超音波による風速の一測定法*

A Method to Measure the Wind Velocity
by Ultrasonic Techniques.

梅田吉邦**・前田弘**

Yoshikuni UMEDA and Hiroshi MAEDA

Abstract

In this paper, a method to measure the wind velocity by ultrasonic techniques is presented. The principle used is as follows: Since the ultrasonic beam is deflected by wind, the uniform wind velocity can be measured by the change of received acoustic pressure. When the continuous wave is used, the relation between the received acoustic pressure and the wind velocity is determined through the directivity characteristics of ultrasonic transmitter and receiver, and the effects of wind direction and so forth are also investigated. The agreement between the theoretical values and the experimental results is considered to be extremely good.

1. 概 要

近年、超音波を用いて液体および気体の流速を測定する試みが種々なされているが、そのうち最も一般的な方式は超音波が流体中を伝はんるとき、静止している流体中と流動する流体中とはそのみかけ上の速度が異なるという原理を用いている。この方式は超音波流速計（または流量計）の標準方式で、位相差法、パルス伝はん時間差法およびシング・アラウンド法がこれに属する。

これらの方式とは別に、超音波ビームの進行方向が流れにより曲げられる現象を利用した流速測定法があるが、この原理にもとづく方式の方が種々の点で優れていると考えられるので、これから述べる風速測定法ではこの方式を用いた。同じ方式による流速測定法として今までに発表された方法¹⁾は、閉管内の液体の流速を測定するために開発されたもので、超音波の送波器1個と受波器2個が管をはさんで流れに直角に取り付けられ、流速変化に伴う2つの受波器におけるそれぞれの受波音圧の差を測定し、逆に流速を知るもので超音波のパルスが用いられている。

ここでは、風洞の開孔部において風に直角に超音波の送受波器を1個ずつ置き、超音波の連続波を一樣な

風の中で伝はんさせたとき、風速変化による受波音圧の変化が風の中を伝はんする超音波ビームの伝はん方向と送受波器の指向性関数との関係によって表わせることを示し、受波音圧を測定して風速を求められることを実験結果により確めた。

2. 無風時における受波音圧

点音源の振動によって放射される音波の強度は音源からの距離が同じであれば、方向が違っていても同じであるが、そのような点音源がその表面に無数に分布していると考えられる振動板の振動によって音波が放射されるとき、音波の強度は振動板から等距離にあってもその方向が異なると違っている。これがいわゆる指向性で、振動板の寸法が放射される音波の波長より大きくとれる超音波領域の音波は可聴音波に比べて一般に鋭い指向性をもっている。

一例として、この実験で用いられた円形振動子の指向性が第1図に示されている（図中の a は振動子の半径、 λ は音波の波長を表わす）。曲線は円形振動子がピストン振動をするとして導かれた理論式から計算された理論値である。

指向性は送波器だけでなく受波器も有しており、その形状および寸法が同じであれば両者の指向性は同じである。

このような指向性を有する送受波器を第2図のように送受波器を結ぶ直線にたいして送波器は α 、受波器は β なる取り付け角をもって置き超音波を送受すると、無風時における受波音圧 p は送受波器を正対して置いたとき($\alpha=\beta=0^\circ$)の受波音圧 p_0 と音圧の角度にたいする変化を表わす指向性関数 $R(\alpha)$ および $R(\beta)$ によって次式で表わされる。

$$p = p_0 \cdot R(\alpha) \cdot R(\beta) \quad (1)$$

ここで指向性関数 $R(\theta)$ は円形ピストン振動子の場合次式で表わされる。

$$R(\theta) = \left| \frac{2J_1(z)}{z} \right|, \quad z = \frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta \quad (2)$$

上式で $J_1(z)$ は第1種ベッセル関数、 a は振動子の半径、 λ は音波の波長、 θ は振動子の中心軸からの偏角を表わす。また矩形ピストン振動子の場合には指向性

* 昭和46年4月6日 第2回航空宇宙学会年會講演会で発表、昭和48年1月12日原稿受理

** 京都大学工学部航空工学教室

50 kHz

第1図 超音波の指向性

第2図 送受波器の設置法

関数は次式で表わされる。

$$R(\theta) = \left| \frac{\sin u}{u} \right|, \quad u = \frac{2\pi a}{\lambda} \sin \theta \quad (3)$$

第3図 無風時の受波音圧

ここで a は矩形板の一边の $1/2$ の長さである。

送波器の取り付け角 α を固定して受波器の取り付け角 β のみを変化させたときの円形の送受波器による受波音圧の変化の実験値と(1), (2)式による理論曲線との比較が第3図に示されている。

3. 有風時における受波音圧

次に、一様な風の中を超音波ビームが伝ばんして行く場合を考えると、超音波ビームは風によって偏向され、その偏向の大きさは風速の増加とともに増す。この超音波ビームの偏向は超音波振動子の指向性によって受波音圧の変化となって現われる。

まず、風洞実験によって風速変化に伴う受波音圧の変化を調べるため、辺間距離が 1 m で、その断面形が正八角形の吹き出し口をもったゲッチンゲン型低速風洞の測定部に超音波の送受波器を吹き出し口に平行に(すなわち、風向にたいして直角に)取り付け、送受波器の取り付け角を一定に保って、出力一定の超音波連続波(出力約 0.5 W)を放射し、風速のみを変えて受波音圧を測定した。送受波器の取り付け角を種々変えて、それらをパラメータとして風速変化による受波音圧の変化の測定値をプロットすると第4図のようになる。この実験結果はつぎのように考えるとよく説明される。すなわち、第5図に示されているように風速 v の一様な風が送受波器の中心点を結ぶ直線にたいして直角に吹くと、音波は無風時の音速 c と風速 v のベクトル和の方向に伝ばんする。したがって最大音圧を示す方向は無風時には α の方向であったのが有風時には α' の方向に変わり、送波器の受波器の方向への指向性関数は $R(\alpha)$ から $R(\alpha')$ に変わる。受波器の方は無風時には β の方向から入射する音波にたい

第4図 風速と受波音圧の関係

第5図 有風時の送受波器の指向性関数の変化

して最大の受波音圧を示すが、有風時には β' の方向から入射する音波にたいして最大の受波音圧を示すようになり、受波器の送波器の方向への指向性関数は無風時の $R(\beta)$ から $R(\beta')$ になる。それゆえ、有風時の受波音圧 p' は次式で計算される。

$$p' = p_0 \cdot R(\alpha') \cdot R(\beta') \quad (4)$$

この式の α' および β' はそれぞれ次式で計算される(第5図参照)。

$$\left. \begin{aligned} \alpha' &= \tan^{-1} \left(\frac{\sin \alpha - v/c}{\cos \alpha} \right) \\ \beta' &= \tan^{-1} \left(\frac{\sin \beta + v/c}{\cos \beta} \right) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

(4), (5)式より有風時の受波音圧は送受波器の取り付け角 α および β と風速 v/c によって変わることがわかる。そして送受波器の取り付け角を固定すれば、受波音圧は風速のみによって変わる。 α および β にそれぞれ実験で用いた値を使用し、(2), (4), (5)式によって風速変化による受波音圧の変化を計算したものが第4図の曲線で、この図から実験値と理論値の一致がかなり良いことがわかる。

実際の風速測定においては受波音圧が風速にたいして直線的に変化している領域を用いるのが便利である。第4図は第1図に示されている鋭い指向性を有する振動子を送受波器として用いた場合の風速変化にたいする受波音圧の変化を示したものであって、この場合には風速変化にたいして受波音圧が直線的に変化する領域はせまく、風速変化の広い範囲にわたっての測定には適さない。

したがって次に風速変化にたいして受波音圧が直線的に変化する領域について考察する。 $\beta = -\alpha$ の場合には、両振動子の中心点を結ぶ直線にたいして直角に一樣な風が吹くと $\beta' = -\alpha'$ であるので、(4)式はつぎのようになる。

$$p' = p_0 \cdot R(\alpha') \cdot R(-\alpha') = p_0 \cdot [R(\alpha')]^2 \quad (6)$$

円形振動子の場合、 $z = (2\pi a/\lambda) \cdot \sin \alpha'$ と $[R(\alpha')]^2$ の関係を図示すると第6図のようになり、 $z \approx 0.9 \sim 2.0$ において R^2 は z にたいしてほぼ直線的に変化していることがわかる。本実験で用いた円形振動子においては $2\pi a/\lambda = 22.22$ であるので、

$z_1 = 2.0$, $z_2 = 0.9$ に対応する風速はそれぞれ

$$z_1 = 22.22 \times \sin \alpha'_1 = 2.0$$

$$\alpha'_1 = 5^\circ 10' (v/c = 0.00)$$

$$z_2 = 22.22 \times \sin \alpha'_2 = 0.9$$

$$\alpha'_2 = 2^\circ 19' (v/c = 0.05)$$

となり、 $\alpha = -\beta = 5^\circ 10'$ としたとき、 $v/c = 0 \sim 0.05$ にたいして p'/p_0 は直線的に変化すると推定される。このことは $\alpha = -\beta = 5^\circ$ にたいする実験結果(第7図参照)から明らかである。

したがって円形振動子を用いる場合には $z = (2\pi a/\lambda) \times \sin \alpha' = 0.9 \sim 2.0$ にたいして風速と受波音圧がほぼ比例すると考えてよい。 $2\pi a/\lambda$ なる値は振動子の大きさと超音波の波長によってきまり、この値から α' の変化範囲すなわち風速の測定範囲がきまる。すなわち $2\pi a/\lambda$ をできるだけ小さな値となるようにすれば、 α' の変化の範囲を大きくとることができ、より広い範囲の風速測定が可能となる。ゆえに、指向性の鈍い振動子を用いればより大きな風速まで測定できる。たとえば、さきの実験において周波数を 50 kHz のままに保

第6図 円形振動子の z と R^2 の関係

第7図 風速と受波音圧の関係

ち、振動子の半径を約 $1/4$ にして $2\pi a/\lambda = 6.28 (a/\lambda = 1)$ とすれば、計算によって $\alpha = -\beta = 18^\circ 30'$ とすることにより、 $v/c = 0 \sim 0.2$ の範囲の風速測定ができると推定される。また矩形振動子を用いる場合には $u = (2\pi a/\lambda) \cdot \sin \alpha' = 0.8 \sim 1.8$ の範囲を利用すればよい。

つぎに、一定風速において風向の変化が受波音圧に及ぼす影響については、第8図に示すように風向 γ を変えて調べた。この場合 α' 及び β' はそれぞれ次式で計算される。

$$\left. \begin{aligned} \alpha' &= \tan^{-1} \left[\frac{\sin \alpha - (v/c) \cdot \cos \gamma}{\cos \alpha + (v/c) \cdot \sin \gamma} \right] \\ \beta' &= \tan^{-1} \left[\frac{\sin \beta + (v/c) \cdot \cos \gamma}{\cos \beta - (v/c) \cdot \sin \gamma} \right] \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

$\alpha = -\beta = 5^\circ$, $v/c = 0.05$ で行なわれた実験結果を第9図に示す。曲線は(2), (4), (7)式より計算された理論値で、図からわかるように、風向の変化により受

第8図 風向が変化するときの送受波器の指向性関数の変化

波音圧が変化する割合は本実験で用いたような鋭い指向性を有する振動子にたいしても $v/c = 0.05$ においては $\gamma = 1^\circ$ 当り約 0.15% であり、定まった風向の風速の測定値にたいする風向変化の影響は γ のかなり広い範囲にわたって比較的小さい。

4. 誤差と応答速度

この方法で風速測定を行なう場合、種々の要因によって生ずる誤差について考察する。まず、音速 c は気温とともに変化するので、気温の変化が風速測定に及ぼす影響について考慮する必要がある。気温の変化により音速が変化すると、音波が風の中を伝はんして行くとき、同じ風速にたいして伝はん方向が変化する。

第9図 風向変化による受波音圧の変化

第10図 気温変化が受波音圧に及ぼす影響

また気温の変化によって音速が変化すると、音波の周波数が変わらないものとすれば、その波長は気温とともに変化し、したがって振動子の指向性に影響を及ぼす。それゆえ、同一の v/c に対する受波音圧は気温の変化とともに変わる。その変化の一例が第10図に示されている。これは振動子半径 $a=30$ mm の円形振動子で、その周波数が $f=50$ kHz にたいして計算されたもので、 v/c にたいする受波音圧の変化を気温が 15°C のときの受波音圧を基準にして、気温が 25°C および 5°C のときに同じ v/c にたいして受波音圧がどの程度変化するかを表わしている。図より気温が 10°C 上昇すると $v/c=0\sim 0.05$ の範囲内で p'/p_0 の値が約 $0.015\sim 0.005$ 上昇し、 15°C のときに $v/c=0$ と目盛られた風速表示メーターのスケールをそのまま用いると、 25°C のとき実際には風速が 0 であっても、みかけ上 $v/c=0.0015$ を示す。すなわち、気温の変化によって風速の値にこの程度のドリフトを生じる。た

だしこのドリフトは $v/c=0.05$ では $v/c=0.0005$ に低下する。また気温が 5°C になれば、風速のドリフトは 15°C を基準にしたものにたいして負の値となって現われる。したがって気温変化に対応してドリフト量をメーター上で修正しなければならない。 $\pm 10^\circ\text{C}$ の気温変化にたいして無風時のドリフト修正により $v/c=0\sim 0.05$ の間で生ずる誤差は $0\sim \pm 2\%$ である。

そして気温変化によるドリフト量は上述のように無風時において最大で、その値は用いる振動子の指向性の鋭鈍によらず、気温のみの関数である。

なお気流中の乱れによっても音波の伝はん径路が複雑に曲げられ誤差を生ずるが、乱れの程度によって誤差の大きさが変わり、一般に両者の関係を推定することは困難である。本実験においては、用いられた風洞の風速分布は約 1% の変動を有し、乱れも比較的少なく、第4図に示されている実験結果からは最大約 2% の誤差が認められる。実験中、気温および風向は不変であったので上記の誤差は主として風速分布と風の乱れによるものと考えられる。

つぎに風速測定の応答速度について述べる。流れの中で乱れが生じると、それによって音波の径路が曲げられるので受波音圧が変わるが、この場合乱れが生じた位置によって、乱れが生じた時点から受波音圧にその影響が現われる時点までの時間に差が現われる。すなわち乱れが生じる場所が送波器に近ければ近いほど応答速度が遅く、応答速度の最小値は送受波器間の距離によってきまる。送受波器間距離が 1 m であった本実験では、乱れによる影響が現われるまでの時間は最大約 3 m sec (3×10^{-3} sec) である。

応答速度を速くするためには送受波器間の間隔を短かくするとよいが、これを無制限に短縮することはで

きない。その理由は送受波器間距離をある限度以上に短かくすると、受波器がいわゆるフレネル領域に入り、そこでは音場分布が複雑で、風速変化にたいする受波音圧の変化も複雑になるからで、上述の風速測定法はフラウンホーファー領域すなわち遠距離音場内に受波器が置かれ、その受波音圧の風速による変化を測定するものである。

音場のフラウンホーファー領域からフレネル領域への移行はロンメル²⁾の理論的考察²⁾によると $Z = \frac{2\pi r_0}{ka^2} = \frac{\lambda}{a} \cdot \frac{r_0}{a} = 3 \sim 4$ (ただし r_0 は送波器からの距離, a は送波器の大きさを表わす量で、円形振動子の場合にはその半径である。) で起こり、 Z が $3 \sim 4$ 以上ではフラウンホーファー領域であり、それ以下ではフレネル領域となる。

$Z=4$ で音場がフラウンホーファー領域になっているとすれば、本実験の場合送受波器間距離を $r_0 \approx 50$ cm より大きくとればよい。また λ/a を大きくすれば r_0/a を小さくできるので、送受波器間距離を短縮するためには指向性の鈍い振動子を用いればよく、このことは上述の速い風速の測定を行なうためにも望ましいことであると考えられる。

5. 結 論

上述の超音波連続波による風速測定法は、特徴とし

- 3) 本方式による風速測定法では超音波の連続波の風速変化による受波音圧の振幅変化を検出すればよく、他の方式における送波側でのパルス発振器やパルス変調回路、受波側で風速指示を行なう場合に超音波パルスの伝ばん時間差を電圧 (または電流) に変換するためのパルス回路が不必要になり回路が簡略化できる。

表紙写真説明

航空宇宙技術研究所突風々胴において突風応答実験中の半自由飛行模型を測定部観測窓を通して撮影したものである。

模型はクイーン・エアに力学的相似特性を合わせた

て、

- 1) 応答が速く、指示が電氣的に取り出せるので、自記および遠方指示が容易である。
- 2) 送受波器を風向にたいして直角に置いて風速測定ができるので、流れを乱すことが少ない。
- 4) 風速の測定範囲は超音波振動子の指向性を変えることにより適当に選べる。

欠点は、

- 5) 送受波器間の平均風速しか測定できない。
- 6) 流れの中に乱れがあると、その影響を受けやすい。
- 7) 気温の変化にたいする補正が必要である。

等の得失がある。

なお、本実験においては風洞の運転にともなうノイズの影響および風洞壁からの超音波の反射による影響等は認められなかった。

自然風の風速測定においては、その風速の範囲は $v/c=0 \sim 0.2$ で十分であるので、 $a/\lambda=1$ の振動子を用いれば測定可能であるが、自然風はその風向が定まらないので、風向の影響を考慮しなければならない。そのため、風速変化による受波音圧の変化と同時に風向も測定して、風速にたいする風向の影響の補正を行なうか、または送受波器を常に風向にたいして直角になるように回転させる装置を用いる必要がある。

6. 参考文献

- 1) H. E. DALKE & W. WELKOWITZ: ISA Journal, Oct. 1960. Vol. 7, No. 10, p. 60-63, A New Ultrasonic Flowmeter for Industry.
- 2) 超音波技術便覧・日刊工業新聞社刊, p. 1408-1413.

1/10の縮尺模型で、測定部中央上下方向に固定されたガイド・レールに沿って上下動する台車に模型重心位置を通る縦揺れ軸をボール・ベアリング支持させ、この軸に主翼胴体を固定している。模型は昇降舵を無線操縦されて浮上し、測定部上流入口の可動翼列の発生する突風に対し縦短周期応答をする。データとしてはレール中央に貼られた2本の電線から縦揺れ角、高さ位置、模型に搭載されたテレメータ装置により角速度、上下方向加速度等を得る。これらの装置電源を内蔵するため模型構造はバルサによる超軽量なものとなっている。

風洞は47年3月に完成し、測定部断面 $2\text{m} \times 2\text{m}$ 、最大風速 50m/秒 、油圧駆動突風発生装置は20サイクルまでの正弦波、矩形波、三角波とランダム波入力に追従して、高周波域を除きほぼ入力に追従した突風を発生する。(新型航空機研究グループ 西村博史)