直接通電加熱した液体中における 気泡の発生と成長・崩壊に関する研究*

近 縄 一 成^{*1}, 吉 田 駿^{*2}
洪 海 平^{*2}, 堀 尾 英 明^{*3}

Generation, Growth and Collapse of a Bubble in Conductive Liquid Heated Directly by Electric Current

Kazunari CHIKANAWA, Suguru YOSHIDA,
Haiping HONG and Hideaki HORIO

Bubbles generated in conductive ink heated directly by electric current pulses can be used in an ink jet printer to eject ink droplets. Such parameters as the time required for bubble nucleation, growth rate of the bubble, maximum radius of the bubble and electric power input required for bubble generation, which depend strongly on the shape and size of electrodes immersed in the ink, influence the performance of the printer. A method of numerical analysis was developed to investigate the temperature distribution of the ink and dynamics of the bubble, and was confirmed to give values of the above parameters which were in good agreement with those of experiment. An optimum configuration of the electrodes was suggested, based on the comparison of results calculated for different shapes and dimensions of the electrodes.

Key Words: Bubble, Boiling, Heat Conduction, Numerical Analysis, Ink Jet Printer, Conductive Liquid, Direct Heating, Pulse Current

1. 緒 言

導電性液体中に設けた1対の電極にパルス電圧を印加すると、液体中に電流が流れて発熱する。それにより液体の温度が上昇し、その最大温度が核生成温度に達すると気泡が発生し、気泡は周囲の過熱液体の熱を吸収して急激に成長する。この原理を導電性インクを用いたインクジェットプリンタ⁽¹⁾に応用すると、発生した気泡の膨張力によりノズルからインクを射出し、印字を行うことができる。インクの射出に気泡の体積膨張を利用するという点ではキャノンのバブルジェット方式^{(2)~(4)}と共通しているが、通電加熱された固体の面上で気泡を発生させるキャノン方式に対し、本方式はインクを直接通電加熱するものであり、気泡発生に要する消費エネルギーを少なくできる可能性がある。

本方式のプリンタで印字の安定性を得るためには、気泡がどの時点でどのように発生し、成長、崩壊していくかを実験によって確かめるとともに、理論解析に

よりこれらの過程を明らかにして、本方式のプリンタに適した気泡を確実に発生させるための条件を見いださなければならない。本報告は、このための研究の第一段階として行った実験と数値解析の結果を述べたものである。まず、本方式による気泡の発生、成長、崩壊に関するモデルを考えて数値解析の手法を考案し、一つの基本的な形状の電極の場合について実験を行い、数値解析の結果を測定値と比較して、この解析方法の妥当性を確かめた。ついで、この数値解析をいろいろな形状の電極の場合に適用して、本方式のプリンタに適した気泡の発生に最適の電極形状を見いだした。

おもな記号

a : 温度伝導率 m^2/s
 c : 比熱 $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$
 Δh_v : 蒸発潜熱 J/kg
 J : 電流密度 A/m^2
 k : 熱伝導率 $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$
 k_e : 電気伝導率 $(\Omega\cdot\text{m})^{-1}$
 L : 電極間距離 m
 P : 圧力 Pa
 Q : 電力消費量 J
 q : 熱流束 W/m^2

* 原稿受付 1995年6月21日。

^{*1} 学生員, 九州大学大学院 (〒812 福岡市東区箱崎6-10-1)。

^{*2} 正員, 九州大学工学部。

^{*3} (株)九州松下電器 (〒812 福岡市博多区美野島4-1-62)。

R : 気泡半径 m
 $\dot{R}$: 気泡成長速度 m/s
 r : 気泡中心からの距離 m
 S : 単位体積あたりの発熱量 W/m^3
 T : 温度 $^{\circ}C$ または K
 t : 時間 s
 t_n : 発泡開始時間 s
 W : 電極幅 m
 μ : 粘性係数 $Pa \cdot s$
 ρ : 密度 kg/m^3
 σ : 表面張力 N/m
 φ : 電位 V

添 字

i : 気液界面

l : 液体

sat: 飽和状態

v : 蒸気

∞ : 無限遠点

2. 実験方法および観察結果

図1に、実験で用いた試作プリンタヘッド単体の電極および電極周囲の形状と寸法を示す。この電極は、先端部が半径 $10\mu m$ の半円形で、幅 $20\mu m$ 、電極間距離 $10\mu m$ の金属製薄膜電極であり、ガラス製の基台の上に設置され、根本部分は耐熱性樹脂の絶縁材で覆われている。電極の厚さは、製作のしやすさや耐久性などの点を検討して、 $1\mu m$ とした。この試作ヘッドを導電性インクの入った水槽に浸すことにより、電極周囲もインクで満たされる。

本来ならば、プリンタヘッドにはインク射出用のノズルが設置されているが、本実験では気泡観察の妨げになるので、ノズルは設けていない。また、実際のプリンタヘッドは図1のようなヘッド単体が高密度に集積されており、数 kHz の周波数で気泡の発生、成長、崩壊とそれに伴うインク射出を繰返すが、本研究では、一つのヘッド単体のみを取り上げ、十分な休止期間をおいて気泡を発生させる。

なお、以下の説明および数値解析において用いる座標系は、図1に示すようにとった $x-y-z$ 座標である。

図2に気泡撮影用の実験装置の概略図を示す。試作ヘッド①を導電性インクで満たした透明水槽④に浸し、電極近傍の映像をTVモニター⑦上に映して位置調整などを行った後実験を開始する。パワーアンプ⑧から電極間にパルス電圧を印加して気泡を発生させ、ストロボ光⑤により高速度カメラ③で撮影する。このとき、電流プローブ⑥を介して、電極間を流れる電流波形をオシロスコープ⑨上に映し出す。電極間を流れる電流は、時間とともにインクの温度が上昇し電気伝導率が大きくなるために、次第に増加していくが、気泡

(a) Coordinate system

(b) Geometry and dimensions in μm
 (calculated region is shaded)

Fig. 1 Electrodes for current pulse heating

Fig. 2 Experimental apparatus

Fig. 3 Photographs of a process of bubble growth and collapse

が発生すると電極間に電流が流れにくくなるため、オシロスコープ上に映し出された電流波形から、電圧印加開始から気泡発生までの時間(この時間を発泡開始時間と呼ぶことにする)がわかる。なお、このように電流が流れにくくなり始めると同時に電圧印加を停止する。

図3は、電極間の交流印加電圧30.0 V、電圧印加前の初期インク温度25°Cの場合について、撮影した気泡の成長と崩壊過程の一連の写真である。図3の $x-y$ 平面の写真は図1(a)のA方向から撮影したものであり、 $y-z$ 平面の写真は図1(a)のB方向から撮影したものである。どちらか一方の電極の先端部付近で発生した気泡は、すぐにその中心を電極間の中心に移し、ほぼ半球状に成長した後、崩壊していくことがわかる。

なお、種々の条件におけるこのような写真から、気泡径を測定した。測定の結果については、計算結果とともに後述する。

3. 解析モデルと計算方法

電圧印加開始から気泡消滅までの過程を解析するに際して、気泡が発生する前と後の二つの過程に分けて考える。まず、気泡発生直前までの過程について、三次元電気伝導の式と三次元非定常熱伝導の式から温度分布を計算し、発泡開始直前のインクの温度分布を求める。そして、このインク温度を初期温度分布として、気泡の運動方程式、気泡周囲の液体のエネルギー式および気液界面における熱収支の式を解くことにより、発

Fig. 4 Model of bubble growth and collapse

生後の気泡の成長と崩壊の過程を計算する。

3.1 気泡発生前のインクの温度分布 インクはつねに静止しており、加熱電流は直流である(前述の実験では交流を使用)と仮定して、電圧印加開始からインク内の最大温度が核生成温度に達するまでの過程について計算を行い、最終的に発泡開始直前におけるインクの温度分布を得る。この場合の基礎式は次のとおりである。

三次元電気伝導の式

$$\nabla \cdot \mathbf{J} = \nabla \cdot (-k_e \nabla \varphi) = 0 \quad (1)$$

三次元非定常熱伝導の式

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{q} + S = \nabla \cdot (k \nabla T) + S \quad (2)$$

ここに、インクの単位体積あたりの発熱量 S は、

$$S = \frac{1}{k_e} (J_x^2 + J_y^2 + J_z^2) \quad (3)$$

である。 J_x, J_y, J_z はそれぞれ電流密度 $\mathbf{J}$ の x, y, z 方向成分である。

温度分布の計算の対象とする領域は、図1に示す電極、導電性インク、ガラス、絶縁材を含む直方体領域であるが、対称性を考慮して、図1(b)の斜線部分を計算領域とした。三次元非定常熱伝導の計算では、初期条件として、計算領域全域で温度 $T = T_{\text{int}}$ (インク初期温度)を与え、境界条件として、計算領域外周の全域で断熱とした。三次元電気伝導計算では、インク内のみを計算領域とし、電極表面に電位 φ_0 、 $x=0$ の面に電位 $\varphi_0/2$ を与え、それ以外の境界では絶縁とした。

式(1)と式(2)をコントロールボリューム法(有限体積法)により陰解法で離散化して差分式を得た。これらの差分式を連立して解いて、インク内の各時刻における電流密度分布、発熱量分布および温度分布を求めた。そして、インク内の最大温度が核生成温度に達した時点で気泡が発生し始めるものとして、それまでの時間を発泡開始時間とした。

3.2 気泡の成長と崩壊過程 図4に気泡の成長と崩壊過程を解析するための物理モデルを示す。気泡形状はつねに真球であり、気泡周囲の液体の状態は時

刻 t のほかは半径方向の座標 r のみの関数である点対称一次元モデルである。前述の実験によると気泡はほぼ半球状を保って成長し崩壊している。今ここで考えているモデルは、半球状の気泡の底面で断熱であって、気泡周囲の液体温度が周方向に均一であると仮定した場合に相当している。さらに、仮定として、気泡内蒸気の圧力 P_v と温度 T_v は各時刻で一様であり、しかも飽和蒸気であるとする。気液界面での蒸気と液体との温度差は考慮しない。

この場合の基礎方程式は次のとおりである。

気泡の運動方程式

$$R\ddot{R} + \left(2 - \frac{\varepsilon}{2}\right)\dot{R}^2 = \frac{P_v - P_\infty}{\rho_l \varepsilon} - \frac{2\sigma}{\rho_l \varepsilon R} - \frac{4\mu_l}{\rho_l} \frac{\dot{R}}{R} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、

$$\varepsilon = 1 - \rho_v/\rho_l \quad \dots\dots\dots (5)$$

気泡周囲の液体のエネルギー式

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \varepsilon \frac{R^2}{r^2} \dot{R} \frac{\partial T}{\partial r} = a_l \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad \dots\dots\dots (6)$$

気液界面における熱収支の式

$$\dot{R} = \frac{dR}{dt} = \frac{k_l}{\Delta h_v \rho_v} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R} \quad \dots\dots\dots (7)$$

気泡内の蒸気の状態

$$P_v = P_{\text{sat}}(T_v) \quad \dots\dots\dots (8)$$

初期条件

$$R(0) = R_0, \dot{R}(0) = 0, T(r, 0) = T_0(r) \quad \dots\dots\dots (9)$$

境界条件

$$T(R, t) = T_i = T_v, T(\infty, t) = T_\infty \quad \dots\dots\dots (10)$$

初期気泡半径 R_0 は、実際にどういう値か不明であるが、本計算では、十分小さい値として $R_0 = 1 \mu\text{m}$ とした。なお、 R_0 として $0.5 \sim 2.0 \mu\text{m}$ の値をとって計算を行ってみたが、結果に有意の差は認められなかった。

初期条件として与える一次元温度分布 $T_0(r)$ には、前述の熱伝導計算で求めた気泡発生直前のインクの温度分布を以下のように換算して用いた。気泡はインク内の最大温度点から発生すると考えられるため、熱伝導計算で得た発泡開始直前の三次元直角座標系温度分布 $T(x, y, z)$ の原点を移動して、最大温度点を原点とする座標系 x', y', z' における温度分布 $T(x', y', z')$ に変換する。さらに、これを球座標系の温度分布 $T(r, \theta, \varphi)$ に変換する。そして、任意の半径 r における球面上の平均温度 $\bar{T}(r)$ を次式のように球面上で積分平均して求め、これを $T_0(r)$ として用いた。

$$\begin{aligned} T_0(r) &= \bar{T}(r) \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi/2} \left\{ \int_0^{2\pi} T(r, \theta, \varphi) \sin \theta d\varphi \right\} d\theta \quad \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

運動方程式(4)は、四次精度の Runge-Kutta 法を用いて離散化した。エネルギー式(6)と熱収支の式(7)を解くには、気液界面の位置を計算上固定すると便利である。このために、

$$\eta = 1 - R(t)/r \quad \dots\dots\dots (12)$$

と置いて座標変換を行った。差分法で解く場合、この変換により気泡近傍ほど格子間隔を小さくできるため、気液界面における温度こう配を精度よく計算できる。この変換により式(6)と式(7)はそれぞれ次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\dot{R}(1-\eta)}{R} \{1 - \varepsilon(1-\eta)^3\} \frac{\partial T}{\partial \eta} \\ &+ \frac{a_l(1-\eta)^4}{R^2} \frac{\partial^2 T}{\partial \eta^2} \quad \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

$$\dot{R} = \frac{k_l}{R \Delta h_v \rho_v} \left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_{\eta=0} \quad \dots\dots\dots (14)$$

式(13)の離散化には、時間に関して陰解法を適用し、右辺第1項(対流項)には一次精度の風上差分、右辺第2項(熱伝導項)には二次精度の中心差分を用いた。式(14)については三次精度の差分式を用いた。このようにして離散化した基礎式を、以下の手順で解いた。まず、式(8)より気泡内圧力 P_v を求め、式(4)から任意の時刻の気泡成長速度 $\dot{R}$ および気泡半径 R を算出した。さらに、式(13)と式(14)から、新時刻における液体の温度分布を求めた。

気泡の成長に関する本計算方法を検証するために、均一過熱液体中における球状気泡の成長について計算を行い、このような場合の気泡の成長に関して提案されている Plesset-Zwick⁽⁵⁾ および Mikic ら⁽⁶⁾ による解析解と比較してみた。その一例として、液体の過熱度 $\Delta T = 10 \text{ K}$ の場合の計算結果を図5に示す。本計算結果は両者の解とよく一致している。

Fig. 5 Comparison of the present numerical result with theoretical solutions for bubble growth in uniformly superheated water

4. 計算結果およびその検討

計算条件は前述の実験の条件に一致するように、図1に示した形状と寸法の電極で、無限遠点の液体圧力 $P_\infty = 0.1$ MPa とし、いくつかの初期インク温度の場合について計算を行った。計算で用いる電極間の直流印加電圧は、実験における交流電圧 30.0 V と実効値の等しい直流電圧 26.1 V とした。インクの電気伝導率 k_e は温度の上昇に伴い増大するが、実測値を最小二乗法により一次式で近似した式を用いた。水性のインクを用いていることから、インクのその他の物性値は、インクの温度分布の計算ではインクの局所温度における水(ただし、100°C 以上では飽和水)の物性値を、気泡の成長と崩壊過程の計算では気液界面温度における飽和水と飽和蒸気の物性値を、それぞれ代用した。

初期インク温度を変えた場合の発泡開始時間 t_n の計算値と測定値をそれぞれ実線と白抜きの点で図6に示す。図示した計算値は、インクの核生成温度を 250°C と仮定した場合のものであるが、このとき計算

Fig. 6 Time required for bubble nucleation t_n and maximum bubble radius $R_{\max}$ versus initial ink temperature T_{int}

Fig. 7 Temperature distribution on a x - y plane of $z = 1.4$ μm at the time of bubble nucleation

値は測定値と非常によく一致しているため、以後の計算でも核生成温度としてこの値を用いた。なお、大気圧における純水の均質自発核生成温度の理論値は約 305°C である。図6に併示している最大気泡半径については後述する。

初期インク温度が 25°C の場合について、最大温度点を含む $z = 1.4$ μm の x - y 平面における発泡開発直前のインク温度分布の鳥瞰図を図7に示す。さらに、図8に最大温度点を含む各平面における電極付近の等温線を示す。図8には 20°C ごとの等温線を実線と破線で示しているが、このうち実線は示した温度の数値に対応した等温線である。電流密度は電極先端に接した点で最大(図8中の $J_{\max}$)となり、同じ箇所が発熱量も最大値をとるが、インクより電極のほうが温度伝導率が大きいため、温度は電極からわずかに離れた点で

Fig. 8 Isotherms at the time of bubble nucleation

Fig. 9 Variations of bubble radius R , bubble growth rate $\dot{R}$, pressure P_v and temperature T_v inside bubble with time t

最大 ($T_{\max}=250^{\circ}\text{C}$) になる。今の電極の場合、計算上では最大温度点はそれぞれの電極先端付近の2箇所であるが、実際には形状の微妙な違いなどから、実験で観察されたように、どちらか一方の点で発泡すると思われる。

図9に、初期インク温度が 25°C のときの、気泡半径 R 、気泡成長速度 $\dot{R}$ 、気泡内圧力 P_b 、気泡内温度 T_b の時間に対する変化を示す。また、気泡周囲の液体の半径方向温度分布の時間変化を図10に示す。気泡成長初期段階では、気泡内圧力が大きい (250°C の飽和圧力は 3.98 MPa) ため、周囲との圧力差により気泡は急激に成長する。同時に、周囲液体の熱を吸収して気泡は成長を続け、気泡内圧力と温度は低下していく。そして、気泡周囲の液体温度の低下に伴い、気液界面での温度こう配も小さくなり、ある時点(図示した例では、 $3.26\text{ }\mu\text{s}$ の時刻)で負のこう配になり、気泡は崩壊を始める。このとき、気泡内圧力は大気圧よりかなり低いいため、気泡は次第に崩壊速度を増していき、ついには消滅する。

いくつかの初期インク温度の場合について、気泡半径の時間変化の計算値と測定値との比較を図11に、

Fig. 10 Distribution of liquid temperature T around bubble at different time steps

Fig. 11 Comparison of the present numerical results with measurements for bubble radius

最大気泡半径 $R_{\max}$ の比較を前出の図6に示す。気泡が最大になった後の崩壊速度は計算値のほうが大きくなっているが、初期インク温度にかかわらず、成長過程は計算によってよく再現されており、最大気泡径も両者でよく一致している。

以上の結果から、パルス電流で直接通電加熱された液体中における発泡開始時間、気泡成長速度、最大気泡径などの予測に本解析の方法が適用できることがわかる。

5. 最適の電極形状に関する検討

本研究で対象としている方式のインクジェットプリンタにおいて、電極の形状は、発泡開始時間や最大気泡半径などに与える影響が大きい。ここで、本方式のプリンタに適した気泡を発生させるためには、次のような条件が考えられる。(1)応答性を高めるため、発泡開始時間 t_n を短くすること。(2)省エネルギーの観点から、電力消費量 Q を小さくすること。(3)これらの条件を満たしつつ、発生する気泡の最大径 $R_{\max}$ を大きくすること。また、気泡が安定に発生するためには、さらに、(4)発泡点(インク内の最大温度点)が1箇所に特定できること、の条件が加わる。そこで、上に示したインクの温度分布および気泡の成長と崩壊に関する数値解析の手法を、電極間距離 L 、電極幅 W および電極先端部の幾何形状を変えた種々の電極(電極の厚さはいずれも $1\text{ }\mu\text{m}$ とする)の場合に適用して、上記(1)~(4)の条件を満たす最適の電極形状を得るための検討を行った。計算はすべて電極間の直流印加電圧が 26.1 V 、初期インク温度が 25°C の条件の下で行った。

ここで、気泡を発生させるのに要する電力消費量 Q は、印加電圧を E 、電極間を流れる電流を $I(t)$ とすると、次式で表される、

Fig. 12 Effects of distance between electrodes L on time required for bubble nucleation t_n , maximum bubble radius $R_{\max}$ and supplied power Q

Fig. 13 Effects of width of electrode W on time required for bubble nucleation t_n , maximum bubble radius R_{max} and supplied power Q

$$Q = E \int_0^{t_n} I(t) dt \quad (15)$$

5.1 電極間距離と電極幅の影響 電極幅 W が $20 \mu\text{m}$ で、電極先端部の形状が半径 $10 \mu\text{m}$ の半円状である電極について、電極間距離を $6 \sim 14 \mu\text{m}$ に変化させたときの発泡開始時間 t_n 、電力消費量 Q および最大気泡半径 R_{max} の計算値を図 12 に示す。また、電極間距離 L が $10 \mu\text{m}$ 、電極先端部の形状が半径 $W/2 \mu\text{m}$ の半円状の電極で、電極幅 W を $10 \sim 40 \mu\text{m}$ と変えたときの同様な計算結果を図 13 に示す。

図 12, 13 から次のことがわかる。発泡開始時間は、電極幅の影響をほとんど受けないが、電極間距離を縮めると、電極間を流れる電流が増すので、短くなる。このとき、電流の増大率よりも発泡開始時間の減少率のほうが大きいため、電力消費量を小さくすることができる。また、電極幅を増すか、または電極間距離を広げると、電極間に存在する過熱インクの体積が増すために最大気泡径が大きくなる。しかしながら、発泡開始時間を短縮するという観点から、電極間距離を短くして、その分電極幅を増して最大気泡径を大きくしたほうが前述の(1)～(3)の条件を満たすことになり、都合がよい。

5.2 電極先端部の幾何形状の影響と最適な電極形状 表 1 の No. 1～5 に示す異なった寸法と形状の電極の場合について計算を行った。No. 1～3 の電極は前に述べた電極間距離と電極幅の影響を見るためのものであり、いずれも先端部は半円状で、その半径は $10 \mu\text{m}$ (No. 1 と No. 2) あるいは $15 \mu\text{m}$ (No. 3) である。なお、このうちの No. 1 の電極は、前述の 4 節で計算の対象とした電極である。No. 3～5 は先端部の幾何形状の違いによる差を調べるためのものであり、No. 4 は先端部が矩形状の電極、No. 5 は No. 4 の電極の角部に半径 $10 \mu\text{m}$ の丸みを付けた電極である。それぞれの電極の場合について、発泡開始時間 t_n 、最大気泡半径

Table 1 Geometric parameters of electrodes and results of calculation

No.	W μm	L μm	Shape of edge	t_n μs	R_{max} μm	Q μJ	Temperature distribution
1	20	10	Semicircle (R10)	27.2	27.7	2.72	Fig.14(a)
2	20	8	Semicircle (R10)	17.2	23.1	1.77	Fig.14(b)
3	30	10	Semicircle (R15)	26.9	30.3	3.21	Fig.14(c)
4	30	10	Rectangle	25.6	37.8	4.22	Fig.14(d)
5	30	10	Rectangle with corners rounded (R10)	25.6	34.5	3.48	Fig.14(e)
6	40	6	Semiellipse (R20&5)	9.8	27.3	1.64	Fig.14(f)

Fig. 14 Isotherms for different configurations of electrodes at the time of bubble nucleation

R_{max} および電力消費量 Q の計算値を表 1 に示し、発泡開始直前の最大温度点を含む $x-y$ 平面上でのインクの温度分布を図 14(a)～(e) に示す。図 14 で等温線の表し方は、前出の図 8 の場合と同様である。

先端部が半円状である No. 1, 2 および No. 3 の電極の場合には、図 14(a)～(c) に示すように、1 対の電極のそれぞれの先端にごく近い 1 点で温度は最大となっている。No. 1 の電極を用いた実験では、前に述べたように、気泡はどちらか一方の電極の先端で発生し、

その後、気泡中心を電極間中心に移して成長していく。先端部が矩形である No. 4 の電極の場合には、図 14(d) のように、最大温度点が一方の電極側だけでも 2 箇所が存在し、しかも最大温度に極めて近い温度になる領域が、電極先端の直線部に沿うように存在する。したがって、このような場合、発泡点を 1 箇所に特定することができず、複数箇所からばらばらに発泡する可能性がある(この電極とほぼ同じ形状の電極を用いた実験で、実際に発泡点位置のばらつきが見られた)。No. 4 の電極における角部での電流密度の集中を避けるため、角部に丸みを付けた電極 No. 5 の場合の温度分布は図 14(e) のようになる。この場合も最大温度点は一方の電極側だけでも離れた 2 箇所に存在する。このように、No. 4 と No. 5 の電極では、前述の条件④を満たさないために問題があるといえる。しかし、先端に直線部のある形状では、電極間に流れる電流が大きくなるため、過熱インクの体積が大きくなり、その結果最大気泡径が大きくなるという利点はある。

以上のことから、電極先端部の形状については、発泡点をある決まった 1 箇所に限定させるためには、先端部を凸状にしたものがよく、また最大気泡径を大きくするためには、先端部が直線状に近いものがよいことがわかる。したがって、この条件を満足する形状として、電極先端部をわずかに凸状にした形状、すなわち、半だ円形状にしたものが適当であろうと考えられる。

そこで、前述の電極間距離と電極幅の影響も考慮に入れて、電極幅 40 μm 、電極間距離 6 μm 、電極先端部形状が半だ円形状(長軸 20 μm 、短軸 5 μm)の電極を選定し、同様な計算を行った。その結果を表 1 の No. 6 の欄および図 14(f) に示す。表 1 から明らかなように、この電極では、当初考えた No. 1 の電極と比較して、発泡開始時間が約 1/3 に短縮でき、電力消費量を約

60%に抑えつつ、ほぼ同程度の大きさの気泡を得ることができるという結果が得られた。

6. 結 言

導電性インク中に設けた電極にパルス電圧を印加して、インクを直接通電加熱し、発生する気泡の膨張力を利用してインクを射出して印字するという方式のインクジェットプリンタの開発に関連して、実験および数値解析を行った。

まず、試作プリンタヘッドを用いた実験を行い、発泡開始時間や気泡半径を測定した。また、観察結果から、半円状の電極先端部付近で発生した気泡は、その後直ちにその中心を電極間中心に移して成長し、崩壊すること、およびその過程で気泡はほぼ半球状を保っていることがわかった。

電圧印加開始から気泡消滅までの過程を数値解析により予測するモデルを作成し、それに基づいて計算を行った結果は、測定値とよく一致することを確認した。さらに、この数値解析によって、電極間距離、電極幅および電極先端の幾何形状が発泡開始時間、気泡径、電力消費量などに与える影響を調べ、直接通電加熱方式のインクジェットプリンタの電極の最適形状を決定するための重要な資料を提供することができた。

文 献

- (1) 公開特許, 平 3 193352.
- (2) Asai, A., Hara, T. and Endo, I., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **26** 10 (1987), 1794-1801.
- (3) Asai, A., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28** 5 (1989), 909-915.
- (4) Asai, A., *J. Heat Transf.*, **113** (1991), 973-979.
- (5) Plesset, M. S. and Zwick, S. A., *J. Appl. Phys.*, **25** 4 (1954), 493-500.
- (6) Mikic, B. B., Rohsenow, W. M. and Griffith, P., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **13** (1970), 657-666.