



УДК 621.791.75

© 2011

Член-кореспондент НАН України **І. В. Кривцун, О. П. Семенов, В. Ф. Демченко**

До теорії формування крапель електродного металу при дуговому зварюванні плавким електродом

Запропоновано наближену математичну модель формування краплі електродного металу при дуговому зварюванні плавким електродом, що враховує гідродинаміку розплаву під дією сили тяжіння, поверхневого натягу та електромагнітної сили зварювального струму. Шляхом порівняння з експериментальними даними встановлено, що модель з високою точністю дозволяє прогнозувати динаміку зміни форми краплі на всіх стадіях її формування, а тривалість розрахунків значно скорочується порівняно з моделлю, яка ґрунтується на повній системі рівнянь Нав'є-Стокса. Досліджено вплив магнітного тиску на характеристики переносу крапель електродного металу.

Процеси формування і переносу крапель електродного металу при дуговому зварюванні плавким електродом є результатом складної взаємодії теплових, електромагнітних, гідродинамічних, масообмінних та інших процесів, що відбуваються в електроді, розплавленому металі краплі та дуговій плазмі, яка її оточує. Залежно від умов зварювання, частота переносу крапель може становити від одиниць до сотень Гц, відповідно до цього змінюється маса крапель і характер їх переносу в зварювальну ванну.

При зварюванні в захисних газах тонким дротом на підвищеному струмі реалізуються дрібнокрапельне і струминне перенесення електродного металу, завдяки чому зменшується розбризкування і покращується формування шва. Технологічними параметрами, що визначають тип переносу електродного металу, є діаметр дроту, швидкість його подачі, склад захисного газу, зварювальний струм, довжина дуги та інші. При імпульсно-дуговому зварюванні значний вплив на частоту утворення і масу крапель має не тільки середнє значення струму, а й форма його імпульсу. Багатофакторна залежність параметрів крапельного переносу від умов зварювання вимагає проведення досліджень фізичних процесів, відповідальних за плавлення зварювального дроту, формування і перенесення крапель електродного металу в зварювальну ванну. Ця робота присвячена теоретичному аналізу лише одній частині проблеми крапельного переносу електродного металу, що пов'язана із вивченням динаміки зміни форми краплі на різних стадіях її росту.

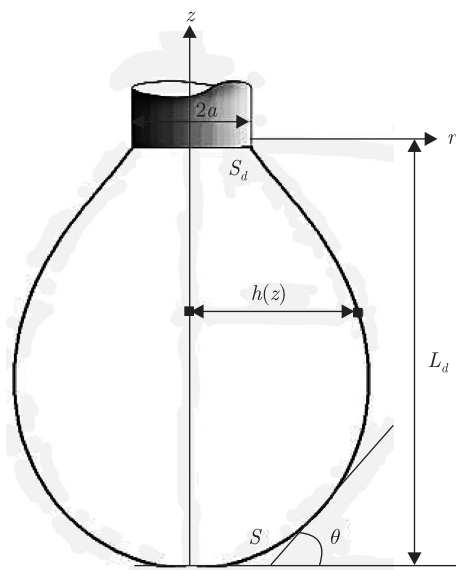


Рис. 1. Схема до математичної моделі

Теоретичному аналізу рівноважної форми краплі, що лежить на плоскій поверхні або висить на “стелі” чи на кінці піпетки, присвячено безліч публікацій. Інтерес до цієї проблеми пов’язаний із теоретичним обґрунтуванням експериментів з визначення коефіцієнта поверхневого натягу (КПН) і крайового кута змочування для різних рідин, медичними потребами і різними технічними застосуваннями. Згідно з рівноважною моделлю формування краплі, в якій враховується лише дія сили тяжіння і поверхневе напруження, спричинене силою поверхневого натягу, максимальні розміри металеві краплі, що утримується на кінці плавкого електроду, в кілька разів перевищують ті, які спостерігаються при зварюванні. Це свідчить про те, що теоретичне описання процесу формування краплі електродного металу повинно враховувати гідродинамічні процеси в краплі, що зумовлені дією сили тяжіння, силою поверхневого натягу та електромагнітною силою зварювального струму.

Введемо систему координат так, як показано на рис. 1, через a позначимо радіус плавкого електроду, а через $L_d(t)$ — поточну висоту краплі. Вважаючи краплю осесиметричною, випишемо повну систему рівнянь гідродинаміки в наближенні Обербека–Бусинеска

$$\begin{cases} \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + v \left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} - v \frac{1}{r^2} \right) + F_r, \\ \frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + v \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} \right) - g + F_z, \\ \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{v}{r} = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Тут v , u — компоненти вектора швидкості; P — тиск; $\vec{F} = \{F_r, F_z\}$ — об’ємна щільність електромагнітної сили; g — прискорення сили тяжіння; ρ — щільність розплаву. Нехай рівняння вільної поверхні краплі задано у вигляді $h = h(z, t)$, де h — радіус краплі, що підлягає визначенню залежно від аксіальної координати z та часу t . Граничну умову, що визначає динаміку зміни вільної поверхні, запишемо у вигляді [1]

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial z} = v|_{r=h}. \quad (2)$$

На вільній поверхні краплі граничні умови для рівнянь (1) сформулюємо, виходячи із балансу нормальних і дотичних напружень. Нормальні напруження, що створюються силою в'язкого тертя і гідродинамічним тиском P на вільній поверхні краплі, зазнають стрибка, величина якого дорівнює поверхневою напруженню сили поверхневого натягу

$$\frac{P}{\rho} - \frac{2v}{1+h_z^2} \left[\frac{\partial v}{\partial r} + h_z^2 \frac{\partial v}{\partial z} - \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \frac{\partial h}{\partial z} \right] = \frac{\sigma}{\rho} (K_1 + K_2) \Big|_{r=h}, \quad (3)$$

де σ – КПН; $K = 0,5(K_1 + K_2)$ – середня, а K_1, K_2 – головні кривизни поверхні. Нехтуючи напруженням, що виникає внаслідок ефекту Марангоні, баланс дотичного напруження на вільній поверхні краплі можна записати у вигляді

$$\frac{v}{1+h_z^2} \left[2h \left(\frac{\partial v}{\partial r} - \frac{\partial u}{\partial z} \right) + (1-h_z^2) \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] = 0.$$

У [1], виходячи з рівнянь (1)–(4) при $\vec{F} = 0$, асимптотичним методом отримана наближена гідродинамічна модель, що описує поведінку тонких струменів, діаметр яких істотно менше довжини струменя. Автори [1, 3] виявили, що при певних умовах асимптотична модель дозволяє з досить високою точністю описувати також і формування краплі, у якої, на відміну від струменя, діаметр порівняльний із висотою. У відповідності до [1] розкладемо функції u, v, P в ряд Тейлора в околі $r = 0$. Нехтуючи в граничних умовах (3) і в першому рівнянні системи (1) членами порядку малізми $O(h)$, отримаємо наближений баланс нормальних напружень на вільній поверхні краплі

$$P|_{r=h} = 2\sigma K - v \frac{\partial V}{\partial z},$$

а також рівняння для визначення тиску в краплі

$$-\frac{\partial P}{\partial r} + F_r = 0, \quad 0 < r < h.$$

Інтегруючи це рівняння на відрізку $[0, h]$, визначимо тиск на осі краплі $P(0, z, t) = 2\sigma K - v \frac{\partial V}{\partial z} + P_{\text{магн}}$, де $P_{\text{магн}} = -\int_0^h F_r dr$ – магнітний тиск. В асимптотичному наближенні одновимірне рівняння гідродинаміки записується у вигляді

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + 3v \frac{1}{h^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(h^2 \frac{\partial V}{\partial z} \right) - g, \quad (4)$$

де $p = 2\sigma K + P_{\text{магн}}$. За формою запису (4) збігається з рівнянням, отриманим у [1], але, на відміну від нього, враховує магнітний тиск зварювального струму. Позначимо через $S = \pi h(z)^2$ площу перетину краплі при довільному z . Тоді умову (2) можна записати в еквівалентній формі

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial(VS)}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

Оскільки $\lim_{h \rightarrow 0} h_z = \infty$, то рівняння вільної поверхні у формі $h = h(z, t)$, яке використовується в [1], призводить до певних труднощів при чисельному інтегруванні рівнянь (4), (5)

і визначенні кривизни поверхні. Тому доцільно перейти до параметричної форми запису рівняння поверхні. За параметри зручно вибрати [2] довжину дуги s краплі, яка відраховується від кінчика краплі ($z = -L_d$), і кут θ , який утворює дотична до поверхні краплі з віссю z (див. рис. 1). У змінних s, θ, h вирази для K_1, K_2 мають вигляд: $K_1 = d\theta/ds, K_2 = h^{-1} \sin \theta$, а рівняння, що зв'язують змінні h, z із змінними s, θ , записуються так:

$$\frac{\partial z}{\partial s} = \sin \theta, \quad \frac{\partial h}{\partial s} = \cos \theta. \quad (6)$$

Рівняння (4), (5) доповнимо граничними і початковими умовами

$$V(-L_d, t) = -\frac{dL_d}{dt}, \quad V(0, t) = -v_e, \quad h(-L_d, t) = 0, \quad h(0, t) = a, \quad (7)$$

$$h(z, 0) = h_0(z), \quad V(z, 0) = 0, \quad z \in (-L_d^{(0)}, 0), \quad (8)$$

де v_e — лінійна швидкість плавлення електрода; $L_d^{(0)}$ — висота початкової краплі, об'єм якої вибирався досить малим, а форма $h_0 = h_0(z)$ розраховувалася за рівноважною моделлю.

Введемо безрозмірні змінні

$$\bar{z} = \frac{z}{a}, \quad \bar{h} = \frac{h}{a}, \quad \bar{s} = \frac{s}{S_d}, \quad \bar{S} = \frac{S}{a^2}, \quad \bar{L}_d = \frac{L_d}{a}, \quad \bar{K} = aK,$$

$$\bar{t} = t\sqrt{\frac{g}{a}}, \quad \bar{V} = V\frac{1}{\sqrt{ga}}, \quad \chi = \frac{3\nu\rho\sqrt{ga}}{\sigma},$$

де S_d — поточна довжина дуги краплі. В цих змінних наближена гідродинамічна модель формування краплі записується таким чином:

$$\gamma\left(1 + \frac{D\bar{V}}{D\bar{t}}\right) = -\frac{\partial(2\bar{K} + \bar{P}_{\text{магн}})}{\partial\bar{z}} + \chi\frac{1}{\bar{h}^2}\frac{\partial}{\partial\bar{z}}\left(\bar{h}^2\frac{\partial}{\partial\bar{z}}\bar{V}\right), \quad -\bar{L}_d < \bar{z} < 0, \quad (9)$$

$$\frac{\partial\bar{S}}{\partial\bar{t}} + \frac{\partial(\bar{S}\bar{V})}{\partial\bar{z}} = 0, \quad -\bar{L}_d < \bar{z} < 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial\bar{z}}{\partial\bar{s}} = \bar{S}_d \sin \theta, \quad \frac{\partial\bar{h}}{\partial\bar{s}} = \bar{S}_d \cos \theta, \quad 0 < \bar{s} < 1, \quad (11)$$

$$\theta(\bar{s}, \bar{t})|_{\bar{s}=0} = 0, \quad \bar{h}(\bar{s}, \bar{t})|_{\bar{s}=0} = 0, \quad \bar{z}(\bar{s}, \bar{t})|_{\bar{s}=1} = 0, \quad \bar{h}(\bar{s}, \bar{t})|_{\bar{s}=1} = 1,$$

$$\bar{V}(\bar{s}, \bar{t})|_{\bar{s}=0} = -\frac{d\bar{L}_d}{d\bar{t}}, \quad \bar{V}(\bar{s}, \bar{t})|_{\bar{s}=1} = -\frac{v_e}{\sqrt{ga}}, \quad (12)$$

де $D/D\bar{t} = \partial/\partial\bar{t} + \bar{V}\partial/\partial\bar{z}$ — субстанційна похідна; $\bar{P}_{\text{магн}} = P_{\text{магн}}a/\sigma$ — безрозмірний магнітний тиск. У моделі (9)–(12) як незалежні змінні виступають безрозмірний час \bar{t} і безрозмірна довжина дуги \bar{s} , а шуканими характеристиками є функції $\bar{V}, \theta, \bar{z}, \bar{h}$, а також параметр \bar{S}_d .

Зробимо деякі припущення стосовно протікання електричного струму в краплі. У першому наближенні приймемо, що вектор щільності струму має одну відмінну від нуля аксіальну компоненту j_z , величина якої не залежить від r і за межами анодної плями обернено пропорційна площі перетину краплі площиною $z = \text{const}$. Також вважатимемо, що зварювальна дуга “прив'язується” до краплі через анодну пляму радіусом R_p . У плазмі стовпа

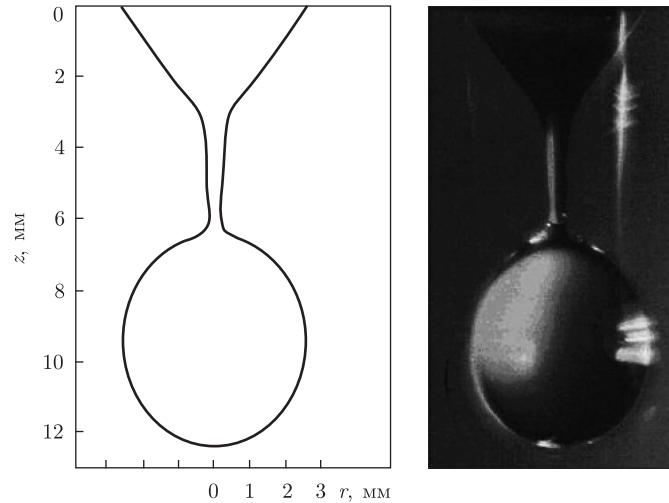


Рис. 2. Порівняння розрахункової і експериментальної форм водяної краплі

дуги, яка примикає до анодної плями, покладемо, що зварювальний струм розтікається у конусі із заданим кутом розкриття β . У такому випадку розподіл аксіальної компоненти щільності струму можна записати у вигляді

$$j_z(z) = \begin{cases} \frac{I}{\pi h^2}, & 0 > z > z_p, & 0 < r < h, \\ \frac{I}{\pi R_a^2}, & z_p > z > -L_d, & 0 < r < R_a, \end{cases}$$

де $R_a(z) = R_p + (z_p - z) \operatorname{tg} \beta$ — поточний радіус розкриття. Визначимо силу Лоренця $\vec{F} = \vec{j} \times \vec{B}$. Маємо $F_r = -\mu_0 \mu \frac{r}{2} j_z^2$, $F_z = -\mu_0 \mu \frac{r^2}{8} \frac{\partial j_z^2}{\partial z}$, де μ — магнітна проникність металу; μ_0 — універсальна магнітна постійна. Оскільки F_z є величина порядку $O(r^2)$, то її можна не брати до уваги. При таких гіпотезах магнітний тиск розраховується за формулою

$$P_{\text{магн}} = \begin{cases} \frac{\mu_0 \mu}{4} \frac{I^2}{\pi^2 h^2}, & 0 > z > z_p, \\ \frac{\mu_0 \mu}{4} \frac{I^2}{\pi^2 R_a^2}, & z_p > z > -L_d. \end{cases}$$

Задача (9)–(12) розв'язувалася методом скінченних різниць з апроксимацією субстанційних похідних на локальних лагранжевих сітках [5]. На кожному кроці за часом розв'язок системи нелінійних різницевих рівнянь знаходився методом Ньютона.

Для верифікації наближеної гідродинамічної моделі (9)–(12) скористаємося результатами спостереження [3] за формуванням водяної краплі при повільному витіканні води із трубки діаметром 5,2 мм. На рис. 2 наведені розрахункові і експериментальні контури краплі на стадії формування, яка безпосередньо передувала відриву. Як видно з рисунку, результати розрахунків з високою точністю збігаються з експериментальними даними. Аналогічний результат був отриманий раніше в роботі [4]. Відзначимо, що тривалість обчислень за наближеною моделлю у 100 разів менше, ніж того вимагає розрахунок динаміки формування краплі, виходячи з повної системи рівнянь гідродинаміки (1)–(4) за її реалізації за допомогою пакету ANSYS-CFX.

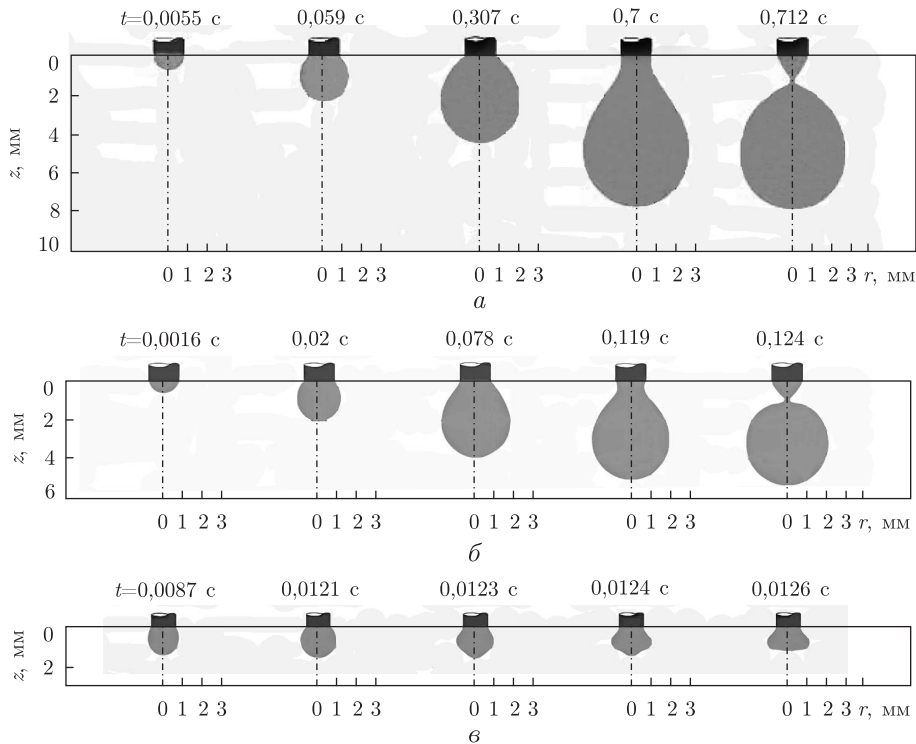


Рис. 3. Динаміка формування краплі на кінці плавкого електрода: *a* — без врахування магнітного тиску ($a = 0,8$ мм, $v_e = 4,3$ м/хв); *б* — з урахуванням магнітного тиску при зварюванні на постійному струмі ($a = 0,8$ мм, $v_e = 10,5$ м/хв, $I = 180$ А); *в* — з урахуванням магнітного тиску при імпульсно-дуговому зварюванні ($a = 0,6$ мм, $v_e = 8,4$ м/хв)

Рис. 3 демонструє результати розрахунку динаміки формування краплі електродного металу для $a = 0,8$ мм. Розрахунки велися при таких числових значеннях параметрів моделі: $\sigma = 1,8$ Н/м, $\rho = 7800$ кг/м³, швидкість подачі дроту, його діаметр і зварювальний струм варіювалися. Якщо не брати до уваги вплив магнітного тиску, то розмір краплі електродного металу, так само, як і в разі рівноважної моделі, виявляється неправдоподібно великим (див. рис. 3, *a*). Для врахування магнітного тиску (рис. 3, *б*) покладемо, що радіус анодної плями дорівнює поточному максимальному радіусу краплі. Розрахований за цих умов діаметр краплі у момент її відриву становить величину порядку 2 мм, що більшою мірою відповідає експериментальним даним.

Прослідкуємо вплив імпульсу струму на поведінку краплі. Модульований струм задавався прямокутними імпульсами з частотою 50 Гц і тривалістю імпульсу $T = 0,004$ с. Відзначимо, що магнітний тиск досягає мінімуму в тих перетинах краплі, де щільність струму мінімальна. У зв'язку з цим на різних стадіях формування краплі об'ємна аксіальна сила, що створюється градієнтом магнітного тиску, може змінювати як величину, так і напрямок дії. У тому випадку, коли дуга охоплює краплю повністю, вказана сила направлена до кінчика краплі. Навпаки, якщо радіус прив'язки дуги менше максимального радіуса краплі, об'ємна аксіальна сила змінює напрямок: поблизу кінчика краплі вона збігається з напрямом сили тяжіння, а в нижній частині краплі діє в протилежному напрямі. Саме така ситуація реалізується, якщо покласти, що радіус прив'язки дорівнює радіусу електрода (див. рис. 3, *в*). Під дією цієї сили в момент збудження імпульсу ($t = 0,012$ с, рис. 3, *в*)

спочатку крапля, яка за формою утворюється близькою до сферичної, деформується, підтягуючись ближче до електрода. Подібний ефект спостерігається при відеозаписі процесу формування краплі в умовах імпульсно-дугового зварювання. Відзначимо, що не завжди одного імпульсу струму буває досить для відриву краплі (як, наприклад, у наведеному на рис. 3, в обчислювальному експерименті).

Проведений порівняльний аналіз різних підходів до математичного описання процесу формування краплі електродного металу показує, що необхідними умовами для адекватного прогнозування характеристик процесу переносу крапель при дуговому зварюванні плавким електродом є врахування в моделі гідродинамічних процесів і дії на рідкий метал електромагнітної сили. Альтернативою повної гідродинамічної моделі краплі може виступати наближена асимптотична модель, яка дозволяє прогнозувати з достатньою точністю крапельний перенос електродного металу, витрачаючи на це в сотні разів менші обчислювальні ресурси, ніж при реалізації моделі на базі повної системи рівнянь гідродинаміки. Важливим чинником, що визначає розмір крапель і частоту їх перенесення, є силова дія електромагнітного поля, яка особливо сильно проявляється при зварюванні модульованим струмом.

1. Eggers J., Dupont T. F. Drop formation in a one-dimensional approximation of the Navier–Stokes equations // J. Fluid Mech. – 1994. – **262**. – P. 205–221.
2. Wente H. The stability of the axially symmetric pendent drop // Pacific J. of Math. – 1980. – **88**, No 2. – P. 421–470.
3. Peregrine D. H., Shoker G., Symon A. The bifurcation of liquid bridges // J. Fluid Mech. – 1990. – **212**. – P. 25–39.
4. Семенов А., Демченко В., Кривцун И. и др. Моделирование процесса формирования капли электродного металла // Тез. докл. Пятой междунар. конф. “Математич. моделювання і інформац. технології в сварке і родств. процесах”, 25–28 мая 2010. – Кацивели, Украина / Под ред. В. И. Махненко. – Киев: ИЭС им. Е. О. Патона НАН Украины, 2010. – С. 53.

Інститут електрозварювання ім. Є. О. Патона
НАН України, Київ

Надійшло до редакції 28.10.2010

Corresponding Member of the NAS of Ukraine **I. V. Krivtsun, O. P. Semenov, V. F. Demchenko**

To the theory of electrode metal droplet formation in gas metal arc welding

The article deals with an approximate mathematical model of the electrode metal droplet formation in consumable arc welding, allowing for the hydrodynamics of a melt under the influence of gravity, surface tension, and electromagnetic forces of the welding current. Comparison with the experimental data reveals that the model allows predicting the droplet shape evolution throughout all the stages of droplet formation with high accuracy, while the calculation time is considerably decreased in contrast with the model which is based on the full system of Navier–Stokes equations. The effect of the magnetic pressure on characteristics of the electrode metal droplet transfer is investigated.