導体管壁をもつ電磁流量計[†]

山崎 弘 郎*・本 多 敏*・金 東 治*・秋 山 忠 次**

A Magnetic Flowmeter with Conducting Pipe Wall

Hiro YAMASAKI*, Satoshi HONDA*, Tung Jin CHIN* and Chuji AKIYAMA**

In the internal pipe wall of magnetic flowmeters should be nonconductive to prevent generated electromotive force from short circuiting. Usually inside of metallic pipe is lined by insulating material. The lining material limits applicable temperature range of measured fluid and also reliability of meter. The objectives of this investigation are to eliminate the lining and to improve reliability and performance of magnetic flowmeter.

A potential distribution is formed on the pipe wall by applying electric current proportional to fluid flowrate. If the potential distribution on the wall is kept almost identical to the flow induced potential in the liquid, then no current flows across the boundary between fluid and wall.

The principle of the proposed magnetic flowmeter is to realize a equivalent boundary condition between fluid and metallic pipe wall. The boundary condition is kept equivalent to that of nonconducting pipe wall automatically by the use of electronic servo techniques. Therefore the output signal is exactly same as that of conventional magnetic flowmeters. An experimental model is built and tested using stainless steel pipe (inner diameter=27 mm, outer diameter=30 mm).

According to the test results of tap water flow measurement, the output is reduced to about 60% of theoretical value without applied potential, however, it can be increased to 99% of theoretical one with wall potential applied. The theoretical value is calculated from measured value of flux density, flow velocity, and pipe diameter.

The output current of the servo amplifier is proportional to flowrate and is about 2 Ampere at flow velocity=0.8 m/s for this model.

Theoretical analysis and test results indicate that flowmeter output of the model is highly dependent on liquid conductivity without wall potential. However, no effect of liquid conductivity is observed if the potential is applied. These results suggest that the proposed wall potential distribution is very effective.

In this paper theoretical analysis and experimental results are described.

Keyword: magnetic flowmeters, process flow instrumentation, potential distribution, virtual insulation, flowrate sensor

1. ま え が き

現在、一般の工業計測の分野で広く用いられている電磁流量計は発生した起電力が短絡されるのを防ぐために管内壁に絶縁ライニングが施されている。ところがこのライニングは材質により使用温度の上限が規定されたり、摩耗により精度が低下したり、剥離やピンホールによって故障の原因となることなどが実用上の問題点となっている。また、コストを上げる要因の一つでもある。本研究では導体管壁に外部から電流を流して適当な電位分布を作り、管壁と流体との境界面を横切る電流を零にすることにより、絶縁壁があるのと同じ状態を電子回路で実現する。これにより前記のライニングに関連する諸問題を解決し、電磁流量計の信頼性を改善し、応用分野を拡大することを目的とする。ここでは理論解析の結果を述べるとともに、実際に試作して実験し好結果を得たので報告する。

2. 原 理

2.1 電磁流量計の基本式

オームの法則とマックスウェルの方程式からポテンシャル U 、流速ベクトル V および磁束密度 B に関する基礎方程式(1)は以下になる。

[†] 第21回計測制御学会学術講演会で発表(昭57.7)

* 東京大学工学部 東京都文京区本郷 7-3-1

** 横河北辰電機(株) 東京都大田区下丸子 3-30-1

* The University of Tokyo, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo

** Yokogawa Hokushin Electric Co. Ltd. Ota-ku, Tokyo

(Received November 30, 1982)

(Revised February 10, 1983)

$$\nabla^2 U = B \operatorname{rot} V \quad (1)$$

Fig. 1 に示すように x, y, z 座標軸を定める。

円管の半径を a とする。磁界は一様で x 軸方向成分のみ、 z 軸方向には一定で無限に長いと仮定する。また流れは z 軸方向成分のみをもつとする。 y 軸上に点電極 $P(0, a, 0)$ および $Q(0, -a, 0)$ を設ける。このように仮定すると基本式(1)は簡略化され

$$\nabla^2 U = B \frac{\partial V_z}{\partial y} \quad (2)$$

となる。

2.2 境界条件

(1) 絶縁壁の場合

まず、絶縁管壁の場合を考えると、管内壁と流体との境界条件は次式により与えられる。

$$\frac{\partial U}{\partial r} = 0, \quad r = a \quad (3)$$

ただし、 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ とする。この境界条件のもとで(2)式の解はつぎのように与えられる。

$$U(x, y) = \operatorname{Im} \left\{ \frac{B}{2\pi} \iint_D V(\xi, \eta) \left[\frac{1}{\zeta - z} + \frac{a^2}{\bar{\zeta}(a^2 - z\bar{\zeta})} \right] d\xi d\eta \right\} \quad (4)$$

ただし、 $\zeta = \xi + i\eta$, $\bar{\zeta} = \xi - i\eta$, $z = x + iy$, $\operatorname{Im}(\cdot)$ は虚数部を表わす。また二重積分の範囲 D は電極を含む管内断面である。

ここで流速分布として軸対称流を考える。

直交座標 (ξ, η) から極座標 (r, θ) に変換する。

$$\zeta = r e^{i\theta}, \quad z = a e^{i\varphi} \text{ として}$$

流速分布が軸対称であるので

$$V(r, \theta) = V(r)$$

したがって $\theta = \varphi$ における管壁のポテンシャル $U(a, \varphi)$ は

$$U(a, \varphi) = \operatorname{Im} \left\{ \frac{B}{2\pi} \int_0^\pi \int_0^a V(r) \left[\frac{1}{r e^{i\theta} - a e^{i\varphi}} + \frac{a}{r e^{-i\theta}(a - r e^{i\varphi} e^{-i\theta})} \right] r dr d\theta \right\} \quad (5)$$

(a) Co-ordinate system of magnetic flowmeter having circular flow conduit (b) Flow pipe electrodes and magnetic field

Fig. 1

となる。この積分を実行すると

$$U(a, \varphi) = Ba \bar{V} \sin \varphi \quad (6)$$

ただし $\bar{V}$ は平均流速で

$$\bar{V} = \frac{1}{\pi a^2} \int_0^a V(r) 2\pi r dr \quad (7)$$

電極 P, Q はそれぞれ $(a, \pi/2)$; $(a, -\pi/2)$ の位置にあるから、 P, Q 間に発生する起電力は

$$U_{fPQ} = U_{fP} - U_{fQ} = U\left(a, \frac{\pi}{2}\right) - U\left(a, -\frac{\pi}{2}\right) \\ U_{fPQ} = 2Ba \bar{V} \quad (8)$$

となる。ただし U_{fP} と U_{fQ} はそれぞれ P 点と Q 点の流体のポテンシャルである。

(6)式は管内壁における電位分布を与えており、(8)式はよく知られている電磁流量計の起電力を与える式にほかならない。

(2) 導体管壁の場合

つぎに、導体管壁の場合に壁の電気伝導度が電磁流量計の電極の起電力にどのように影響するかを考える。**Fig. 2** に示すように管壁の金属の電導度を κ とし、流体の電導度を σ とし管壁と流体との接触抵抗を τ とする。液体中のポテンシャルを U_f 、管壁中のそれを U_w とすると

$$\nabla^2 U_f = B \frac{\partial V}{\partial y} \quad (9)$$

$$\nabla^2 U_w = 0 \quad (10)$$

となる。境界条件は電位と電流の連続性より

内壁面上 $r = a$ で

$$\sigma \frac{\partial U_f}{\partial r} = \kappa \frac{\partial U_w}{\partial r}; \quad U_f + \tau \sigma \frac{\partial U_f}{\partial r} = U_w \quad (11)$$

外壁面上 $r = b$ で

$$\frac{\partial U_w}{\partial r} = 0 \quad (12)$$

となる。(以上の詳しい議論は文献^{4),5)} 参照のこと)

電極 P, Q 間の電位差を求めると

$$U_{fP} - U_{fQ} \\ = 2Ba \bar{V} \frac{1 + \kappa \tau (b^2 - a^2)/a(a^2 + b^2)}{1 + (\kappa/\sigma)(1 + \sigma \tau/a)(b^2 - a^2)/(a^2 + b^2)} \quad (13)$$

管壁は金属なので

$$\kappa \gg \sigma, \quad \kappa \gg a/\tau \quad (14)$$

と仮定することができる。したがって(13)式は

$$U_{fP} - U_{fQ} = 2Ba \bar{V} \frac{\sigma \tau/a}{1 + \sigma \tau/a} \quad (15)$$

Fig. 2 Cross section of conducting flow conduit

と簡単化される.

(13), (15)式により以下のことがわかる.

(1) 管壁の電気伝導度 κ が(14)式の仮定を満たすよう十分大きければ, 起電力に影響する程度は無視できる.

(2) 導体管壁をもつ電磁流量計の起電力は絶縁壁をもつものより低下するのみでなく, 液体の電導度と壁面の接触抵抗により変化して, 電磁流量計の特長の一つが失われる.

(3) 逆に液体電導度 σ が大きい場合, あるいは接触抵抗 τ が大きい場合, (13)式は

$$U_{fP} - U_{fQ} = 2Ba\bar{V}$$

となり, 従来の電磁流量計の起電力と同じになる.

(4) 円管の半径 a は大きくなると起電力は液体電導度により変化が大きくなる.

2.3 管壁の電位分布の作用

本研究には, 導体管壁に外部から電流を流して管壁各点のポテンシャルが接している液体のポテンシャルに等しくなるように制御する. (以下簡単に補償と書く) すなわち

$r=a$ で $U_w = U_f$ となるようにする. (11)式により

$$U_w - U_f = \tau \sigma \frac{\partial U_f}{\partial r} = 0 \quad \therefore \quad \frac{\partial U_f}{\partial r} = 0 \quad (16)$$

したがって絶縁壁と同じ境界条件が得られる. すなわち壁と流体との間の電流の出入がゼロで, 絶縁管壁と等価になる. 別な見方をすれば, 接触抵抗 τ を十分に大にしたとみなせるので, (13)式において $2Ba\bar{V}$ の係数が1となり, 従来の電磁流量計と同一の起電力を生ずる.

3. 回路の構成

3.1 装置の構成

試作した電磁流量計の全ブロック・ダイアグラムを Fig. 3 に示す.

磁界の構成には定電流方形波励磁方式を採用した. 励磁周波数は 3.125 Hz である.

初段増幅回路の入力インピーダンスは十分高いことが必要である. さもないと負荷効果で誤差を生ずるだけでなく, つぎに述べる管壁の補償電位も信号電極の電位に依存して変化するので, 補償も不十分になる. 通常の測定において測定液体の電導度の下限は $500 \sim 1000 \mu S/m$ 程度であるから, 電極径 d を 2 mm とすると, 信号電極間のインピーダンスは $1/\sigma d = 500 \sim 1000 k\Omega$ となる. 入力インピーダンスの影響を 0.01 % 以下にするために, 入力インピーダンスは $10^{10} \Omega$

Fig. 3 Block diagram of the new mag. flowmeter

以上が必要である. したがって増幅回路の初段には FET 入力演算増幅器を利用したボルテージ・フォロワを使用した.

管壁に電位を印加する補償回路は Fig. 3 に示されている 1 対のサーボ増幅器である. これ以外の電子回路は通常の低周波数励磁の電磁流量計と同様である. 信号電極に生ずる電圧は磁界と同様方形波であるので, 半周期の終端で出力をサンプルして保持し, つぎの半周期の終端のサンプル値の符号を変換したものを加える.

Fig. 4 はサーボ増幅器の回路図である. 終段は管壁に電流を加えるための電流増幅回路である. 管壁金属の電導度は非常に大きいので, この回路の電流増幅率は十分大きいことが必要である.

3.2 電極の構成

Fig. 4 The circuit of servo amplifier

Fig. 5 Configuration of flow pipe and electrodes

パイプは外径 30 mm, 内径 27 mm のステンレス鋼管である。管と絶縁して設置した 1 対の信号電極の他に電圧印加のための電極が設けてある。すなわち、電流電極とポテンシャル電極とである。Fig. 3 からあきらかであるが、これら電極の形状を Fig. 5 に示す。

信号電極の直径は 2 mm で、信号電極と管壁の間に設けた絶縁部の外径は 4 mm である。信号電極の大きさはパイプの内径と比べれば小さいので点と考えても、出力電圧に対する影響は無視できるほど小さく、従来の電磁流量計と同じ程度だと思われる。また、絶縁部の大きさは補償しない場合には出力電圧に対してかなり影響を与えるが、補償が十分効く場合にはその影響はほとんどなくなると考えられる。

サーボ増幅器はポテンシャル電極の電位が信号電極の電位と等しくなるように電流電極に電流を印加する構成である。各電極は信号電極に対して点对称に配置してある。これは回路の安定およびノイズの減少に対して重要である。

また、誘導される起電力は小さく、本実験の場合で、約 10^{-4} V 程度である。それに対して管壁金属の電導度は非常に大きいから、管壁に供給する補償電流は約 1 A 程度となる。そこで消費電力は 1 mW 程度にすぎないが、増幅器と電流電極とを接続するリード線の抵抗および電極と管壁との溶接部の抵抗などが考慮される必要がある。それゆえに電流電極とリード線との接続点は 4 点あり、しかもそれらも信号電極に対して点对称になっている。補償電流が流れると、管壁上の電位分布は (6) 式で記述する正弦波状の分布を台形で近似したものとなる。

また同一電流電極上で管軸方向に沿って接続点間の間隔の大きさは管壁に形成される補償電位の形と補償電流の大きさなどに影響する。本実験ではその距離を磁束密度の変化が $\pm 10^{-4}$ テスラ以内におさまる範囲とし、12 mm とした。

Fig. 6 Output voltage vs. mean velocity

Fig. 7 Output voltage vs. fluid conductivity at constant flow rate

4. 実験結果および検討

4.1 電位分布形成による補償効果

(1) 電導度を $163 \mu\text{S}/\text{cm}$ 一定とし、流量を変化させた場合を Fig. 6 に示す。流量の基準値は別の電磁流量計で測定して平均流速で示した。液体は水道水である。電位分布形成による補償した場合には出力(実線 I)は理論値(点線)の 99% になった。また直線性もよいことがわかった。実線 II は補償しない場合

を示す。出力は約 60% に低下する。

(2) 流量を一定とし、液体の電導度 σ を変えて起電力の変化を測定した結果を Fig. 7 に示す。

補償しない場合の出力 (実線 II) は (15) 式から予測されるように液体電導度 σ により大きく変化する。しかし補償した場合の出力 (実線 I) は σ の影響をほとんど受けなくなる。これにより本補償方式が有効に機能していることがわかる。

Fig. 7 中の点線 II は $\sigma = 200 \mu\text{S}/\text{cm}$ の場合の出力値 $U_{fP} - U_{fQ}$ から (15) 式で求めた接触抵抗 τ を使用し、それが σ が変化しても τ が一定と仮定して、(15) 式から計算した出力の理論値である。点線と実線はかなり一致しており、 τ が一定とする仮定はほぼ正しいとわかった。(計算に用いた τ の値は約 $1.397 \Omega\text{m}^2$ である)

(3) 同じ条件で、流管を塩化ビニール管で作った電磁流量計の出力も測定した。

平均流速 $\bar{V} = 0.8 \text{ m/s}$ と磁束密度 $B = 81 \times 10^{-4}$ テスラーの場合で

塩化ビニール管の出力 $U_1 = 1.76 \times 10^{-4} \text{ V}$

補償したステンレス管の出力 $U_2 = 1.74 \times 10^{-4} \text{ V}$

(8) 式によって計算した出力 $U_3 = 1.75 \times 10^{-4} \text{ V}$

ただし、理論計算値は磁界の長さが管軸方向に有限であるための起電力の短絡効果を考慮していない。短絡効果による出力の低下を考慮すると三者の一致は満足 of のいくものである。

4.2 補償電位分布の形状と大きさ

(1) 誘導される電位分布 $U_f(a, \phi)$ は塩化ビニール管を使って測定した。点電極 P, Q を結ぶ直線と x 軸のなす角を ϕ とする。パイプの内径は実験に用いたステンレス管とほぼ同じである。出力は平均流速が 0.8 m/s で、 ϕ を 0° から 90° まで 10° ごとに回転して測定した。

Fig. 8 に測定した $U_f(a, \phi)$ (実線) と (6) 式によって求めた $U_f(a, \phi)$ (点線) を示す。実線と点線は完全に一致しない。その原因としてつぎの要因が考えられる。

—— $U_f(a, \phi)$
- - - $BaV \sin \phi$

Fig. 8 Angular distribution of potential $U_f(a, \phi)$

(a) 磁束分布が完全に一様でない。

(b) 電極が点でなく一定の面積をもつこと。

磁束計で測定した磁束分布の結果は Fig. 9 に示すように一様ではない。特に x 軸方向に管壁に近づくとき B が大きくなることおよび y 軸方向

Fig. 9 Magnetic flux density distribution

に管壁に近づくとき B が減少していることが誘導される電位分布にかなり影響を与えているので、 $\phi = \pi/2$ 附近で U_f が小さめになることが予想される。

(2) 2.3 の分析により、補償電位分布は誘導される起電力分布と同じでなければならない。実際形成される電位は Fig. 8 の分布を台形で近似したものである。分布のずれの影響を調べるために、電流電極の設置位置を $\phi = 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$ と変えて実験した (Fig. 5 に参照)。また補償電位の大きさを $U_{w\max}$ で表現すると、信号電圧のサンプル時点における $U_{w\max}$ と $U_{f\max}$ とはサーボ回路の入力端 C_1, R_1 (Fig. 4 を参照) の時定数によって変わる。本回路では C_1 が $1 \mu\text{F}$ とし、 R_1 がそれぞれ $13.6 \text{ M}\Omega$; $2.25 \text{ M}\Omega$; $1.02 \text{ M}\Omega$; $0.33 \text{ M}\Omega$ としたとき $U_{w\max}/U_{f\max} = k$ はそれぞれ 0.995 ; 0.965 ; 0.945 ; 0.845 となる。そこで、 ϕ と k の異なる組合せにより電位分布の形状を変化させて、出力と流体電導度 σ との関係調べた。その結果を Fig. 10 に示す。Fig. 10 の上側の図には誘導される起電力分布 $U_f(a, \phi)$ と $k = 0.965$ の場合で、補償によって生じる管壁の電位分布 $U_w(a, \phi)$ を示し、下側の図には前述の k の値に応じてそれぞれ出力と電気伝導度の関係を線 I; II; III; IV で示す。下図中、線 V は補償しない場合の出力と σ の関係を示す。

実験の結果によってつぎのことがわかった。

(a) 電流電極が $\phi = 60^\circ$ と $\phi = 120^\circ$ すなわち $\phi = 60^\circ$ に設置し、 $k = 0.965$ の場合に起電力は液体電導度 σ の影響をほとんど受けない。すなわち、補償に

Fig. 10 Angular distribution of potential U_f and U_w , and output voltage vs. fluid conductivity

よって生じる管壁の電位分布の形状および大きさは適当と考えられ、電位分布の形状は台形近似であっても補償効果は十分である。

(b) 電流電極が $\varphi=70^\circ$ と $\varphi=110^\circ$ すなわち $\psi=40^\circ$ に設置した場合には、たとえ $k=0.995$ としても補償は十分ではなく、 σ が小さくなると出力も下がる。それは $\varphi<60^\circ, \varphi<110^\circ$ において $U_w(a, \varphi)$ が $U_f(a, \varphi)$ よりかなり小さいためと思われる。

(c) 電流電極が $\varphi=50^\circ$ と $\varphi=130^\circ$ すなわち $\psi=80^\circ$ に設置した場合には $k<0.9$ で、補償は不十分であり、 k が大きくなると回路は不安定になり、 σ が小さくなると回路は発振しやすくなる。

(d) 実験に用いたステンレス管は3本で、サイズはいずれも同じであるが、内壁面の粗さによごれの程度が多少違う。また接触抵抗 τ が同一ではない（それぞれ $1.397 \Omega\text{m}^2$, $1.327 \Omega\text{m}^2$, $0.367 \Omega\text{m}^2$ である）ので、補償しない場合の出力と電導度 σ との関係はそれぞれ異なる。それは Fig. 7 中の実線Ⅱおよび Fig. 10 の実線Ⅴからも明らかである。それに対して適切な補償をした場合には Fig. 7 の実線Ⅰと Fig. 10 中 $\psi=60^\circ$ の場合の線Ⅱとで表わしたように出力は τ の影響をほとんど受けない。

6. む す び

電磁流量計において金属管壁に電位分布を形成することにより、すなわち、電子技術とサーボ技術により絶縁壁と同一の境界条件を実現し、絶縁ライニングがなくても精度良く測定できることが明らかになった。

電位による補償効果に対して電位分布の形状および大きさが非常に重要であるが、いろいろの形状や動作条件を実験して良好な特性を得るための知見が得られた。これにより電磁流量計の応用範囲が一層広がること、信頼性が大幅に向上することが期待される。

終りに、この研究の基礎実験を行った浅野一哉、奥富正敏の二氏に深く感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) 山崎，他：導体管壁をもつ電磁流量計，第20回 SICE 講演会予稿集，1705 (1981)
- 2) 山崎，他：導体管壁をもつ電磁流量計（第2報），第21回 SICE 学術講演会予稿集，3902 (1982)
- 3) 浅野，奥富：電磁流量計の研究，東大工学部計数工学科卒業論文 (1981)
- 4) J. A. Shercliff: The Theory of Electromagnetic Flow Measurement, 10/47, Cambridge Univ. Press (1962)
- 5) 川田，小宮，山崎共編：流量計測ハンドブック，275/276，日刊工業新聞社 (1979)