ポテンシャル回転を仮定する。下流側境界では、零勾配の流出条件を与え、側方境界では、ポテンシャル回転流の漸近解を仮定する。以上の境界条件及び初期条件を要約すると以下の如くなる。

○初期条件

$$u = 1.0, \quad v = w = p = 0 \quad (0 < x \leq L, \quad 0 \leq r \leq R)$$

なお境界条件の異なる場合の計算に対しては、既に求まっている解を初期条件として使用する。

○境界条件

$$x = 0$$

$$u = \begin{cases} u_j \quad (0 \leq r \leq r_j), & v = 0 \\ 1.0 \quad (r_j \leq r \leq R) \end{cases} \quad w = \begin{cases} W \cdot r \cdot (2 - r^2) & (0 \leq r \leq 1) \\ W/r & (1 \leq r \leq R) \end{cases}$$

$$x = L$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial w}{\partial x} = 0$$

$$r = 0$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} = v = w = 0$$

$$r = R$$

$$u = 1.0 \quad \frac{\partial(vr)}{\partial r} = 0 \quad w = \frac{W}{R}$$

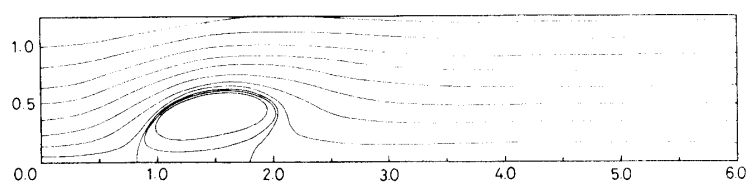
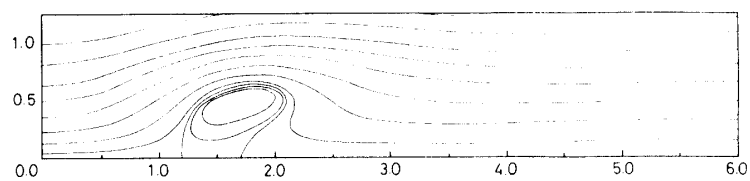
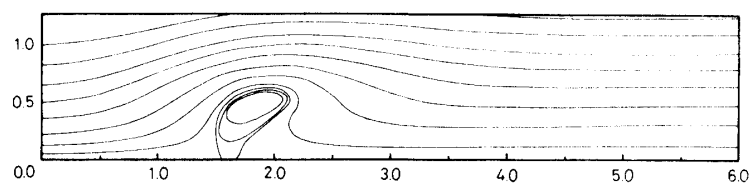
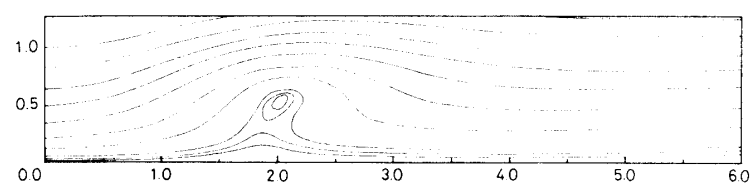
(a)  $Re=100$ ,  $\Omega=3.77$ , NO JET(b)  $Re=100$ ,  $\Omega=3.77$ ,  $r_j=0.228$ ,  $U_j=1.2$ (c)  $Re=100$ ,  $\Omega=3.77$ ,  $r_j=0.228$ ,  $U_j=1.3$ (d)  $Re=100$ ,  $\Omega=3.77$ ,  $r_j=0.228$ ,  $U_j=1.4$ 

Fig. 2 流線図

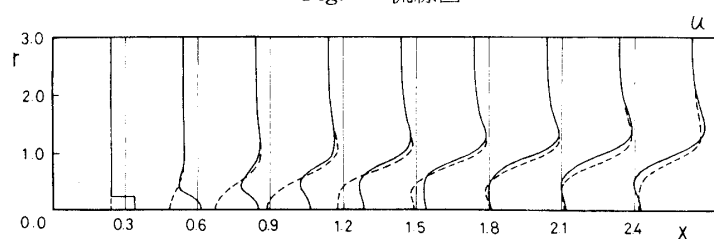
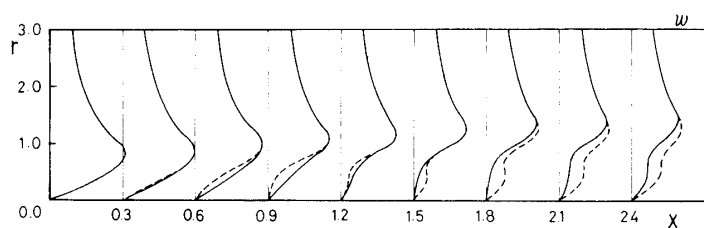
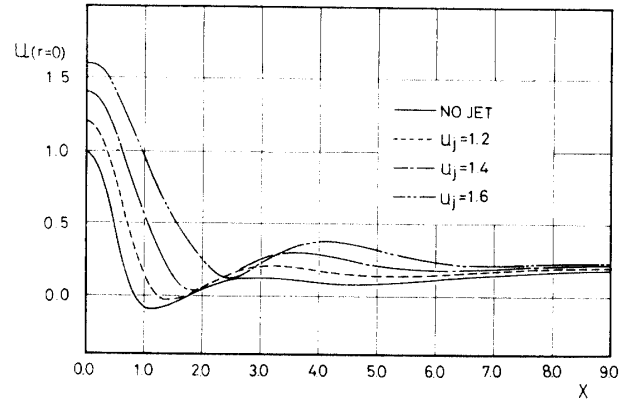
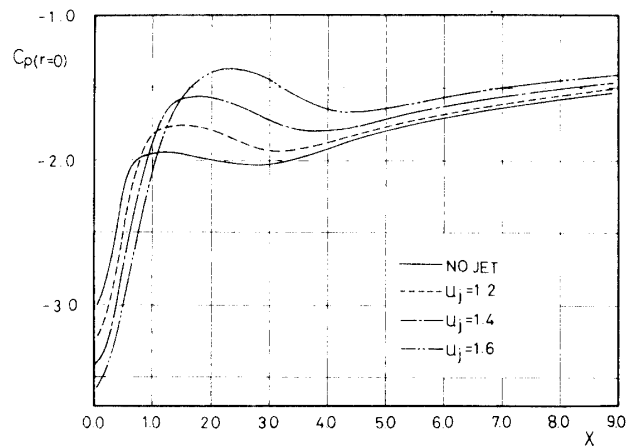
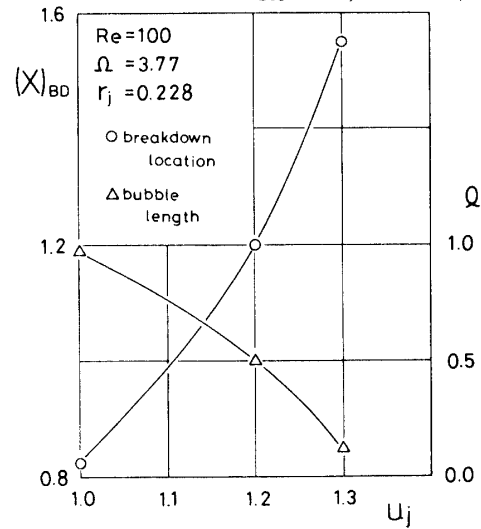
(a) 軸方向速度分布  $Re=100$ ,  $\Omega=3.77$ ,  $\cdots$ NO JET,  $-r_j=0.228$ ,  $u_j=1.4$ (b) 周方向速度分布  $Re=100$ ,  $\Omega=3.77$ ,  $\cdots$ NO JET,  $-r_j=0.228$ ,  $u_j=1.4$ 

Fig. 3 速度分布

Fig. 4 中心軸に沿う軸方向速度分布  $Re=100$ ,  $\Omega=3.77$ ,  $r_j=0.228$ Fig. 5 中心軸に沿う静圧分布  $Re=100$ ,  $\Omega=3.77$ ,  $r_j=0.228$ Fig. 6 blowing 速度  $U_j$  に対する渦崩壊位置  $(x)_{BD}$  及び bubble 長さ  $l$  の変化

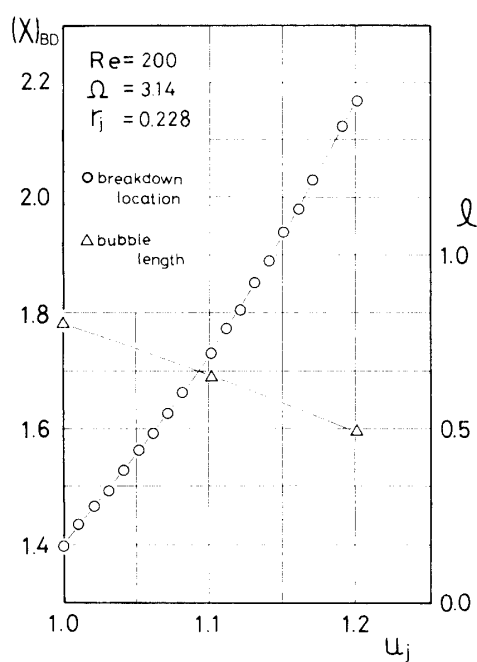


Fig.7 blowing 速度  $u_j$  に対する渦崩壊位置  $(x)_{BD}$  及び bubble 長さ  $l$  の変化

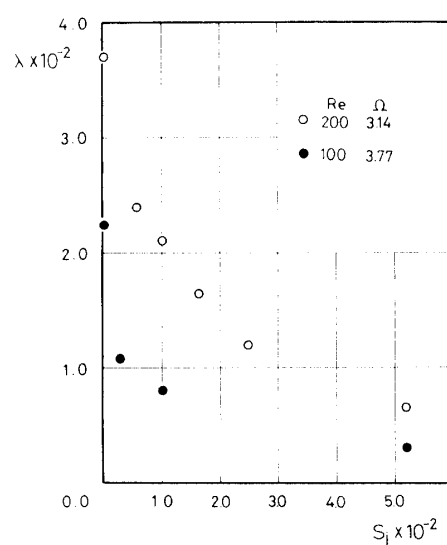


Fig. 8 jet 面積  $S_j$  と流量効果  $\lambda$  の関係

### 3. 数 値 計 算

計算領域は Fig. 1 に示す如く,  $0 \leq x \leq L=9$ ,  $0 \leq r \leq R=3$  に取った. 軸近傍の  $\Delta r$  を小さくするために座標変換  $y = \ln(1+r/b)/a$  を導入して  $(x, y)$  計算面で等メッシュ間隔とし,  $\Delta x = 0.1$ ,  $\Delta y = 0.1$  とした. 基礎方程式は空間微分に関しては中心差分, 時間微分に関しては前進差分で近似し, ADI 法を用いて解いた. なお本計算では, 全計算領域について, 100 time step にわたる  $u, v, w, p$  の変化が  $5.0 \times 10^{-4}$  以下になった時の解を収束解と判定した.

### 4. 結 果 と 検 討

基本流である Grabowski model (no jet) に対して blowing を適用した結果を以下に述べる. なお, 図中の  $\Omega$  は循環係数であり, 次の様に定義される.

$$\Omega = \frac{\Gamma}{U_{\infty} d_c} = \frac{\pi d_c W}{U_{\infty} d_c} = \pi W$$

但し,  $d_c$  は vortex core の直径を意味する.

Fig. 2 (a) は no jet の場合の流れ場の模様を示し, Fig. 2 (b), (c), (d) は jet を適用した場合の流線図を示している. これらを比較すると, 明らかに bubble が blowing により下流へ移動し, 同時にその大きさを減少させているのがわかる. さらに  $r_j = 0.228$ ,  $u_j = 1.4$  の jet を適用した Fig. 2 (d) の場合には, もはや軸上には淀み点は存在していない. ここでは軸から離れた位置に逆流域が存在するために, 流線の閉じた部分が孤立しており, jet が bubble を吹き破った形となっている.

Fig. 3 (a), (b) は前に示した Fig. 2 (a), (d) に対応する流れ場における軸方向速度, 及び周方向速度の分布を示している. 破線は no jet, 実線は  $r_j = 0.228$ ,  $u_j = 1.4$  の blowing を適用した場合の速度分布を示しており, 図から明らかな様に, blowing により旋回流コアにおける軸方向速度及び周方向速度の減少が遅れている. Fig. 3 (a) によると, no jet の場合は中心軸上での減速が大であるが, blowing を適用した場合には, jet の存在のため軸上での減速は比較的ゆるやかで, むしろ  $r = 0.5$  近傍での減速の方が大きく, この場合には逆流域が中心軸から離れた位置に存在しているのがわかる. Fig. 3 (b) の周方向速度について見ると,  $x \leq 1.2$  では明らかに no jet の場合に比べ blowing を適用した場合には, 減速率は小さくなっている.  $1.5 \leq x$  では逆に no jet の場合の方が速度は大となっているが, これは bubble 後流部で周速度の回復が起こっているためで, blowing が周方向速度の減速を遅らせ, さらに回復をも遅らせている事実は明らかである.

Fig. 4, Fig. 5 はそれぞれ  $r_j = 0.228$  の jet について  $u_j$  をパラメータとして示した中心軸に沿う軸方向速度分布及び静圧分布である. Fig. 4 によると, no jet の場合には,  $0 \leq x < 0.6$  において  $u$  は急激に減少し,  $0.6 \leq x < 1.1$  では減速の割合を減じ,  $1.1 \leq x$  では速度の回復が起こっている. 一方  $r_j = 0.228$ ,  $u_j = 1.4$  の jet を適用した場合には,  $0 \leq x < 0.8$  にお

いて  $u$  は急激に減少し,  $0.8 \leq x < 1.9$  で減速の割合を減じ,  $1.9 \leq x$  で速度の回復が起こっている。

以上の事実から判断すると **blowing** による旋回流の軸方向運動量増加は, 中心軸近傍の軸方向速度分布を事実上下流側へシフトし, また軸方向速度の減速率を減少させるため, 軸方向速度分布をややもち上げる効果をもたらし, その結果として渦崩壊が遅れるものと考えられる。

Fig. 6 は  $Re=100$ ,  $\Omega=3.77$  の流れ場に対して,  $r_j=0.228$  の **blowing** を適用した場合の  $u_j$  と breakdown location  $(x)_{BD}$ , 及び bubble の長さ  $l$  (前方淀み点と後方淀み点との間の距離) との関係を示している。 $(x)_{BD}$  は  $u_j$  にほぼ直線的に変化しており, また同時に bubble 長さ  $l$  の減少の様子がわかる。

Fig. 7 は  $Re=200$ ,  $\Omega=3.14$ ,  $r_j=0.228$  において **blowing** を適用した場合の  $u_j$  と  $(x)_{BD}$  及び  $l$  との関係を示しており, その定性的傾向は他の  $r_j$  の値に対しても同様である。

そこで

$$\lambda = \frac{d(x)_{BD}}{dm_j} \bigg|_{u_j=1} = \frac{1}{r_j^2} \cdot \frac{d(x)_{BD}}{du_j} \bigg|_{u_j=1}$$

(但し  $m_j$  は jet の流量を意味する。)

と定義して, jet の面積  $S_j$  と  $\lambda$  との関係を示したのが Fig. 8 である。 $\lambda$  は **blowing** によって生じる breakdown point の後退に対する jet の流量効果に対応しており, Fig. 8 の結果は jet の面積が小さい程, その流量効果が良くなる事を示している。

## 参 考 文 献

- [1] Bradley, R. G., Wray, W. O. and Smith, C. W. NASA CR - 132415 (1974)
- [2] Lavan, Z., Nielsen, H. and Fejer, A. A. Phys. Fluid, vol. 12, 9 (1969), pp. 1747 - 1757.
- [3] Torrance, K. E. and Kopecky, R. M. NASA CR - 1865 (1971)
- [4] Grabowski, W. J. and Berger, S. A. J. Fluid Mech. vol. 75, 3 (1976), pp. 525 - 544.
- [5] Uchida, S., Nakamura, Y. and Suehiro, F. Trans. Japan Soc. Aero. Space Sci. vol. 24, 63 (1981), pp. 17 - 25.
- [6] Chorin, A. J. J. Comp. Phys. 2, 12. (1967), pp. 12 - 26.
- [7] 辛島, 北間: 第13回流力講演会講演集 (1981), pp. 182 - 185.