

## 論 文

## 分極効果による EHD 液体ポンプ流れの考察

佐藤 正毅\*, 矢部 彰\*\*, 西田 修三\*\*\*

(1995年9月18日受理)

## Study on Flow of an Electrohydrodynamical Liquid Pump Utilizing Polarization Effect

Masaki SATO,\* Akira YABE\*\* and Shuzo NISHIDA\*\*\*

(Received September 18, 1995)

This paper presents the nature of the pipe flow of an electrohydrodynamical (EHD) liquid pump utilizing polarization effect. The EHD pump flow was caused by applying direct voltage (1.5-9.0 kV) between a ring electrode and a square-shaped electrode arranged in an insulated pipe filled with R123. In this paper, the body force that acts on a fluid under the influence of electric field is discussed. The conclusions of this investigation are summarized as follows. (1) The direction of the recirculating flow was from the ring electrode to the opposing square-shaped electrode when the direct high voltage was applied to the square-shaped electrode and the ring electrode was earthed. But the spouting flow from the ring electrode occurred in the opposite direction. (2) The velocity distribution near the electrodes became hollow because of the spouting flow from the ring. (3) It seems that the recirculating flow is caused by the elastic force due to polarization effects and the spouting flow from the ring is caused by the interaction between the inhomogeneity of the electric field strength and the polarized charges.

## 1. ま え が き

リング対角筒電極による非一様電界を使って, 分極効果のみによる管内流れを新たに実現し<sup>1)</sup>, これを電気流体力学液体ポンプ流れと呼び, 流れの発生機構の解明を進めている. この流れ現象は, 先に観測された電気流体力学 (略して EHD) 液体ジェット現象<sup>2)</sup> と類似の現象を, 管内でも実現できないかと, 著者の一人が予備実験を繰り返していた結果新たに観測した流れである<sup>1)</sup>. EHD 液体ジェット現象は, 著者の一人, 矢部によって発見され, 分極電荷に起因する力によって発生することが実験的に明らかにされている<sup>2)</sup>. 液体ジェットの実験

装置は, アクリル製容器の底に直径 130 mm の真ちゅう製円盤電極を取り付け, これと平行に, 円板から 3.5 mm の位置に, 太さ 5 mm の銅線による内径 5 mm, 外径 15 mm のリング電極を軸対称に取り付けたものである. この容器をフロンゾルブで満たした後, 電極間に直流高圧を印加したところ, リング内から上方に向かうジェット対流が発生したと報告されている. 矢部らは, リング電極に +25 kV を印加し, 円板電極はアースして, 液体ジェット速度の最大値として 67 cm/s を得ている. リングの太さは 5 mm であり, 円板電極の周辺も丸められているので, 電極構成からしてコロナ放電あるいは電界放射による電荷注入はほとんど考えられない. 液の駆動力は分極に起因する力が主体であると述べている.

他方, EHD 管内液体ポンプ流れは, 絶縁性パイプ内に角筒対リングの非対称電極を取り付け, パイプを絶縁性液体で満たし, 直流高圧を印加したところ, 観測された. 角筒電極に +20 kV を印加し, リング電極をアースすると, 流れはリングから角筒に向かい, 流速は 14.3 cm/s であった.

本論文では, リング対角筒電極に直流高圧印加時の流れを可視化し, その結果観測された, リングからの逆噴流, 逆方向の二つの流れの共存, 凹形の流速分布など

キーワード: 非一様電界, 分極効果, EHD 液体ポンプ流れ, 主流, 噴流

\* 八戸工業大学電気工学科 (031 八戸市大字妙字大開 88-1) Department of Electrical Engineering, Hachinohe Institute of Technology, 88-1 Myo Ohbiraki, Hachinohe, 031 Japan

\*\* 工業技術院機械技術研究所 (305 つくば市並木 1-2) Mechanical Engineering Laboratory, AIST, MITI, 1-2, Namiki, Tsukuba, 305 Japan

\*\*\* 八戸工業大学土木工学科 (031 八戸市大字妙字大開 88-1) Department of Civil Engineering, Hachinohe Institute of Technology, 88-1 Myo Ohbiraki, Hachinohe, 031 Japan

EHD 液体ポンプ流れの特異的模様について述べる。更に、リング電極のサイズが流速分布に及ぼす影響についても述べる。そして、これらの実験結果から、ポンピングの駆動力を考察する。

本論文ではまた、新たに観測した EHD ポンピング現象の応用として、分極型 EHD 液体ポンプを提案している。この新型のポンプは、簡単な構造、低コスト、低電力消費、高効率の他に、静止型であるので軸受け部不要となり、作動流体に不純物が混入しないという長所を有する。更に、真電荷を注入しないので、作動流体の劣化を格段に防げるなどの利点もある。現在、太陽熱発電所やソーラボンド発電所の長距離大容量熱輸送用 EHD ヒートパイプの開発研究も行っているが<sup>3)</sup>、凝縮器から蒸発器への凝縮液の帰還に、上記の長所を有する分極型 EHD 液体ポンプを応用できることも述べる。

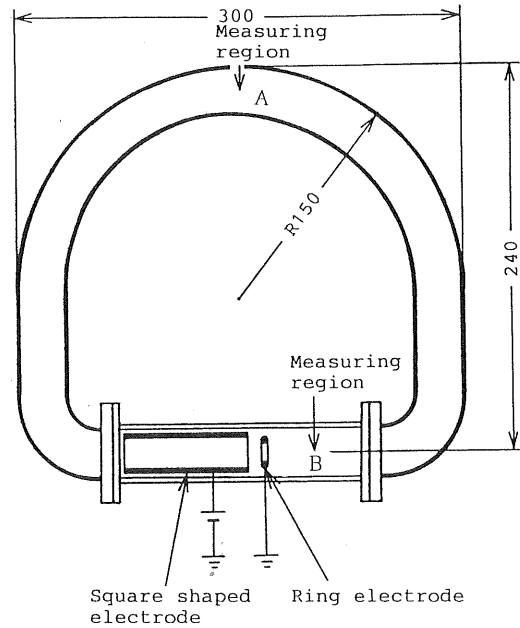
2. 実験装置および方法

図 1 に EHD ポンプの実験装置を示す。図 1(a) は、平面図である。実験に限って作動流体には絶縁性低沸点熱媒体 R123 を臨時に選んだ。今後、環境に悪影響を及ぼさない、天然の資源を利用した低沸点熱媒体の開発が望まれる。R123 が循環する絶縁性パイプは、R123 との化学反応を防ぐために塩化ビニールで試作した。フランジで接合された直管路は、流速測定のために、断面積が 25 mm×25 mm の透明の塩化ビニール製角筒パイプにしてあり、この中に断面積が 25 mm×25 mm の銅製の角筒電極を埋め込んである。この電極から右に 2 mm の位置に銅製リング電極を取り付けた。後述するように、リング電極としてはサイズの異なる 3 種類を実験に供した。電極部分の詳細は、図 2 に示してある。

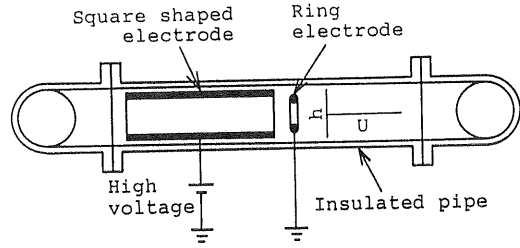
図 1(b) は、実験装置の前面図である。図でリングから右方 40~60 mm の位置で流速の測定を行った。図に、流速分布を描くために座標軸  $h, U$  を記してある。 $h$  は、角筒パイプ中心軸からの距離を表し、 $U$  は作動流体の流速を表す。

図 2 は実験に供した前述の 3 種類のリング電極である。図 3(a) は、角筒およびリング電極付近の流速測定面を表す。透明な塩化ビニールパイプの下方から、スリットを経て薄く絞られた、プロジェクタからの光を送り、この光面上で流速をトレーサ法で測定した。図 3(a) には光面として 3 通り描いてあるが、今回の流速測定は中央の光面だけで行った。図 3(b) には、測定領域を示す。

ここで、トレーサ法について述べる。実験に供した作動流体は R123 であるが、この中に、流れを可視化して流速を測定するために、少量のアルミ粉を混入した。リ



(a) 平面図  
(a) Plane figure.



(b) 前面図  
(b) Front view.

図 1 EHD 液体ポンプ流れの実験装置  
Fig. 1 Experimental apparatus of EHD liquid pump flow.

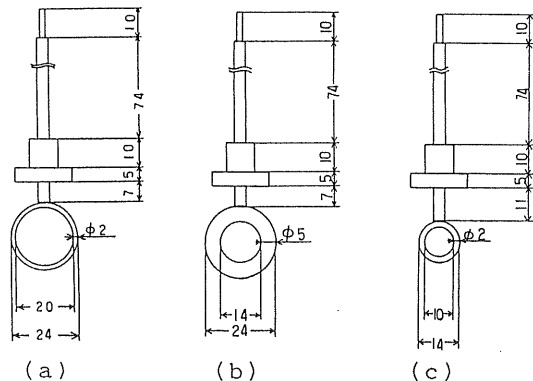
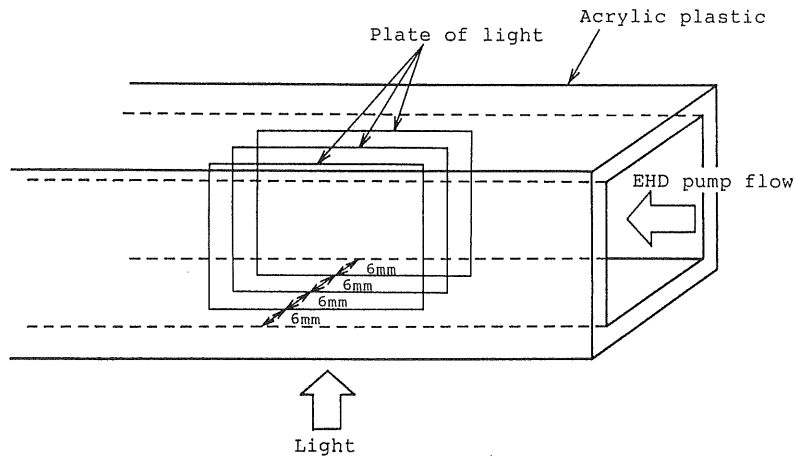
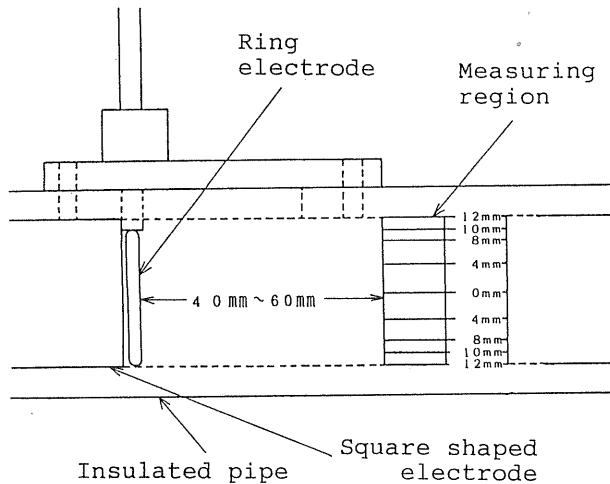


図 2 リング電極  
Fig. 2 Ring electrodes.



(a) 測定面  
(a) Measuring plate.



(b) 測定領域  
(b) Measuring region.

図3 流速の測定領域  
Fig. 3 Measuring region of the velocity.

ング電極をアースし、角筒電極に  $+1.5 \sim +9 \text{ kV}$  の直流電圧を印加すると、R123 がリングから角筒に向かって流れた。この時、アルミ粉が、R123 の流れと一緒に動き、プロジェクタからの光を受けて、光点として運動した。この多数の光点の運動をビデオ撮影しておき、その後、この流れの可視化による映像をディスプレイに映し出し、画面上に描かれた基準の距離を光点が通過するのに要した時間から、R123 の流速を求めた。これが、トレーサ法による流速測定である。同じ手法を使って電極部分とは対向側の曲管部分、即ち測定領域Aの流速も測定した。

### 3. 実験結果および考察

#### 3.1 逆噴流の発生と流れの模様

EHD 液体ポンプ流れを可視化し、ビデオ撮影の結果、流れの特徴的性質が明らかになったので、本節ではこの特徴とともに流れの発生過程を述べる。図1(a)に見られるように、角筒電極に正の直流高圧を印加し、リング電極をアースする場合について流れの模様を記す。リングと角筒電極間に直流電圧を印加し、この値を徐々に上げて行くと、約  $1 \text{ kV}$  になったとたんに、図1に示したリング電極内から右方に小さな噴流が発生した。リングを境にすると、角筒とは反対方向に流れが発生したので

ある。さらに印加電圧を上げると、右向きの噴流を残したまま、これとは逆向きに、全体としてリングから角筒に向う R123 の管内流が発生した。全体としてリングから角筒へ向かう管内流を主流と呼ぶことにすると、印加電圧が上昇するにつれて、主流の流速は電圧に比例して大きくなった。他方、リング内からの噴流速度も大きくなり、この流れは、前述のようにリングの右方に吹き出て、その後、主流に吸収された。主流はリング電極と角筒パイプ内壁との隙間を通して、角筒電極の中に吸い込まれるように流れ込んだ。R123 の噴流は主流によって方向が変えられ、リングに巻き付くように流線を描いた。そして、リング電極と角筒パイプ内壁間で、R123 の流速は急に増した。このように、リングと角筒電極の近傍では、流れの方向が逆な主流と噴流が同時に見られるという特徴的 EHD 流れが観測された。

3.2 流速に及ぼすリング電極サイズの影響

図4に印加電圧と流速の関係に及ぼすリング電極サイズの影響を示す。プロットした点は、同一条件で3回測定した結果の平均値を表す。図1の測定領域Aで、しかも PMMA 製のパイプの軸における測定結果である。前報<sup>1)</sup>と同様に、特性は直線を示す。図2の3通りのリング電極では、直径2mmの銅線で試作した比較的大きい(a)で表される電極が最大の流速を与え、印加電圧9kVで流速が8.8cm/sとなった。直径5mmの銅線で試作した太めのリング電極(b)では、流速は5.31cm/sと、電極(a)よりも小さくなった。本章の5節で述べるが、電極が太くなったので、非一様電界が弱まったためである。直径2mmの銅線による外径、内径ともに小さいリング電極(c)では、流速が3.04cm/sと、更に小さくなった。

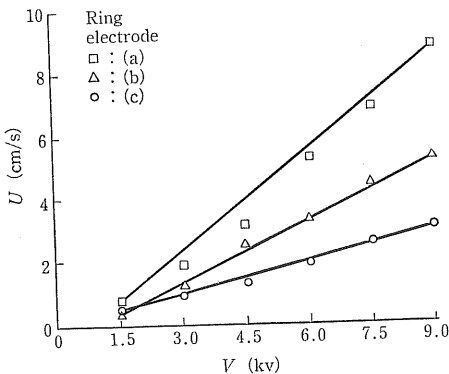


図4 流速と印加電圧の関係に及ぼすリング電極サイズの影響

Fig. 4 Effects of the size of the ring electrodes on the relation between the velocity and the applied voltage.

3.3 流速分布

図5は、電極近傍(測定領域B)における EHD 液体ポンプ流れの流速分布である。中央が窪む傾向が明白に見られる。この特徴は、本章の1節で述べた噴流が原因で現れる。主流がリングから角筒へ向かって流れながら、リング内からは主流に抗して噴流が発生するので、管内流れの中心で主流の流速は減じられる。EHD 効果のない通常の流れでは、流れの中心で流速は最大となるから、EHD 流体ポンプ流れの凹形流速分布は、極めて特徴的な分布と言える。

図6は、リングと角筒電極から最も離れた位置の流速分布である。噴流の影響は電極近傍に比して少ないので、流速分布は、図5のような凹形とはならないで、通常の分布に近づく。

図7は、流速と印加電圧の関係に及ぼす測定領域の影響である。双方の領域において、流れの中心軸で測定した結果である。前述の噴流の影響で、電極近傍の流速が電極から遠い点の流速よりも小さくなるのが、この図からも明白である。しかし、本章の1節で述べたように、リング電極と角筒パイプ内壁間で、R123 の流速は、

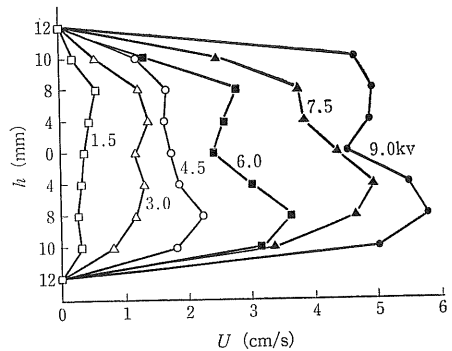


図5 測定領域Bの流速分布

Fig. 5 Velocity distribution of measuring region B.

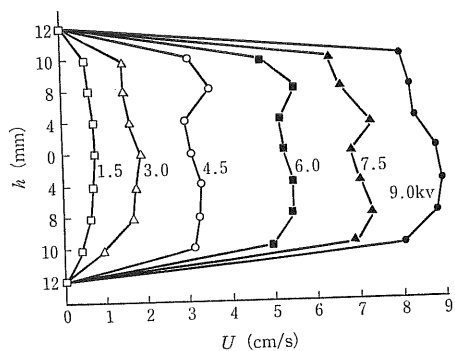


図6 測定領域Aの流速分布

Fig. 6 Velocity distribution of measuring region A.

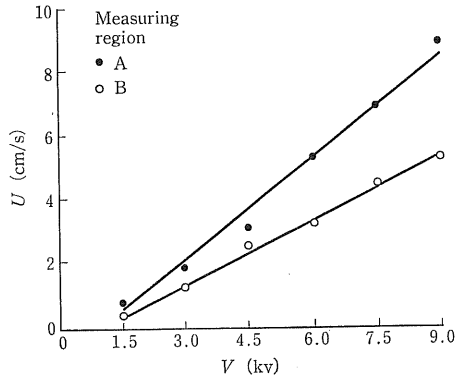


図7 流速と印加電圧の関係に及ぼす測定領域の影響  
Fig. 7 Effects of measuring region on the relation between the velocity and the applied voltage.

極めて大きかった。

### 3.4 流速分布に及ぼすリング電極サイズの影響

図8は、太めのリング電極、図2(b)を用いたときの流速分布であり、電極近傍での測定結果である。図9には、リング電極として図2(c)のような細めでサイズの小さいものを用いたときの流速分布を示す。図5, 図8, 図9の順に流速分布を見ればわかるように、リング電極の内直径が、20 mm, 14 mm, 10 mm と小さくなるにつれて、流速分布は凹形から通常の分布へと移行していく。リング電極の内直径が大きいほど、噴流の形成される領域が広いので、内直径が最大の図2(a)のリング電極を用いるときに、流速分布の中央の窪みが顕著になる。

### 3.5 電界内にある物体に働く力

EHD 液体ポンプ流れの発生機構の解明が、今後の継続する研究課題であるが、本論文の目的は、流れの特徴の把握とポンプ駆動力の考察であることはすでに記し

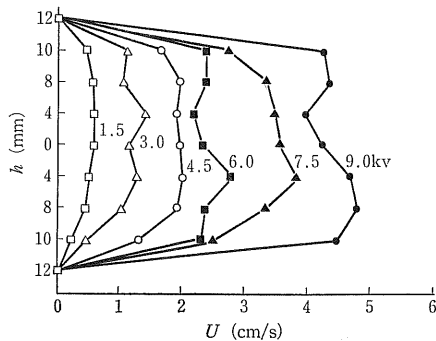


図8 流速分布に及ぼすリング電極サイズの影響 (図2(b)の電極を用いる場合)

Fig. 8 Effects of the size of the ring electrode on the velocity distribution (In the case of using the ring electrode shown in Fig. 2 (b)).

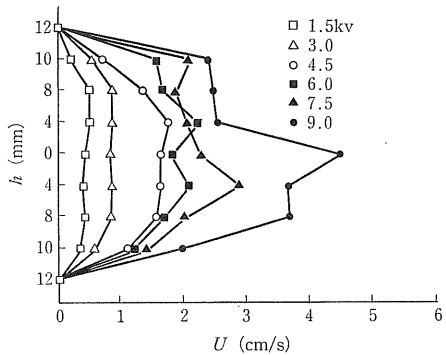


図9 流速分布に及ぼすリング電極サイズの影響 (図2(c)の電極を用いる場合)

Fig. 9 Effects of the size of the ring electrode on the velocity distribution (In the case of using the ring electrode shown in Fig. 2 (c)).

た。次節で、実験結果から R123 に働く力を考察するが、その前に本節で、電界内にある物体に働く力を一般的に記述する<sup>4)</sup>。

電界内にある物体に働く力で最も代表的なのは、通称クーロン力と呼ばれる、真電荷の受ける力である。物体内にある真電荷の密度を  $\rho_e$ 、電界を  $E$  とすると、物体の単位体積あたりに働く体積力  $F_1$  は

$$F_1 = \rho_e E \quad (1)$$

である。とくに  $F_1$  の  $X$  方向成分は

$$F_{1x} = \rho_e E_x \quad (2)$$

である。この式に

$$\rho_e = \text{div } D = \left( \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} \right) \quad (3)$$

を代入し、

$$\text{rot } E = 0 \quad (4)$$

を考慮すると、真電荷に働く力の  $X$  方向成分は、

$$F_{1x} = \text{div} (E_x D) - \left( \frac{\partial E}{\partial x} \right) \cdot D \quad (5)$$

となる。ただし、 $D$  は電束密度である。

第二の力は、物体の分極で発生した電荷に働く力である。もともと中性だった物体に電界が作用し、正負の電荷が  $r^*$  だけ引き離されて、それぞれ  $+\rho_e^*$ 、 $-\rho_e^*$  の密度で分極電荷が表出したとする。もしも電界が一様でなければ、分極電荷に働く力は相殺しないで、物体には電界の強い方向に力が働く。負の分極電荷に働く力  $F_2^-$  は、

$$F_2^- = -\rho_e^* E \quad (6)$$

従って、その  $X$  方向成分は

$$F_{2x}^- = -\rho_e^* E_x \quad (7)$$

である。他方、正の分極電荷に作用する電界は、これとは同じものではなくて、そこから  $r^*$  だけ離れた位置の

電界であるから、電界の  $X$  成分は

$$\begin{aligned} E_x + \frac{\partial E_x}{\partial x} r_x^* + \frac{\partial E_x}{\partial y} r_y^* + \frac{\partial E_x}{\partial z} r_z^* \\ = E_x + (\text{grad } E_x) \cdot \mathbf{r}^* \\ = E_x + \left( \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} \right) \cdot \mathbf{r}^* \end{aligned} \quad (8)$$

である。従って、正の分極電荷が受ける力の  $X$  成分は

$$F_{2x}^+ = \rho_0 \left\{ E_x + \left( \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} \right) \cdot \mathbf{r}^* \right\} \quad (9)$$

となる。故に、分極した物体は全体として、

$$\mathbf{F}_2 = \mathbf{F}_2^+ + \mathbf{F}_2^- \quad (10)$$

の力を受けることになり、結局、 $\mathbf{F}_2$  の  $X$  成分は

$$\begin{aligned} F_{2x} = F_{2x}^+ + F_{2x}^- \\ = \rho_0 \left\{ E_x + \left( \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} \right) \cdot \mathbf{r}^* \right\} - \rho_0 E_x \\ = \rho_0 \left( \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} \right) \cdot \mathbf{r}^* \\ = \left( \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} \right) \cdot \mathbf{P} \end{aligned} \quad (11)$$

となる。ここで、 $\mathbf{P} = \rho_0 \mathbf{r}^*$  である。

第三の力は次のようなものである。分極が無限に進まず、正負の電荷がある距離だけずれると、そこで止まるということは、正負の電荷を引き離そうとする電気力とつり合う復元力が正負の電荷間に働いていることを示している。それを電界が無理に引き離すと、ちょうどクサビ形のすき間で押しつぶされたゴムまりがクサビの開いている方へ行こうとするように、物体は電界の弱い方へ、ずれが小さくてすむ方へ行こうとするのである。この力を仮に弾力的な力  $\mathbf{F}_3$  と呼ぶことにする。

この力は次のように求められる。電界が正負の電荷を離そうとする力は  $\rho_0 \mathbf{E}$  であるから、復元力は  $-\rho_0 \mathbf{E}$  である。正負の電荷が  $\mathbf{r}^*$  だけずれているので、復元力が  $\mathbf{r}^*$  に比例すると考えると、この力に抗して  $\mathbf{r}^*$  だけ正負電荷を引き離すのに要した仕事  $W$  は

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{2} \mathbf{r}^* \cdot (\rho_0 \mathbf{E}) \\ &= \frac{1}{2} (\mathbf{P} \cdot \mathbf{E}) \end{aligned} \quad (12)$$

である。これが分極にとまって物質内にたくわえられた弾力的エネルギーである。従って、 $W$  を物体の任意の点における単位体積当たりの位置エネルギーと考えて、 $\mathbf{F}_3$  を導くことができ、次のようになる。

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_3 &= -\text{grad } W \\ &= -\frac{1}{2} \text{grad } (\mathbf{P} \cdot \mathbf{E}) \end{aligned} \quad (13)$$

この弾力的な  $\mathbf{F}_3$  の  $X$  成分を書くと

$$F_{3x} = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} (\mathbf{P} \cdot \mathbf{E}) \quad (14)$$

となる。

電界内にある物体には、これまで述べてきた3種類の力が同時に働く。従って、その力を  $\mathbf{F}$  とすると、 $\mathbf{F}$  の  $X$  成分は

$$\begin{aligned} F_x &= F_{1x} + F_{2x} + F_{3x} \\ &= \text{div} (E_x \mathbf{D}) - \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} \cdot \mathbf{D} + \left( \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} \right) \cdot \mathbf{P} \\ &\quad - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} (\mathbf{P} \cdot \mathbf{E}) \end{aligned} \quad (15)$$

となる。 $Y, Z$  方向についても、同様に考えられる。

### 3.6 非一様電界内の R123 に働く力

リング対角筒電極間に直流高圧印加時の R123 に働く力を、前節を参照しながら考察する。R123 に働く力は、前節によれば、真電荷に働くクーロン力、分極電荷と非一様電界の相互作用力、そして弾力的な力の3通りである。図1、図2で表される実験装置では、クーロン力は、EHD 液体ポンプ流れを発生させる中心的存在ではないと言える。それは、R123 に放出される真電荷が無視できるほど少ないと考えられるからである。角筒電極の端部は、コロナ放電が発生しないように丸めるなど、対策を講じてある。リング電極として、とくに図2(b)のような、直径5mmの太い鋼線を用いる場合は、コロナ放電あるいは電界放射による真電荷の供給は、ほとんど考えられない。それでも R123 はリングから角筒へ向かって流れるという事実は、電圧印加時の電極間に、クーロン力以外の力が発生していることを意味する。この力は、(15)式の  $(\partial \mathbf{E} / \partial x) \cdot \mathbf{P}$  と  $-\partial (\mathbf{P} \cdot \mathbf{E} / 2) / \partial x$  で表される、分極電荷に働く力と弾力的な力である。

電圧印加状態で、電気力線は、角筒電極の内壁からリングに集中してくるが、リング内に向かうことはない。従って、リング周辺で電界強度が最大になり、分極電荷の密度も最大となる。反面、角筒電極に近づくほど、電界強度も分極電荷密度も小さくなる。図1に示す極性では、R123 の無数のドメインに着目すると、リング側に正の分極電荷が発生し、角筒側に負の分極電荷が発生する。一つのドメインをとってみると、電荷の絶対量は等しいが、リング側の電界強度が角筒側のそれよりも大きいので、結果として、ドメインには角筒からリングに向かう力が働く。この力が、リング内からの噴流を生み出したと考えられる。この噴流がリングから右方に流れると同時に、主流は全体としてリングから角筒へ向かうことを実験で確認しているので、リングから角筒に向かつて R123 を流す力が存在する。これまでの記述で明らかのように、前節で述べた3通りの力の中で最後に残るの

は、(15)式の最後の項、 $-\partial(\mathbf{P} \cdot \mathbf{E}/2)/\partial x$ である。結局、R123を全体としてリングから角筒へ押し流す力は、弾性的な力 $-\partial(\mathbf{P} \cdot \mathbf{E}/2)/\partial x$ と考えられる。この力は、前節で述べたように、電界の強いリング側から、電界の弱い角筒側へ向かう力である。このように、電極間の非一様電界と分極電荷に起因する、方向が逆の力がR123に同時に作用する。これらの力の空間分布は、電極の形状と配置に対応した非一様電界の分布で決まり、これに従って、可視化されたEHD液体ポンプ流れは複雑な流速分布を呈する。

#### 4. あとがき

新たに観測したEHD液体ポンプ流れの発生機構を説明する前段階として、流れの特徴を把握し、実験結果から絶縁性流体R123を押し流す駆動力を考察した。得られた主な結果を以下に要約する。

(1) リング対角筒の非対称電極で、角筒に数kVの直流電圧を印加し、リングを接地したところ、リングから角筒へ向かうR123の主流とともに、これとは逆向きのリング内からの噴流を観測できた。

(2) 噴流の影響で、電極近傍のR123の流速分布は、中央が窪む凹形の特異な分布となった。

(3) 流れの可視化による観測結果から、非一様電界と分極に起因する弾性的な力が主流の原因であり、他方、分極電荷と非一様電界の相互作用力が噴流の原因であると推論した。

最後に、新たに観測したEHDポンピング現象の応用として、分極型EHD液体ポンプを提案する。このポンプは、従来の静電型ポンプの長所につけ加えて、真電荷を作業流体に注入しないので流体の劣化を格段に防ぐことができる。また、構造が単純なので、超ミニポンプとしても使える。更に、太陽熱発電所やソーラーボンド発電所の長距離大容量熱輸送用EHDヒートパイプの凝縮液の帰還にも、低電力消費の分極型EHD液体ポンプは好適である。

#### 参考文献

- 1) M. Sato, A. Yabe and T. Taketani: *Proceedings of the ASME/JSME Thermal Engineering Joint Conference*, Vol. 4, p. 3, The American Society of Mechanical Engineers, Reno, Nevada (1991)
- 2) A. Yabe and H. Maki: *Int. J. Heat Mass Transfer*, **31** (1988) 407
- 3) M. Sato, S. Nishida and F. Noto: *ASME Solar Engineering*, **1** (1992) 155
- 4) 小野健一: 電磁気学, p. 49, 朝倉書店 (1964)