

科学研究費助成事業 研究成果報告書

平成 28 年 6 月 1 日現在

機関番号：14401

研究種目：基盤研究(C) (一般)

研究期間：2012～2015

課題番号：24560194

研究課題名(和文) 静電場中での複合ジェットの実安定性と微小粒子・カプセル形成への応用

研究課題名(英文) Instabilities of a compound liquid jet in a static electric field and production of particles and capsules

研究代表者

吉永 隆夫 (Yoshinaga, Takao)

大阪大学・基礎工学研究科・准教授

研究者番号：40158481

交付決定額(研究期間全体)：(直接経費) 2,000,000円

研究成果の概要(和文)：電場が規定された同軸円筒シース内での粘性液体ジェットの崩壊現象を解析的に調べた。ジェット周囲電場の影響を考慮したジェットの非線形方程式を長波近似を用いて導出し、ノズル出口からジェットが噴出する場合のジェットの崩壊を数値的に調べた。その結果、電気オイラー数(静電力/流体慣性力)と電気ペクレ数 Pe (対流電流/伝導電流)のパラメータに依存して、3種類の崩壊モード(ジェッティング、スプレー、スピニング)が現れ、 Pe の増加や Pe の減少とともに、ジェッティング、スプレー、スピニングモードへと遷移していくことがわかった。特に、小さな Pe に対して、サテライトドロップが発生する領域があることがわかった。

研究成果の概要(英文)：We analytically investigate breakup phenomena of a viscous liquid jet in a closely placed concentric sheath on which a static electric field is imposed. Taking account of a surrounding electric field of the jet, long wave nonlinear equations of the jet are derived. Evolution of the jet is numerically solved when a liquid emanates from a nozzle exit. It is shown that there exist three types of breakup modes - jetting, spraying and spinning - depending upon the parameters the electric Euler number E (=electric force/fluid inertial force) and the electric Peclet number Pe (=convective current/conductive current). Then, critical curves are found in the E - Pe parameter space, across which the mode is transferred from the jetting to the spinning through the spraying with the increase of E and/or the decrease of Pe . In particular, there is a range of E where a satellite drop appears with the increase of E for smaller Pe in the transition from jetting to spraying mode.

研究分野：流体力学

キーワード：自由界面 非線形 表面張力 静電場 エレクトロスピニング エレクトロスプレー 安定性 液体ジェット

1. 研究開始当初の背景

近年、食品、化粧品、医薬、インクジェット印刷等の多くの分野で微小粒子やカプセル、微細ファイバーの需要が高まっており、これらを静電場中の流体ジェットを用いて形成する試みが90年代以降盛んに行われるようになってきた[1]. その典型的な例として、エレクトロスプレーとエレクトロスピンニングがある. ノズル部とコレクター間に高電圧(数キロボルト以上)を印加することにより、ノズル出口で液体(高分子溶液など)の表面が帯電し、ノズル付近より液糸が放出する. エレクトロスプレーではこの液糸から表面張力や静電圧力により微細な液滴が生成される. 一方、エレクトロスピンニングでは、液糸表面に帯電した電荷とコレクター間のクーロン力により液糸が細く引き延ばされる. このような現象に関する研究は Rayleigh[2]によりはじめられて以来主に実験的に調べられてきた[3,4]. 近年、解析的な研究も行われるようになってきているが[5,6], ジェット径が下流にいくに従い減少するような非一様な十分に長い定常状態でのジェットや、一定径のジェットにおける周期的な攪乱に対する安定性などが調べられているに過ぎず、今なおスプレー状態やスピニング状態を決定するためのパラメータ領域の理解が十分であるとはいえない.

2. 研究の目的

本研究では先端部のある有限長さジェットから発生する細い液糸(スピニングモード)や微細な液滴(スプレーモード)の発生を調べることにより、両モード間の遷移がどのように起こるかを解析的に調べ、各々のパラメータ領域を明らかにする. 特に解析では、慣性力や表面張力などによる流体力と電気伝導度や外部電場などからくる電気力を特徴づけるパラメータによる影響に注目して、ノズルから噴出したジェットの様子を調べる. また、解析モデルとしては、周囲電場によるジェットの崩壊形状のコントロールの可能性を考慮して、表面で電場が規定された円筒内でのジェットを仮定している.

3. 研究の方法

図1に示すように、静電場のもとで弱導電性の液体ジェットの振る舞いを考える. ジェット外部電場は同軸の円筒部両端にかけた電圧により決定され、ジェット界面での表面電荷に影響を及ぼす. $z-r$ 軸対称系で円筒の半径を L とし、円筒壁での電位差 V による z 方向一定電場を E_w とする. また、ジェットの半径を $h(z, t)$ ($h < L$), 速度ベクトルを $\mathbf{u}(z, r, t)$, 表面電化密度を $\sigma_e(z, t)$, ジェット周囲の電場を $\mathbf{E}^{(0)}(z, r, t)$, 内部の電場を $\mathbf{E}^{(i)}(z, r, t)$ とする. また、ジェットと周囲流体の誘電率をそれぞれ $\epsilon^{(i)}$, $\epsilon^{(0)}$ とし、ジェットの密度および流体粘性率を ρ , μ とするが、周囲気体の運動は考えず、その圧力は一定であるとする. さ

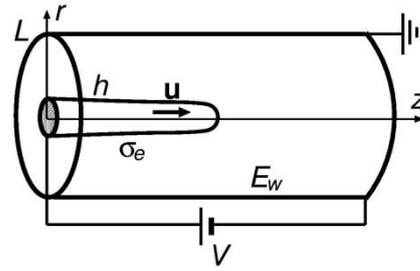


Fig.1. Schematic of a liquid jet in a sheath of cylindrical wall under a static electric field.

に、本解析では Leaky-Dielectric モデル[7]に従い電荷はジェット表面だけに分布するとし、ジェット内部及び周囲には電荷はないものとする.

このとき、基礎方程式はジェット部での流体の連続の式と運動方程式である. また、変形するジェット表面に現れる表面電荷密度は、界面の変形を考慮した電荷保存の式により与えられる. 一方、境界条件は界面での流体の運動学的条件、電場の接続条件、流体粘性、静電力、表面張力などの力学的条件で与えられる.

ジェット径が変形波長に比べて十分小さいとして、ジェット流体の速度 $\mathbf{u} = (u, v)$, 圧力 p , 内部電場 $\mathbf{E}^{(i)} = (E_z^{(i)}, E_r^{(i)})$ が以下のように r のべきで展開できるとする(長波近似):

$$u = u^{(0)} + r^2 u^{(1)} + \dots, \quad (1)$$

$$v = -(r/2) \partial u^{(0)} / \partial z - (r^3/4) \partial u^{(1)} / \partial z \dots, \quad (2)$$

$$p = p^{(0)} + r^2 p^{(1)} + \dots, \quad (3)$$

$$E_z^{(i)} = E_z^{(0)} + r^2 E_z^{(1)} + \dots, \quad (4)$$

$$E_r^{(i)} = -(r/2) \partial E_z^{(0)} / \partial z - (r^3/4) \partial E_z^{(1)} / \partial z \quad (5)$$

一方、ジェット周囲部には電荷がないとしているので、静電ポテンシャル ϕ はラプラス方程式

$$\partial^2 \phi / \partial z^2 + r^{-1} (\partial / \partial r) (r \partial \phi / \partial r) = 0, \quad (6)$$

を満たし、外部電場は $\mathbf{E}^{(0)} = -\nabla \phi$ で与えられる. 今、円筒壁はジェット表面に十分近いと仮定すると、微小パラメータ λ による ϕ の展開 $\phi = \phi_0 + \lambda \phi_1 + \dots$ と座標の引き延ばし $\xi = \lambda^{1/2} z$ を導入して、静電ポテンシャルが軸方向に緩やかに変化すると仮定できる. この展開を(6)に用いて、 $r = L$ での境界条件 $\phi_1 = \phi_w$, $\phi_2 = 0$ から

$$\phi = \phi_w + f \ln(L/r) - (r^2/4) f'' [1 + \ln(L/r)] + (f''/4) (\ln r / \ln L) L^2, \quad (7)$$

を得る. ここで、 f は ξ, t の未知関数、 $' \equiv \partial / \partial z$ である. この ϕ から得られる外部電場 $\mathbf{E}^{(0)} (= -\nabla \phi)$ と内部電場 $\mathbf{E}^{(i)}$ の展開式をジェット表面での電場の接続条件に用いることにより、最低時の近似で以下の結果が得られる:

$$E_z^{(0)} = -[(h \sigma_e)' \epsilon^{(0)}] \ln(L/h) + E_w, \quad (8)$$

$$E_r^{(i)} = (h' \sigma_e / \epsilon^{(0)})$$

$$-[(h\sigma_e)/\epsilon^{(0)}] \ln(L/h) + E_w, \quad (9)$$

$$E_r^{(0)} = (\sigma_e/\epsilon^{(0)}) - h'\beta E_w, \quad (10)$$

$$E_r^{(i)} = 0, \quad (11)$$

ただし、 $\beta = \epsilon^{(i)}/\epsilon^{(0)} - 1$ である。

ジェット方程式と表面電荷分布の式は長波近似(6)と上記の電場の式(12)を、流体の面での境界条件に用いて、多少の計算の後、以下のような簡単化された方程式系を得る：

$$\partial h/\partial t + u(\partial h/\partial z) = -(h/2)(\partial u/\partial z), \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \partial u/\partial t + u(\partial u/\partial z) = & -Wb^{-1}(\partial \kappa/\partial z) \\ & + (3/Re)h^{-2}(\partial/\partial z)[h^2(\partial u/\partial z)] \\ & + \Lambda[\sigma_e(\partial \sigma_e/\partial z) + (2E_w\sigma_e/h) \\ & \quad + (2\sigma_e^2/h)(\partial h/\partial z) \\ & \quad - (2\sigma_e/h)(\partial h\sigma_e/\partial z) \ln(L/h)], \quad (13) \end{aligned}$$

$$\partial \sigma_e/\partial t + u(\partial \sigma_e/\partial z) = -(\sigma_e/2)(\partial u/\partial z) - (E_w/Pe)(\partial h/\partial z). \quad (14)$$

上式で、表面張力係数 γ 、電気伝導率 K 、流体密度 ρ 、流体粘性率 μ 、代表速度 U 、ノズル半径 a 、平衡電場強さ E_0 などを用いて、無次元パラメータ Weber 数 $Wb (= \rho U^2 a / \gamma)$ 、Reynolds 数 $Re (= \rho U a / \mu)$ 、電気 Euler 数 $\Lambda (= \epsilon^{(0)} E_0^2 / (\rho U^2))$ 、電気 Peclet 数 $Pe (= U \epsilon^{(0)} / (K a))$ が導入されている。特に、 Λ は静電圧力 $p_e (= \epsilon^{(0)} E_0^2 / 2)$ に対する流体動圧力 $p_f (= \rho U^2 / 2)$ の比 p_e/p_f を表わし、 Pe は伝導電流 $I_d (= \pi a^2 K E_0)$ に対する対流電流 $I_a (= 2 \pi a \epsilon^{(0)} U E_0)$ の比 I_d/I_a 、もしくは流体運動の特性時間 $\tau_f (= a/U)$ と電荷の拡散時間 $\tau_e (= \epsilon^{(0)}/K)$ の比 τ_e/τ_f を示す。

このようにして、問題は上記方程式系(12)–(14)を適当な初期値・境界値の下で数値的に解くことに帰着される。以下では数値的にこれらの方程式を解く。数値解析では以下の初期・境界値が用いられる： $t = 0$ で $h(z, 0) = \sqrt{1 - z^2}$, $u(z, 0) = 1$, $\sigma_e(z, 0) = 1$, $z = 0$ で $h(0, t) = u(0, t) = \sigma_e(0, t) = 1$ 。得られた方程式系(15)が共通して移流部分(方程式左辺)と非移流部分(方程式右辺)からなることに着目し、移流部分の時間発展は CIP (Cubic Interpolated Pseudo-particle) 法で、非移流部分の時間発展は Time Splitting (Fractional Step) 法を用いて解く[8]。すべての解析では時間刻みを $\Delta t = 0.0001$ 、空間刻みを $\Delta z = 0.1$ ととり、体積誤差が 1.5% 以内となるように計算を行う。

4. 研究成果

以下では、基本パラメータとして $Wb = 10$, $Re = 100$, $E_w = 1$, $L = 2$ と固定し、 Pe と Λ をコントロールパラメータとする。

最初に、 $Pe = 10$ として Λ を変化させたときの典型的な崩壊形状を示す。図 2 は $\Lambda = 0.02$ とした場合のジェットの時間発展を $t = 0, 6, 12$ と崩壊時刻 $t = 17.6062$ の場合について、ジェット形状 h を (a) 図に、軸方向流速 u を (b) 図に、表面電荷密度 σ_e を (c) 図に示している。(a) 図より初期の半球形状が次第に発展し、不安定性によりジェット先端に大きな液滴が形成されていることがわかる。また (b) 図は u の変

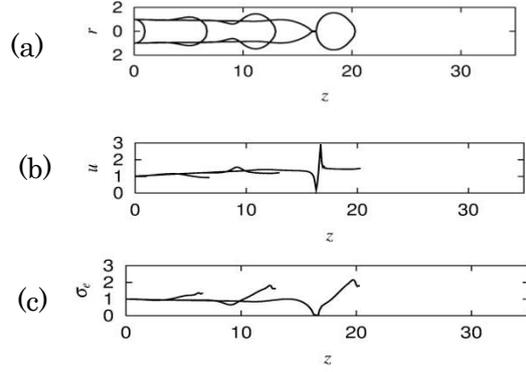


Fig. 2. Time evolutions of the surface profile, axial velocity and surface charge density in the jetting mode when $\Lambda = 0.02$, $Pe = 10$, $Wb = 10$, $Re = 100$ and $L = 2$, where the profiles are given at $t = 0, 6, 12$ and 17.6062 .

化を示しているが、ジェット崩壊時ではネック部分より上流部では急激に減少し下流部では急激に増加し、形成液滴部では一定値に近づいている。このことは、(c) 図での崩壊時での表面電荷分布が液滴部では移流とともに電荷が蓄積され増加することを説明している。このような崩壊モードをここではジェティングモードと呼ぶ。

次に、 $\Lambda = 0.3$ に増加した場合の崩壊に至るジェットの時間発展を $t = 0, 1.5, 3$ および崩壊時刻 $t = 4.736$ に対して図 3 に示す。ジェット形状は (a) 図よりわかるように、崩壊時に先端で形成される液滴は十分小さい。流速は (b) 図よりわかるように、先端部を除き徐々に増加していき、形成液滴部分でさらに急激に増加した後減少する。一方、表面電荷密度は (c) 図よりわかるように u の増加とは反対に徐々に減少し、液滴部では電荷集積のため急激に増加する。この崩壊モードをここではスプレ

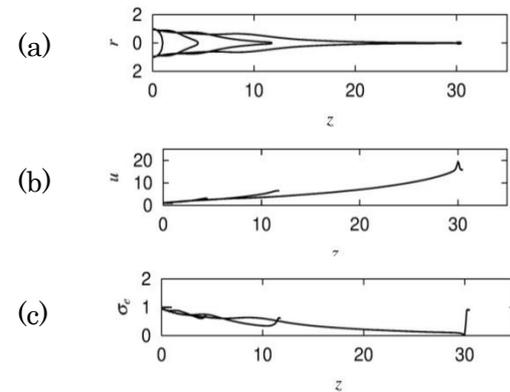


Fig. 3. The surface profile, axial velocity and surface charge density in the spray mode when $\Lambda = 0.3$, $Pe = 10$, $Wb = 10$, $Re = 100$ and $L = 2$, when the profiles are given at $t = 0, 1.5, 3$ and 4.736 .

一モードと呼ぶ。

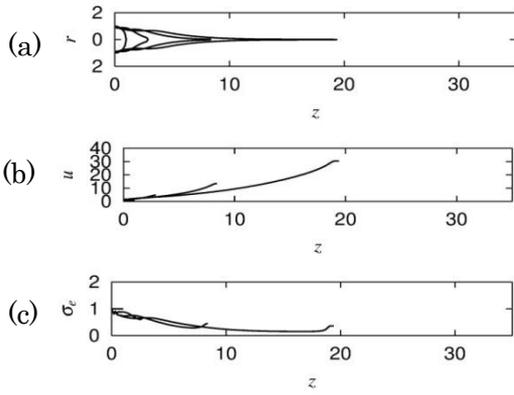


Fig. 4. The surface profile, axial velocity and surface charge density in the spinning mode when $\Lambda = 0.9$ with keeping the other parameters unchanged, where the profiles are given at $t = 0, 0.6, 1.2$ and 1.7027 .

さらに大きな $\Lambda = 0.9$ の場合の崩壊に至る時間発展を $t = 0, 0.6, 1.2$ および崩壊時刻 $t = 1.7027$ に対して図4に示す。(a)図からわかるようにもはや先端部には液滴は形成されず、長い十分細い液糸のみが形成される。(b)図より流速も下流に行くに従い単調に増加し、それによって表面電荷密度は(c)図よりわかるように単調に減少する。このようなモードをここではスプレーモードと呼ぶ。

このように、 Λ が増加するにつれて、崩壊形状においてジェットング、スプレー、スピニングモードへの遷移が見られたが、同様な遷移は Pe の変化に対しても見られる。

図5は $\Lambda - Pe$ パラメータ面でこのような遷移の臨界曲線を示している。併せて図には典型的な崩壊形状が示されている。図よりわか

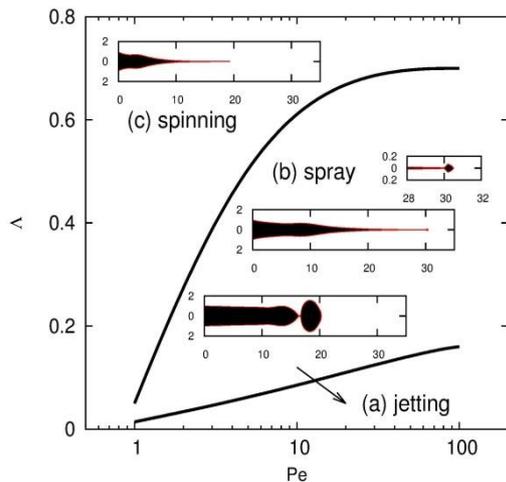


Fig. 5. Critical curves among the jetting, spray and spinning modes in (Λ, Pe) space, where typical breakup profiles in these modes are shown in the subwindows for which the ordinate denotes r and the abscissa z .

るように、 Λ が増加または Pe が減少するにつ

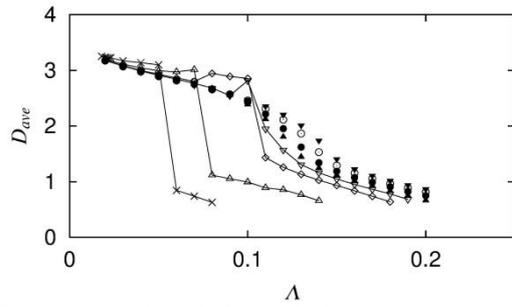


Fig. 6. Produced liquid drop sizes D_{ave} for different values of Λ and Pe , where $Pe = 500, 100, 50$ and 40 are, respectively, denoted by $\blacktriangledown, \circ, \bullet$ and \blacktriangle , while $Pe = 30, 20, 10$ and 5 are denoted by $\nabla, \diamond, \triangle$ and \times each of which are connected with lines.

れて、ジェットングモードからスピニングモードへとスプレーモードを経て遷移することが分かる。ただし、スプレーモードの発生は形成される液滴がノズル径より小さくなった状態とし、スピニングモードの発生は先端部に形成される微小液滴が消失した状態としている。

特に、スプレーモードからスピニングモードへの遷移は Λ の増加とともに常に連続的に起

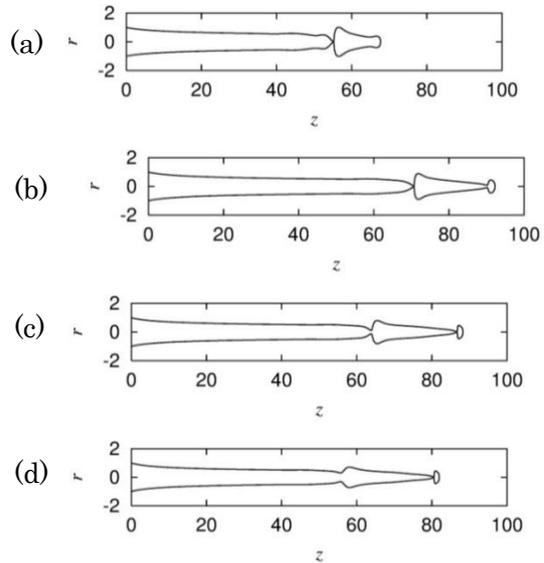


Fig. 7. Variations of the effective diameter of the main and secondary produced drops near the transition region for $Pe = 10$ when Λ increases, where broken lines denote expected D_{ave} produced liquid drops produced liquid drops Breakup profiles near the transition region for $Pe = 10$ where a large drop abruptly decreases to a small one with the increase of Λ : (a) $\Lambda = 0.06$, (b) $\Lambda = 0.07$, (c) $\Lambda = 0.08$, (d) $\Lambda = 0.09$ and (d) $\Lambda = 0.1$.

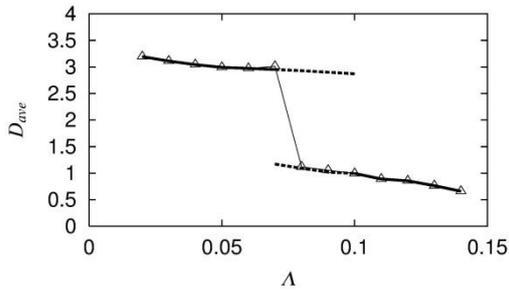


Fig. 8. Variations of D_{ave} for $Pe = 10$ when satellite or fissioning drops are expected, where the thick solid lines denote main drops and thick broken lines main and fissioning or satellite drops, while Δ with thin lines denote the same as in Fig. 6.

こるわけではない。図6はいくつかの Pe に対して、 Λ が増加していくとき現れるジェット先端部の液滴の平均径 D_{ave} の変化の様子を示している。一般には崩壊時点では形成液滴は完全な球形ではないので、液滴部の体積が $V = \int_a^b \pi h^2 dz$ ($a \leq z \leq b$) で与えられるとき、平均径が $D_{ave} = 2(3V/(4\pi))^{1/3}$ で与えられるとしている。図よりわかるように、 D_{ave} は $Pe = 40$ (図中 \blacktriangledown)以上であれば、 Λ が増加するにつれて滑らかに減少していく。しかし、 $Pe = 30$ (図中 ∇)では $\Lambda = 0.1$ で D_{ave} は少し大きくなるが、 $\Lambda = 0.11$ で急激に減少しそれ以降 Λ の増加と共に緩やかに減少する。このような D_{ave} の急激に変化する傾向は Pe がさらに減少するにつれてより大きくなる。

この D_{ave} が急激に変化する Λ の領域での崩壊形状の変化を $Pe = 10$ の場合に対して図7に示す。(a)図 $\Lambda = 0.06$ では $z \sim 55$ 付近でピンチングが起こるため大きな液滴が形成される。さらに、(b)図 $\Lambda = 0.07$ では $z \sim 70$ 付近でピンチングが起こるため、依然として大きな液滴が形成されるが、 $z \sim 90$ 付近でも後にピンチングが発生し、形成された液滴が分裂することが予想される。一方、(c)図 $\Lambda = 0.1$ では $z \sim 85$ 付近でまず小さな液滴が形成されるが、その後 $z \sim 70$ 付近で再びピンチングが起こり、大きな液滴が形成されることが予想される。そのため、小さな液滴と大きな液滴が交互に形成されるためサテライトの発生が予想される。その傾向は(d)図 $\Lambda = 0.9$ でも $z \sim 80$ 付近で小さな液滴が形成された後、 $z \sim 55$ 付近で大きな液滴が形成されることが示唆される。

このような液滴分裂やサテライトの形成領域での予想される液滴径 D_{ave} を図8に示す。図では主液滴形成のみが予想される領域は太い実線で、液滴分裂やサテライトが形成される領域は太い破線で示されている。さらに図では図6の $Pe = 10$ の結果(Δ)が比較のために付け加えられており、破線は Δ の値よりもわずかに異なっていることがわかる。

以上得られた結果をまとめる。長波近似を用いて静電場中でのジェットの運動を記述す

る発展方程式を導き、典型的な崩壊形状であるジェッティング、スプレーとスピニングモードの遷移状態を $\Lambda - Pe$ パラメータ空間で調べた。また、ジェッティングからスプレーモードへの遷移は大きな Pe に対しては連続的であるのに対し、小さな Pe では遷移時に分裂やサテライトの発生が予想される。

<引用文献>

- [1] Li, D., Xia, Y. "Electrospinning of Nanofibers: reinventing the wheel?", *Adv. Mater.* 16 (2004) pp.1151-1170.
- [2] Lord Rayleigh, "On the equilibrium of liquid conducting masses charged with electricity", *Phil. Mag.*, 14, (1882), pp. 184-186.
- [3] Taylor, G. I., "Electrically driven jets", *Proc. Royal Soc., A* 313 (1969) pp. 453-475.
- [4] Cloupeau, M. and Prunet-Foch, B., "Electrohydrodynamic spraying functioning modes: critical review", *J. Aerosol Sci.*, 25 (1994) pp. 1021-1036.
- [5] Fernández de la Mora, J., *The Fluid Dynamics of Taylor Cones*, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 39 (2007) pp. 217-243.
- [6] Barrero, A., Loscertales, I. G., "Micro- and Nanoparticles via Capillary Flows", *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 39 (2007) pp. 89-106
- [7] Melcher, J.R. and Warren, E.P., "Electrohydrodynamics of a current-carrying semi-insulating jet", *J. Fluid Mech.*, 47 (1971) pp. 127-143.
- [8] Yabe, T. and Aoki, T., "A universal solver for hyperbolic equations by cubic-polynomial interpolation I. One-dimensional solver", *Comput. Phys. Commun.*, 66 (1991) pp. 219-232.

5. 主な発表論文等

(研究代表者、研究分担者及び連携研究者には下線)

[雑誌論文] (計 16 件)

1. T. Yoshinaga and T. Iwai, "Transition of breakup modes for a liquid jet in a static electric field", *Proceedings of the Estonian Academy of Sciences*, **64** (2015) 3S, pp. 449-456. (査読あり)
2. T. Yoshinaga and T. Hara, "A Mathematical Model for a Boiling Process of Food Stuff Based on the Porous Media Theory", *Begell House Digital Library* (DOI:10.1615/IHTC15.pmd.008742) (2015) pp. 1-10 (査読あり)
3. T. Yoshinaga and M. Okamoto, "Instabilities and Breakup of a Planar Liquid Sheet jet in a Static Electric Field", *Proceedings of 13th*

- International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (2015) (Tainan, Taiwan), pp.1-10 (A3-1-054:USBメモリー) (査読あり)
4. 吉永隆夫, 岡本充弘, “静電場中での液体ジェットの安定性と崩壊 (II)”, 京都大学数理解析研究所講究録 **1946**(2015) pp.41-47 (査読なし)
 5. T.Yoshinaga and T.Iwai, “Breakup of a liquid column jet in a static electric field”, Theoretical and Applied Mechanics Japan, **62**(2014) pp.219 - 226 (査読あり)
 6. T.Yoshinaga and T.Iwai, “Transition of breakup modes for a liquid jet in a static electric field”, IUTAM Symposium on Complexity of Nonlinear Waves, (Tallinn, Estonia), Eds. A. Salupere, G. A. Maugin (2014) Abstract pp.147- 148 (査読あり)
 7. 吉永隆夫, “静電場中での液体ジェットの安定性”, 京都大学数理解析研究所講究録 **1890**(2014) pp.16-23 (査読なし)
 8. 吉永隆夫, 松本和樹, “非ニュートン粘性複合ジェットの崩壊とカプセル形成領域”, 京都大学数理解析研究所講究録 **1847** (2013) pp.54-63 (査読なし)
 9. T.Yoshinaga, “Instability and breakup of a gas-cored viscous annular jet”, 19th International Symposium on Nonlinear Acoustic (ISNA19), (Tokyo, Japan), AIP (Eds. K. Kamakura, N. Sugimoto), vol. 1474 (2012) pp.119-122(査読あり)
 10. T.Yoshinaga, “Instabilities and encapsulation in a gas-cored compound liquid jet”, 23rd International Congress of Theoretical Applied Mathematics (ICTAM2012), (Beijing, China), Eds. Y. Bai, J. Wang, D. Fang, pp.65-65 または CD-ROM (査読あり)
 11. T.Hara and T.Yoshinaga, “Numerical simulations for a heating process in boiling potatoes on a multi-scale porous model”, International Federation for Home Economics XXII World Congress (IFHE2012) (Melbourne, Australia), Home economics Victoria (2012), Abstract (CD-ROM) (査読あり)
 12. T.Yoshinaga and K.Matsumoto, “Breakup behavior and encapsulation regime of a non-Newtonian viscous compound liquid jet”, The 12th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS2012), (Heidelberg, Germany), Univ. Heidelberg (Ed. E. Gutheil) (2012) Abstract (USBメモリー) (査読あり)
 13. 吉永隆夫, 原知子, “液体で満たされた多孔質媒質中での熱物質輸送を伴う対流現象 (II)”, 京都大学数理解析研究所講究録 **1800** (2012) pp.151-166 (査読なし)
- [学会発表] (計 24 件)
1. 松田拓也, 吉永隆夫, “円柱ジェットの崩壊に及ぼす濃度マランゴニ効果”, 日本流体力学会年会 2015 (於東京工業大学), 2015.9.27 (東京都目黒区)
 2. 服部佑規, 吉永隆夫, “円柱ジェットの安定性と崩壊に及ぼす同心円筒壁の影響”, 日本流体力学会年会 2015 (於東京工業大学), 2015.9.27 (東京都目黒区)
 3. 岩井孝澄, 吉永隆夫, “静電場中での液柱ジェットの安定性と崩壊”, 日本機械学会関西支部第89期定時総会講演会 (於大阪府立大学), 2014.3.18 (大阪府堺市)
 4. 岡本充弘, 吉永隆夫, “静電場内での平面液体ジェットの安定性と崩壊”, 日本流体力学会年会 2014 (於東北大学), 2014.9.17 (宮城県仙台市)
 5. 吉永隆夫, “液体ジェットの崩壊に及ぼすマランゴニー効果”, 日本物理学会 (於広島大学東広島キャンパス), 2013.3.26 (広島県東広島市)
 6. 吉永隆夫, “静電場中での液体ジェットの崩壊”, 第62回理論応用力学講演会 (於東京工業大学), 2013.3.7 (東京都目黒区)
 7. 岩井孝澄, 吉永隆夫, “円柱ジェットの崩壊における外部電場の影響”, 日本流体力学会年会 2013 (於東京農工大学小金井キャンパス), 2013.9.12 (東京都小金井市)
 8. 吉永隆夫, 中山豪, “複合ジェットの安定性に及ぼす濃度マランゴニー効果”, 日本流体力学会年会 2013 (於東京農工大学小金井キャンパス), 2013.9.12 (東京都小金井市)
 9. 吉永隆夫, 眞鍋和也, “円柱ジェットの崩壊に及ぼす周囲流体と固体壁の影響”, 日本流体力学会年会 2012 (於高知大学), 2012.9.16 (高知県高知市)
- [その他]
ホームページ等
6. 研究組織
 - (1) 研究代表者
吉永隆夫 (YOSHINAGA, Takao)
大阪大学・基礎工学研究科・准教授
研究者番号：40158481