論文 CONTRIBUTED PAPERS

網の抵抗による流路の拡大* The Expansion of Flow due to the Resistance of a Wire Gauze

伊 藤 光**
Akira Ito

Abstract

The expansion of a two-dimensional flow due to the resistance of a wire gauze was studied analytically by applying revised Taylor's method in which the resistance of a gauze was replaced by the momentum change of flow from sources distributed on the plane of the gauze. Measurements were also made on the expansion of flow in a two-dimensional smoke wind-tunnel, and a good agreement between the calculated and measured profiles of flow was found. Additionally, flow observation and velocity-distribution measurement were carried out for a model diffuser designed by the analytical method.

1. ま え が き

流れの中に網を置くと、その抵抗によって網の上流および下流で流れの拡がりがおこる。この拡がりの形を使って拡散筒（ディフューザ）を作れば、流路を急に広げ、しかも筒の出口で流速を均一にすることができる。

二次元流中に置かれた網による流れの拡がりを計算した例として、TAYLOR の研究¹⁾がある。しかしこの方法によって計算した結果は、実験による結果と大きな差があるので、つぎに述べるように計算法の改良を試み、二次元煙風洞による実験と比較した。また模型の拡散筒を使って流れの拡がりの模様を観察した。

2. 拡がりの形を求める計算法

平行壁を持つ筒の中に、流れに垂直に網を置いたとき、流速を u_n 、流体の密度を ρ 、網の前後での静圧の差を Δp とすると、網の抵抗係数 κ_n は

$$\kappa_n = \Delta p / \left(\frac{1}{2} \rho u_n^2 \right) \quad (1)$$

で与えられる。

いま第1図(a)のように、 x 方向の流速が U の一様な二次元流中に、抵抗係数が κ_n の網を、 y 軸上の

$-(1/2)b \leq y \leq (1/2)b$ の間に配置する。ここで TAYLOR の考え方に従い、網の代わりに単位長さ当たりの強さが q の吹出しを置いて、流れの拡がりの形を求める。

流れの x 方向の分速度は、吹出し面の全長にわたり、その直前で $U - q/2$ 、直後で $U + q/2$ となる。

つぎに κ_n と q とを結びつける関係について仮定する。TAYLOR は、吹出し面の直前および直後における静圧をそれぞれ p_1 および p_2 としたとき

$$p_1 - p_2 = \Delta p = \frac{1}{2} \rho u_n^2 \kappa_n = \rho q \left(U - \frac{1}{2} q \right)$$

の関係式を用いた。この関係は、網を actuator plate と考えた場合と一致する。この仮定では TAYLOR 自身も述べているように、 κ_n が少し大きくなると実際の流れに合致せず、actuator plate の仮説が成立しなくなる。

そこで、第1図(b)のように、 q を孤立した吹出しの配列と考え、吹出しの前後にわたってベルヌーイの式を適用すると、

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho \left[\left(U + \frac{1}{2} q \right)^2 - \left(U - \frac{1}{2} q \right)^2 \right] = \rho q U \quad (2a)$$

となる。この Δp が吹出し面の全長にわたり一様であると仮定し

$$\Delta p = \frac{1}{2} \rho \left(U - \frac{1}{2} q \right)^2 \kappa_n \quad (2b)$$

と置くと、(2a)および(2b)式から

$$\frac{1}{2} \frac{q}{U} = 1 + \frac{2}{\kappa_n} (1 - \sqrt{1 + \kappa_n}) \quad (3)$$

を得る。ただし、上式右辺中の根号に対する正負の符号のうち、 κ_n が0に近づくとき q/U が0に近づくように、負号が採用してある。また、このとき吹出し前後における静圧は、第1図(c)に示すような分布となる。

つぎに、第1図(a)のように吹出し区域内の任意の y 位置を $\bar{y}$ とすると、複素ポテンシャル $F(z)$ は、

$$F = \Phi + i\Psi = \int_{-b/2}^{b/2} \frac{q}{2\pi} \ln(z - i\bar{y}) d\bar{y}$$

となるから、 q による流れ関数 Ψ_q は

* 昭和49年4月5日 日本航空宇宙学会講演会 第5回年会で発表、昭和49年4月24日原稿受理

** 明治大学工学部

第1図 吹出しによる流れの拡がり

(a): 拡がりの模様, (b): A部の拡大図, (c): 静圧の分布

$$\Psi_q = \int_{-b/2}^{b/2} \frac{q}{2\pi} \tan^{-1} \frac{y-\bar{y}}{x} d\bar{y} = \frac{q}{2\pi} \left[\frac{x}{2} \ln \frac{x^2 + (y-b/2)^2}{x^2 + (y+b/2)^2} - \left(y - \frac{1}{2}b \right) \tan^{-1} \frac{y-b/2}{x} + \left(y + \frac{1}{2}b \right) \tan^{-1} \frac{y+b/2}{x} \right] \quad (4)$$

になり, これに一様流 U を加え流れ関数として

$$\Psi = U y + \Psi_q \quad (5)$$

を得る.

いま $x=0$ で $y=(1/2)b$ を通る流線が, 第1図(a)のように $x=-\infty$ で $y=y_{-\infty}$ を通ったものとする.

$$\Psi(-\infty, y_{-\infty}) = \Psi\left(0, \frac{1}{2}b\right) \quad (6)$$

が成立つ. x 方向の流速は, $x=-\infty$ で U , 吹出し面の直前で $U-q/2$ であるから, (6)式は

$$y_{-\infty} U = \frac{1}{2} b \left(U - \frac{1}{2} q \right) \quad (7)$$

と表わされる. よって, $x=-\infty$ から $x=0$ までの流路の拡がり比として

$$\frac{1}{2} b / y_{-\infty} = K_{-\infty} \quad (8)$$

と置くと, (7)および(8)式から

$$K_{-\infty} = 1 / \left(1 - \frac{1}{2} \frac{q}{U} \right) \quad (9)$$

を得る.

つぎに同じ流線が $x=-b$ で $y=y_{-b}$ を通ったも

のとする

$$\Psi(-b, y_{-b}) = \Psi\left(0, \frac{1}{2}b\right), \quad (10)$$

ここで $x=-b$ からの流路の拡がり比として

$$\frac{1}{2} b / y_{-b} = K_{-b} \quad (11)$$

と置くと, (3), (4), (5), (10)および(11)式から

$$\left. \begin{aligned} q/U &= 2A/(1+G/\pi), \\ G &= -\ln \frac{1+A^2/4}{1+B^2/4} + A \tan^{-1} \frac{A}{2} - B \tan^{-1} \frac{B}{2}, \\ A &= 1-1/K_{-b}, \quad B = 1+1/K_{-b} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

が得られる. 上式から K_{-b} に対応する q/U の値を求め, (3)式を使って K_{-b} と $K_{-\infty}$ との関係を求めることができる. 同様にして, 各 x 位置からの拡がり比が求められる. また吹出しの後流 x 位置では

$$\Psi(x, y) = \frac{1}{2} b \left(U + \frac{1}{2} q \right)$$

が成立し, これから拡がり比 $y/(b/2)$ を計算することができる.第2図に, $K_{-\infty}$ と K_{-b} および K_{-b} との関係を示す. 図中の曲線 a および b は, 上述の計算法によって

第2図 網の抵抗係数と拡がり比との関係

求めたもの、直線cおよびdは TAYLOR の計算法によるものである。

以上は流れの拡がりについての計算であるが、流速はつぎのようにして求められる。速度の x および y 方向の分速度をそれぞれ u および v 、合成速度を w とすると、(5)式の Ψ から $u = \partial\Psi/\partial y$, $v = -\partial\Psi/\partial x$, $w = \sqrt{u^2 + v^2}$ が得られる。ただし網の後流で、網を通過した流れの区域内では、吹出しによる流量の増大分についての修正が必要である。すなわち、上のようにして得られた u を $(U - q/2)/(U + q/2)$ 倍して、実際の u が求められる。

3. 二次元煙風洞による実験

二次元煙風洞²⁾の観測筒の中に、流れに対し垂直に金網を置き、流れの拡がりかたを測定した。観測筒の流路は高さ 1,500 mm、幅 200 mm、長さ 2,000 mm で、この流路の中央に、高さ 400 mm、幅 200 mm の網を置いた。第3図は、拡がりかたの一例を示す写真である。

実験には、すべて不銹鋼製の正四角目の織金網を使用した。第1表にこれらの網の種類、素線の直径 d および閉塞率 σ を示し、第4図にそれぞれの網の K_n を

第3図 煙風洞実験による流れの拡がり一例
($K_n=8.3$, $K_b=1.78$)

第4図 U_n と K_n との関係

第1表 実験に使った正四角目の織金網

網の種類 (mesh)	素線の直径 d (mm)	閉塞率 σ
40	0.220	0.577
60	0.139	0.524
80	0.115	0.582
100	0.103	0.617

第5図 流線の形の比較
s: 網の位置

示す。ただしこの K_n の値は、流路断面が 200 mm × 100 mm で平行な壁を持つ筒の中に流れに垂直に網を置き、網の前後での静圧の差を測って(1)式の関係から求めたものである。

上の各網について、第3図のような写真を流速を変えた状態で撮り、これらの写真から K_b の値を測った。なお、観測筒の入口で測定した流速を、この位置からの流れの拡がり比で割って u_n を計算し、この u_n に対応する各網の K_n を第4図から求めた。第2図中に記入した K_b についての実験点は、このようにして求めたもので、本計算法による計算の結果とよく一致している。

第5図は、本計算法によって求めた $K_n=8.0$ のときの流線の形と、煙風洞の実験から測定した $K_n=7.7$ および 8.3 のときの流線の形とを比較したものである。網の下流では、計算による形と測定による形との間に僅かの差があるが、上流では両者の一致が見られる。

4. 模型筒による流れの観察

第5図中の $K_n=8.0$ の流線を側壁の形に使い、第6図に示す模型拡散筒を製作した。 x が $-b$ および b の位置では壁の傾斜が小さいので、図のように、

第6図 模型筒の形 ($\kappa_n=8.0$)

(a): 平面図, (b): 側面図

i: 筒入口の位置, s: 網 (100 mesh) の位置

 h_1, h_2, h_3 : 孔をあけた位置, 寸法の単位: mm

$-b$ の上流 20 mm, b の下流 50 mm の部分に平行な壁を置いた。流れの模様を観察するように、透明な塩化ビニール樹脂板を使用し、図中の $x=0$ の位置に第1表中の 100 mesh の網を置いた。第4図によって $\kappa_n=8.0$ に対応する u_n がほぼ 3.2 m/sec となるので、この条件を満足するように、筒入口での流速を約 5.5 m/sec に保った。

筒入口の手前で一様かつ乱れの少ない流れを得るために、上流のターボ送風機から送った空気流を、薄肉ポリエチレンのダンパ室、ハニカムおよび布網によって整流した。また筒入口の周壁に幅 1 mm の隙間を設け、上流からの壁に沿う境界層内の空気がこの隙間から排出されて、この位置から新しく層流境界層が発達するように試みた。入口での流速が 5.5 m/sec のとき、入口後方 20 mm の位置における境界層は層流境界層型の速度分布を示し、その厚さは約 1.7 mm で

第7図 筒内の流れの模様

($\kappa_n=8.0$, 側壁に孔があるとき)

s: 網 (100 mesh) の位置

第8図 筒出口での流速分布

(a): 側壁に孔がないとき

(b): 側壁に孔があるとき

あった。なお入口直後における総圧および静圧を測って流速を求めた。

第7図は、筒の上下壁間のほぼ中央断面内における流れの模様で、軽油の蒸気を流し、これにスリット光線を当てて撮影した。なお側壁の内面に沿う境界層内の流れを見るために、両壁面に沿って煙を流してある。

網の直前では、壁面に境界層内の流れのたまりが生じる。第8図(a)は筒出口における流速の分布を示し、側壁近くで局部的に流速が大きくなっているが、これは上述の境界層のたまりによって、網の縁近くの流れの傾斜が急になったことによる現象と考えられる。試みに第6図(b)のように、網の直前部の両側壁に多数の小孔を設け、第7図のように流れのたまりを筒外に流出させたところ、第8図(b)のように、速度分布がほぼ一様となった。なお小孔の総断面積は、筒入口の断面積の 0.82% で、孔から流出する空気の流れは、筒内の流量に比べてきわめて小さい。また第8図中の破線は、計算によって求めた流速分布を示し、この分布は筒入口での流速が 5.5 m/sec のときの計算値を $(U-q/2)/(U+q/2)$ 倍して求めたもので、側壁にごく近い区域を除き計算値と実験値とがよく一致している。

5. む す び

網の抵抗によって生じる流れの拡がりについて研究

し、抵抗を吹出し質量の運動量変化に置き換える TAYLOR の考え方を適用して、拡がりの形を計算する方法を導いた。この方法による計算の結果は二次元煙風洞による実験の結果とよく一致する。

また、網の抵抗係数が 8.0 のときの流路の拡がりを計算し、この拡がりを壁の形とする模型拡散筒を作って、煙の流線により筒内の流れを観察した。さらに筒出口における流速の分布が、壁に沿う境界層の範囲を除けば一様となることを確かめた。

本報告は、基礎的な問題として 1 枚の網による流れの拡がりにつき研究したものであるが、抵抗の小さな網を 2 枚以上、順次置くことによって、さらに効果のよい拡散筒を作りうるはずで、これは今後の研究課題としたい。

この研究にあたり、終始ご指導をいただいた明治大学工学部機械工学科の山名正夫教授に深甚の謝意を捧げる。

記 号

b : 網 (吹出し) の全長
 d : 網の素線の直径
 $F = \Phi + i\Psi$
 K : 流路の拡がり比

p_1 : 網 (吹出し) の面の直前での静圧
 p_2 : 網 (吹出し) の面の直後での静圧
 q : 単位長さ当たりの吹出しの強さ
 U : 一様流の速度
 u : 流速の x 方向の分速度
 u_n : 網 (吹出し) の直前における流速の x 方向の分速度
 v : 流速の y 方向の分速度
 $w = \sqrt{u^2 + v^2}$, 合成速度
 $\bar{y}$: 流通座標
 $z = x + iy$
 $\Delta p = p_1 - p_2$, 網 (吹出し) の前後での静圧の差
 $\kappa_n = \Delta p / \left(\frac{1}{2} q u_n^2 \right)$, 網の抵抗係数
 ρ : 流体の密度
 σ : 網の閉塞率
 Φ : 速度ポテンシャル
 Ψ : 流れ関数

文 献

- 1) TAYLOR, G. I.: Air Resistance of a Flat Plate of Very Porous Material, ARC R & M 2236, (1944/1).
- 2) 山名正夫, 阿久澤祥二郎: 押し込み型の煙風洞, 日本航空宇宙学会誌, 19 巻 211 号 (1971/8), 331~335 頁.

開口を有する薄肉円筒殻の軸圧縮座屈に関する研究*

The Buckling of Thin Cylindrical Shells with Cut-out Under Axial Compressive Load

後 藤 武 一**・康 井 義 明**
 Takeichi GOTO, Yoshiaki YASUI
 粕 谷 平 和**
 and Hirakazu KASUYA

Abstract

Results of an extensive experimental program on the stability of thin cylindrical shells with cut-out under axial compression are presented and discussed. The experimental data indicate that the buckling coefficient varies with effective length-radius and radius-thickness ratio. Some other reports have been showed the buckling coefficient between R/t and L/R relations. However, there is no indicating the above synthetic investigation which introduced the effect of cut-out in a shell. To determine the buckling coefficient with a circular hole, there empirical equation

studied in here using the method of averages and least squares. In addition, the critical buckling load of thin cylindrical shell with multiple circular holes also reported.

1. ま え が き

開口を有する薄肉円筒殻の軸圧縮荷重を受ける際の座屈問題は、軽量構造物の設計、特に機械、航空宇宙工学等の開発に際して、一層重要な課題であるにもかかわらず、ここ数年、軸圧縮荷重を受ける場合の数例の研究結果が報告されているのみでまだ実験的および理論的にも確立された成果を得るに至っていないのが現状である。

*昭和 49 年 5 月 12 日原稿受理
 **東海大学工学部