5. Podsumowanie

W pracy przedstawiono kilka wybranych zagadnień związanych z rozpadem strugi cieczy, tworzeniem się kropel i dynamiką drgań utworzonych kropel.
Ze względu na mikroskopowy charakter obserwacji, przeprowadzenie badań eksperymentalnych wymagało opracowania nowych technik pomiarowych, które pozwalają na rejestrację szybkich procesów. Rezygnując całkowicie z tradycyjnej fotografii na rzecz techniki video i rejestracji cyfrowej należało pokonać barierę standardu wynoszącego dla tych technik jedynie 50 obrazów/s. Opracowano i wykorzystano w badaniach trzy metody rejestracji, których wady i zalety omówiono w rozdz. 1.

Tematem rozdz. 2 jest ostatnia faza procesu rozpadu strugi na krople. Stwierdzono istnienie szeregu nowych elementów tego procesu, z których najważniejszymi są tworzenie się mikro-strugi i mikro-satelitów w krótkim czasie przed ostatecznym przerwaniem połączenia struga-kropla.
Porównanie rezultatów tych pomiarów z asymptotycznym modelem Eggersa potwierdziło lokalny charakter ostatniej fazy tworzenia się kropli. Parametry tego procesu zależą jedynie od własności fizycznych cieczy. Pozwala to na stosowanie uniwersalnej skali długości i czasu, umożliwiającej prosty, samopodobny opis zjawiska.
Porównanie obserwowanego kształtu tworzącego się przewężenia strugi, na krótko przed oderwaniem kropli, z przewidywaniami modelu, potwierdza generalnie słuszność jednowymiarowej asymptotycznej aproksymacji. Jednak różnice w ocenie prędkości strugi po oderwaniu się kropli oraz w kształcie strugi poza obszarem oderwania, wskazują na ograniczenia modelu, związane z pominięcie szeregu istotnych efektów tego trudnego do modelowania procesu.

Przedmiotem kolejnego rozdz. 3 są badania niestabilności powierzchni strugi wywołane parowaniem. W rezultacie obserwacji stwierdzono istnienie szeregu nie znanych wcześniej mechanizmów zaburzeń powierzchni. Zaburzenia parującej powierzchni w postaci krótkich fal powierzchniowych prowadzą na ogół do przyspieszenia rozpadu strugi. Stwierdzono jednak istnienie mechanizmów umożliwiających również stabilizację parującej strugi wskutek tłumiącego wpływu tworzącej się chłodnej powierzchni cieczy o podwyższonej lepkości.
Spośród różnych form destabilizacji powierzchni strugi dwie wydają się szczególnie interesujące. Jest to tworzenie się quasi-stabilnych błon cieczy powstałych wskutek oderwania się części powierzchni strugi oraz zmiana kierunku

strugi utrzymująca się dzięki powstałemu zaburzeniu pola prędkości. Kompleksowość procesów związanych z mechanizmami destabilizacji parującej powierzchni uniemożliwia stworzenie uniwersalnego opisu interpretującego obserwowane zjawiska. Wykorzystując rezultaty obliczeń przeprowadzonych na podstawie dwóch modeli strugi (jednowymiarowy model analityczny i dwuwymiarowy model dyskretny) przeprowadzono analizę możliwych mechanizmów termicznych destabilizujących powierzchnię.
Stwierdzono, że w świetle istniejących modeli jedynym istotnym czynnikiem inicjującym destabilizację powierzchni może być gradient napięcia powierzchniowego związany z efektem Marangoniego. Przeprowadzona symulacja efektów termicznych na powierzchni zakrzywionej strugi wydaje się wskazywać, że mechanizmem stabilizującym tę postać zaburzenia może być gradient napięcia powierzchniowego, spowodowany zaburzeniem pola przepływu.

W części pracy poświęconej problematyce oscylującej kropli (rozdz. 4) nakreślono główne cele badań polegających na stworzeniu niezakłócającej metody rejestracji parametrów powierzchni cieczy, a w szczególności jej temperatury i składu. Opracowana metoda pomiarowa i trzy modele teoretyczne pozwoliły na stworzenie jednoznacznego, precyzyjnego opisu nieliniowych drgań kropli cieczy lepkiej. Należy tu podkreślić, że jest to pierwszy pełny opis swobodnie drgającej kropli, który został w pełni zweryfikowany dzięki prowadzonym równolegle eksperymentom. Badania eksperymentalne przeprowadzone w szerokim zakresie parametrów określiły zakres stosowalności modeli uproszczonych, wskazując jednocześnie na efekty nieliniowe istotne dla zachowania się kropli.
W końcowej części tego rozdziału pokazano przykłady możliwych zastosowań metody oscylującej kropli do badań własności fizyko-chemicznych powierzchni (pomiar dynamicznego napięcie powierzchniowego) oraz do określenia temperatury i składu powierzchni parującej kropli.

6. Dodatek

6.1 Jednowymiarowy model parującej kropli (strugi)

Przedstawiony poniżej model parującej kropli zakłada symetrię kulistą, tzn. interesuje nas tylko jedna zmienna przestrzenna - odległość r od środka kropli umieszczonej w początku układu współrzędnych biegunowych. Model ten bez większych zmian został również wykorzystany do modelowania parowania strugi. W tym wypadku cylindryczna struga jest faktycznie przedstawiona jako „płaska“ kropla i r spełnia rolę odległości od osi strugi. Przyjmując, że struga porusza się ze stałą prędkością V_j, wiążemy układ współrzędnych z obserwatorem poruszającym się ze strugą i traktujemy zmienną czasową jako współrzędną $z = V_j \cdot t$. Oznacza to, że przewodnictwo cieplne między sąsiednimi odcinkami strugi jest pomijalne i transport ciepła ma jedynie charakter konwekcyjny. Założenie takie wymaga by prędkość strugi była wystarczająco duża, tzn.:

$$V_j \gg \alpha / r_j \approx 1mm/s$$

gdzie α jest współczynnikiem dyfuzji cieplnej.
Celem modelu jest określenie zmian temperatury powierzchni Θ_s w czasie (czy wzdłuż strugi) w wyniku parowania cieczy. Proces parowania rozpoczyna sie w momencie, gdy ciecz dostaje się do środowiska o ciśnieniu parcjalnym niższym niż ciśnienie pary nasyconej danej cieczy. Gwałtowne parownie cieczy na powierzchni powoduje, że w krótkim czasie spada jej temperatura, aż do ustalenia się stanu równowagi, tzn. temperatury pary nasyconej. Dalszy przebieg procesu parowania ma charakter ustalony i odbywa sie zgodnie z tzw. regułą D^2, tzn. kwadrat średnicy parującej kropli jest liniową funkcją czasu. Czas ustalania się tej równowagi jest na ogół stosunkowo krótki (rzędu milisekund) i często przy modelowaniu ten okres czasu jest zaniedbywany. Jednak w interesujących nas procesach parowania kropel czy strug jest to okres decydujący, porównywalny z czasem charakterystycznym obserwowanego zjawiska.

Podstawowe równania modelu

Temperatura parującej powierzchni cieczy ustala się w rezultacie bilansu trzech strumieni energii[1]: strumienia $\dot{Q}_e$ dostarczającego ciepło z zewnątrz (przewodnictwo w otaczającym gazie), strumienia ciepła dostarczonego z wnętrza kropli (przewodnictwo w cieczy) $\dot{Q}_i$ oraz strumienia ciepła parowania $\dot{Q}_l$. Każdy z tych strumieni jest funkcją szukanej temperatury powierzchni Θ_s. W procedurze iteracyjnej równanie bilansu (6.1) rozwiązywane jest

[1]Zaniedbujemy promieniowanie.

metodą kroku czasowego, tzn. szukane jest rozwiązanie dla chwili t_{i+1} na podstawie znajomości poprzedniego stanu w chwili t_i.

$$dQ_e/dt + dQ_i/dt + dQ_l/dt = dQsum(\Theta_s)/dt = 0 \tag{6.1}$$

Temperatura Θ_∞ i ciśnienie otaczającego gazu P_∞ są stałe (przestrzeń nieskończona) lub ulegają modyfikacji w trakcie parowania (parowanie w zamkniętej objętości). Przyjmuje się, że parametry gazu są stałe w przestrzeni, a jego własności fizyczne obliczane są dla średniej temperatury $\Theta_{1/3}$ zdefiniowanej według tzw. reguły „1/3" podanej przez Hubbarda [45]:

$$\Theta_{1/3} = \Theta_s + (\Theta_\infty - \Theta_s)/3$$

W chwili początkowej (t=0) temperatura cieczy wynosi $\Theta(t, r) = T0$. W miarę upływu czasu rozkład temperatury w kropli ulega ciągłej modyfikacji. Dla każdego kroku czasowego dt_i rozwiązywane są równania profilu temperatury:

$$f(r)_i = \Theta(r, t_{i-1}) \tag{6.2}$$

i transportu masy (6.3)

$$dm_i/dt = Model\_parowania(\Theta_s, P_s, P_\infty, ...)\,. \tag{6.3}$$

Strumień ciepła parowania wiąże z transportem masy wyrażenie:

$$dQ_l/dt = Cieplo\_przemiany\_fazowej(\Theta_s, P_s, ...)dm_i/dt \tag{6.4}$$

Wyrażenia (6.3) i (6.4) są funkcjami temperatury powierzchni Θ_s, ciśnienia pary na powierzchni P_s oraz ciśnienia i temperatury otoczenia Θ_∞, P_∞, jak również oznaczonych kropkami parametrów fizycznych cieczy i gazu, będących znanymi funkcjami temperatury. W wyniku odparowania pewnej masy cieczy dla każego kroku czasowego zmienia się również promień kropli (strugi) R_i.

Modelowanie wymiany ciepła i masy

Strumień ciepła z zewnątrz Qe dany jest wg. Gyarmathy [30] wzorem

$$Q_e = 2\pi R_i \lambda (k_T \Theta_\infty - \Theta_s)(1 + KnNu_H/B_H)Nu_H\,, \tag{6.5}$$

gdzie λ jest wspólczynnikiem przewodnictwa cieplnego, Kn - liczbą Knudsena, a Nu_H liczbą Nusselta dla wymiany ciepła z poruszającą się kroplą (lub strugą). Funkcje k_T i B_H mają znaczenie tylko dla dużych liczb Macha i Knudsena.
Transport ciepła wewnątrz kropli (strugi) jest obliczany przy użyciu podanego przez Carslawa & Jaegera [10] rozwiązania analitycznego dla rozkładu temperatury chłodzonej powierzchniowo kuli (cylindra). Dla kuli rozwiązaniem analitycznym jest szereg *funkcji błędu* (erf):

$$\begin{aligned}\Theta(r,t) = {} & \tfrac{2}{R_i r}\textstyle\sum_{n=1}^{\infty} e^{-\alpha n^2\pi^2 t/R_i^2}\sin\tfrac{n\pi r}{R_i}\int_0^{R_i} r\prime f(r\prime)\sin\tfrac{n\pi r\prime}{R_i}dr\prime \\ & +\tfrac{2R_i\Theta_s}{\pi r}\textstyle\sum_{n=1}^{\infty}\{\tfrac{(-1)^n}{n}e^{-\alpha n^2\pi^2 t/R_i^2}\sin\tfrac{n\pi r}{R_i}\} + \Theta_s\end{aligned} \tag{6.6}$$

Dla strugi (nieskończonego cylindra) mamy analogiczne rozwiązanie w postaci szeregów funkcji Bessela.

Funkcja $f(r)$ opisuje początkowy rozkład temperatury w kropli (strudze). Dla chwili $t = 0$ jest to temperatura początkowa $T0$, dla kolejnych kroków czasowych - rozkład temperatury w kroku poprzednim. Aby uniknąć numerycznego całkowania (6.6) dla każdego kroku czasowego funkcja $f(r)$ była przybliżana wielomianem 8 rzędu. Większość nieskończonych szeregów mogła być również przedstawiona w postaci funkcji analitycznej, pozostałe sumowano numerycznie.

Znając $\Theta(r,t)$ obliczamy strumień ciepła dla przewodnictwa cieczy z równania:

$$dQ_i/dt = 4\pi R_i^2 \lambda d\Theta(r,t)/dr|_{r=Ri} \tag{6.7}$$

Parowanie cieczy oblicza się j wykorzystując wielo-zakresowy model podany przez Gyarmathy'ego [30], który obejmuje zarówno parowanie dyfuzyjne (w obecności gazu neutralnego) jak i kinetyczne (pary pod niskiem ciśnieniem):

$$dm/dt = \frac{2\pi R_i \hat{D} \rho_\infty (\overline{P}v_\infty - \overline{P}s) Nu_M}{1 - \overline{P}v_\infty + Nu_M Kn/B_M} \tag{6.8}$$

Symbole z kreską oznaczają wartości znormalizowne w stosunku do ciśnienia otaczającego gazu P_∞, $\hat{D}$ jest stałą dyfuzji pary w gazie, Pv_∞ - ciśnieniem parcjalnym pary, a ρ_∞ gęstością gazu daleko od powierzchni.

Funkcja B_M jest zdefiniowna następująco:

$$B_M = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{\frac{Rv}{Rm}} Sc\{2 + -\sqrt{\frac{\Theta_\infty}{\Theta_s}} \frac{\overline{P}_s}{\overline{P}v_\infty - \overline{P}_s}\}$$

gdzie Rv i Rm - są stałymi gazowymi pary i mieszaniny para-gaz.

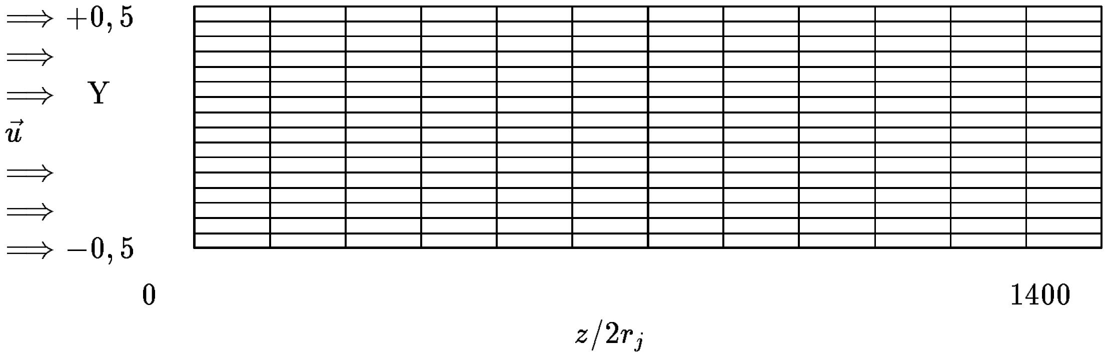
Zmodyfikowana liczba Sherwooda Nu_m jest funkcją liczby Schmidta Sc, liczby Reynoldsa oraz znormalizowanego ciśnienia parcjalnego otaczającego gazu neutralnego Pg_∞:

$$Nu_M = 2(1 + 0.3 Re^{\frac{1}{2}} Sc^{\frac{1}{3}} \overline{P}g_\infty^{\frac{1}{3}})$$

Dla procesu parowania w czystej atmosferze gazu neutralnego $Pv_\infty = 0$, $Pg_\infty = P_\infty$ i równanie (6.8) redukuje się do modelu dyfuzyjnego Maxwella-Stephana.

6.2 Dwuwymiarowy model dyskretny parującej strugi

Jednowymiarowy model parującej strugi obok szeregu ograniczeń ma podstawową wadę - nie zawiera *de facto* przepływu. Nie pozwala to na zbadanie, jaki efekt może mieć zmiana profilu prędkości cieczy w strudze, a w szczególności interesująca nas zmiana wywołana zakrzywieniem toru strugi. Do tego konieczny jest pełny trójwymiarowy opis strugi, co wydaje się możliwe do realizacji jedynie metodami dyskretnymi. Modelowanie dyskretne rozkładów temperatury dla parującej cieczy nie jest jednak problemem trywialnym. Występujące w tym procesie silne gradienty temperatury, zwłaszcza w początkowym okresie „rozwoju" parowania wymagają bardzo drobnych siatek obliczeniowych i małego



Rysunek 6.1: *Schemat siatki obliczeniowej modelującej w schemacie numerycznym dwuwymiarową strugę. Jednorodny profil prędkości i temperatury na wlocie (z=0); parujące powierzchnie swobodne* $Y \pm 0,5$.

kroku czasowego. Jest to powodem, że korzystając z tych metod na ogół wprowadza się szereg istotnych uproszczeń i ogranicza się do opisu stanu stacjonarnego.
W niniejszej pracy symulację parującej strugi przeprowadzono ograniczając się do jej krótkiego, dwuwymiarowego wycinka. Nie pozwala to na pełne modelowanie efektów fizycznych związanych z zakrzywieniem toru strugi. Ewentualne rezultaty należy traktować jako wskazówkę jakich efektów możemy się spodziewać jeśli podjąć się bardziej ambitnego celu tj. pełnego opisu pola przepływu i termodynamiki dla kolumny cieczy mającej swobodę asymetrycznej zmiany kształtu.
Dwuwymiarowy model dyskretny parującej strugi opracowano adaptując schemat numeryczny różnic skończonych stosowany wcześniej [33] dla badań nad konwekcją naturalną. Pełny układ równań składa się z równań Naviera-Stokesa dla przepływu i równania energii dla temperatury. Dla uproszczenia przyjmujemy, że pole prędkości jest stałe w czasie i nie zależy od pola temperatury. Problem został więc zredukowany do rozwiązania równania energii (6.9).

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla)\,\Theta = \nabla^2 \Theta \tag{6.9}$$

Dla przetestowania metody początkowo założono płaski profil prędkości dla całej strugi. Jednym z celów wstępnych testów był wybór wielkości optymalnej siatki obliczeniowej. Duże gradienty temperatury przy powierzchni strugi wymagały użycia przynajmniej 151 punktów siatki dla średnicy strugi. Drogą kompromisu wybrano prostokątną siatkę 151×1400, modelującą odcinek strugi o długości równej jej 1400 średnic. Jest to długość na której, jak wskazywał model jednowymiarowy, ma miejsce główna zmiana parametrów parującej powierzchni.
Schemat obszaru obliczeniowego przedstawia rys. 6.1.
Na wylocie z dyszy, tzn. dla $Z = 0$ przyjęto równomierny rozkład temperatury cieczy, odpowiadający temperaturze początkowej $T0$. Adiabatyczne warunki brzegowe dla drugiego końca ($Z = z/2r_j = 1400$) symulują nieskończoną strugę. Warunki brzegowe dla parujących powierzchni $Y = y/2r_j = \pm 0,5$ zdefiniowano korzystając z równań danym bilansem energii (6.1). Wiążąc strumień energii wewnętrznej ($\dot{Q}_i = -\dot{Q}_l - \dot{Q}_e$) z obliczanym iteracyjnie polem temperatury otrzymujemy:

$$\frac{\partial\Theta}{\partial y}|_{Y=\pm 0,5} = \frac{2r_j}{\lambda}\dot{Q}_i \tag{6.10}$$

Wszystkie równania konieczne do rozwiązania (6.1) i założenia dotyczące otaczającego gazu zostały zaczerpnięte z modelu jednowymiarowego (por. Dodatek 6.1). Zakładamy jednak, że średnica strugi jest stała. Jest to w pełni uzasadnione, gdyż jej zmiany na analizowanej długości kilkuset średnic są pomijalnie małe.
Mimo zredukowania podstawowego układu równań, dla każdego kroku czasowego, w każdym punkcie „powierzchni" strugi trzeba rozwiązać bilans energii 6.1 w skład którego wchodzą równania (6.5) i (6.4). Ten fakt oraz duże gradienty temperatury występujące przy powierzchni jak i na wylocie z dyszy powodują, że procedura obliczeniowa jest bardzo czasochłonna. Wykonano więc jedynie kilka serii obliczeń celem weryfikacji modelu jednowymiarowego (Dodatek 6.1) i wyboru optymalnej wielkości siatki obliczeniowej.
Obliczenia potwierdziły znaleziony na podstawie jednowymiarowego modelu rozkład temperatury powierzchni strugi na całej rozpatrywanej długości. Wobec tego wykorzystano model numeryczny dla zbadania wpływu małych, lokalnych zaburzeń profilu prędkości na powstanie asymetrii rozkładu temperatury powierzchni. W tym celu rozpatrujemy wyizolowany odcinek strugi, która na niemal całej długości ma ustalony, płaski profil prędkości $\vec{u}(y,z) = (0, w_o)$. Adiabatyczne warunki brzegowe dla $Z = 0$ i $Z = 1400$ odpowiadają wycinkowi nieskończonej strugi. W środkowej części rozpatrywanego odcinka na długości jednej średnicy strugi wprowadzamy liniowo zanikające w obu kierunkach zaburzenie prędkości, odpowiadające rozwiązaniu dla przepływu w lekko zakrzywionym kanale [88]. Maksymalna wartość tego zaburzenia (w środku wycinka) ma postać:

$$u_y(Y) = w_o(4 - 9Y^2 + 6Y^4 - Y^6)De/(576Re) \tag{6.11}$$
$$u_z(Y) = w_o + w_o(1 - Y^2)(19|Y| - 21|Y|^3 + 9Y^2 + |Y|^7)De/23040 \tag{6.12}$$

gdzie Re jest liczbą Reynoldsa strugi (≈ 100) a $De = Re^2\, 2r_j/R_s$ jest liczbą Deana.
Ponieważ promień krzywizny toru strugi R_s obserwowany w eksperymencie jest bardzo duży ($r_j/R_s < 10^{-5}$), w schemacie numerycznym możemy w pierwszym przybliżeniu zaniedbać taką zmianę geometrii i pozostać przy opisie strugi siatką prostokątną (rys. 6.1).
Wartość zaburzenia prędkości jest rzędu 10^{-5} prędkości głównego strumienia w związku z tym jego obecność nie ma istotnego znaczenia dla naruszenie równania ciągłości w tym obszarze. W rzeczywistym przepływie trójwymiarowym pojawia się dodatkowo azymutalna składowa prędkości, która w naturalny sposób „zamyka" przepływ. Naszym celem nie jest jednak rozwiązanie pola przepływu, a jedynie znalezienie rozkładu temperatury dla naszego hipotetycznego profilu prędkości. W związku z tym w obecnej pracy poszukiwano profilu temperatury $\Theta(t, y, z)$, rozwiązując numerycznie dla siatki 151×1400 równanie energii 6.9.

Częściej stosowane oznaczenia

A_{ol}	maksimum amplitudy oscylacji l-tego modu
$a_l(t)$	amplituda oscylacji l-tego modu
$d(t)$	minimalna średnica mikro-strugi $[m]$
d_{min}	minimum średnicy mikro-strugi w chwili przerwania $[m]$
D	średnica strugi, dyszy $[m]$
l_ν	skala długości $[m]$
$L(t)$	długość mikro-strugi $[m]$
L_{max}	długość mikro-strugi w chwili przerwania $[m]$
P_∞	ciśnienie zewnętrzne gazu $[Pa]$
r	współrzędna radialna $[m]$
r_j	promień strugi, dyszy wypływowej $[m]$
$R(\theta, t)$	funkcja konturu kropli
R_0	promień niezdeformowanej kropli $[m]$
Re	liczba Reynoldsa
t	czas $[s]$
t_ν	skala czasowa $[s]$
V	prędkość kropli $[m/s]$
V_j	prędkość wypływu strugi $[m/s]$
X	koncentracja masowa gazu w atmosferze zewnętrznej [0-1]
y	odległość radialna od osi strugi $[m]$
Y	bezwymiarowa odległość od osi strugi
z	współrzędna równoległa do osi strugi $[m]$
Z	bezwymiarowa odległość równoległa do osi strugi
Symbole greckie	
θ	kąt systemu współrzędnych biegunowych
Θ	temperatura $[K]$
λ	współczynnik przewodnictwa cieplnego [W/Km]
ν	lepkość kinematyczna cieczy $[m^2 s^{-1}]$
ϱ	gęstość $[kg\, m^{-3}]$
σ	napięcie powierzchniowe $[N\, m^{-1}]$
Ω	częstotliwość oscylacji kropli

Podziękowania

Autor niniejszej pracy pragnie w tym miejscu podziękować wszystkim osobom i instytucjom, z którymi współpraca przyczyniła się do realizacji przedsięwziętych zamierzeń.
Szczególne podziękowania pragnąłbym przekazać mojemu długoletniemu opiekunowi naukowemu Prof. dr Władysławowi Fiszdonowi za liczne rady i słowa poparcia w trakcie pracy badawczej.
Za podobną zachętę, pomoc i krytyczne uwagi, szczególnie w ostatniej fazie realizacji pracy, chciałbym w tym miejscu podziękować Prof. dr hab. Henrykowi Zorskiemu.
Niniejsza praca jest rezultatem badań realizowanych przez autora w latach 1985-1994 podczas pobytu w Instytucie Max-Plancka w Getyndze. Możliwości, jakie stworzył ten pobyt, szczególnie eksperymentalne, są nie do przecenienia. Za ten ważny okres dziękuje ówczesnemu dyrektorowi Prof. E.-A. Müllerowi i jego współpracownikom Prof. G.E.A. Meierowi i Prof. F. Obermeierowi.
Mojemu niemieckiemu koledze i przyjacielowi Dipl. Phys. Winfridowi Hillerowi należą się szczególne podziękowania za ciągłą pomoc w realizacji eskperymentów i pokonywaniu niezliczonych pozornie błahych problemów, jakie spotyka się w każdym kraju w laboratorium i poza nim.
„Last but not least“ podziękowanie kieruję do moich byłych studentów, Dipl. Phys. B. Stückrada, D. Brühna oraz Dr. E. Beckera, bez których współpracy zrealizowanie wielu zamierzeń nie byłoby możliwe.
Większość przedstawionych badań powstała w ramach dwóch realizowanych przez autora projektów naukowych finansowanych przez Niemiecki Komitet Naukowy - DFG (*Deutsche Forschungsgemeinschaft*), za co chciałbym w tym miejscu również złożyć podziękowanie.

Literatura

[1] Basaran O.A. 1992, Nonlinear oscillations of viscous liquid drops, J.Fluid Mech. **241**, 169–198.

[2] Becker E. 1991, Nichtlineare Tropfenschwingungen unter Berücksichtigung von Oberflächenspannung und Viskosität / Nonlinear oscillations of viscous droplets driven by surface tension. Praca doktorska. Mitteilungen aus dem Max–Planck–Institut für Strömungsforschung **104**, Edt. E.-A. Müller MPI Göttingen.

[3] Becker E., Hiller W.J., Kowalewski T.A. 1991, Experimental and theoretical investigation of large amplitude oscillations of liquid droplets. J.Fluid Mech. **231**, 189-210.

[4] Becker E., Hiller W.J., Kowalewski T.A. 1994, Nonlinear dynamics of viscous droplets. J.Fluid Mech. **258**: 191–216.

[5] Becker E., Brosa U., Kowalewski T.A 1994, Reduction of nonlinear dynamic systems, Computer Assisted Mechanics and Eng. Sci., **1**, 39-48.

[6] Bogy D.B. 1979, Drop formation in a circular liquid jet, Annu. Rev. Fluid Mech. **11**, 207-228.

[7] Brosa, U. 1986, Linear analysis of the currents in a pipe. Z. Naturforsch. **41a**, 1141-1153.

[8] Brosa, U. 1988, Strongly dissipative modes. Nieopublikowany manuskrypt, Universität Marburg.

[9] Brüschweiler H. 1975, Eigenschaften und biologisches Abbauverhalten von grenzflächenaktiven Verbindungen (Tensiden). Chimia, **1**, 31–42.

[10] Carlslaw H.S., Jaeger J.C. 1959, Conduction of heat in solids, Oxford University Press, London, 2nd ed., 188-213.

[11] Chandrasekhar S. 1961, Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability, 466-477. Oxford: Clarendon Press.

[12] Charwat A.F., Russali R.R. 1981, On the disintegration of superheated capillary jets, Phys. Chem. Hydrodyn. **2**, 55–60.

[13] Chaudhary K.C., Redekopp L.G. 1980, The nonlinear capillary instability of a liquid jet. Part 1. Theory, J. Fluid Mech., **96**, 257-274.

[14] Chaudhary K.C., Maxworthy T. 1980, The nonlinear capillary instability of a liquid jet. Part 2. Experiments on jet behaviour before droplet formation, J. Fluid Mech., **96**, 275-286.

[15] Chaudhary K.C., Maxworthy T. 1980, The nonlinear capillary instability of a liquid jet. Part 3. Experiments on satellite drop formation and control, J. Fluid Mech., **96**, 287-297.

[16] Chaves U., Kowalewski T.A., Speckmann H.-D., Meier G.E.A. 1987, Freistrahlversuche zum genauen Einsatz der Verdampfungseffekte bei Einspritzung von verschiedenen motorischen Kraftstoffen, Bericht 102/1987, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Göttingen.

[17] Chaves U., Kowalewski T.A., Meier G.E.A. 1987, Untersuchung des Verdampfungsverhaltens von Einspritzstrahlen in einem Saugrohrmodell, Bericht 103/1987, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Göttingen.

[18] Chaves U., Kowalewski T.A., Kurschat T., Meier G.E.A. and Müller E.-A., 1988 Similarity in the behaviour of initially saturated liquid jets discharging through a nozzle, Chem. Physics **126**, 137–143.

[19] Cram L.E. 1984, A numerical model of droplet formation, Computational Techniques & Applications: CTAC-83, 182-188, Edts.: J. Noye & C. Fletcher, Elsevier Scs. Publ., North-Holland.

[20] Daidizić H., Stadler R., Dominick J. 1994, Experimental techniques for measurements of droplet evaporation, Proc. of ICLASS-94, Rouen (France), July 1994, 875-882.

[21] Defay R., Hommelen J.R. 1959, The importance of diffusion in the adsorption process of some alcohols and acids in dilute aqueous solutions. J. Coll. Sci. **14**, 411–418.

[22] Defay R. and Pétré G. 1971, Dynamic Surface Tension in Surface and Colloid Science, ed. E. Matijević, Wiley-Intersc.

[23] Eggers J. 1993, Universal pinching of 3D axisymmetric free-surface flow, Phys. Rev. Letters **71**, 3458-3460.

[24] Eggers J., Dupont T.F. 1994, Drop formation in a one-dimensional appoximation of the Navier-Stokes equation, J. Fluid Mech. **262**, 205-221.

[25] Foote G.B. 1973, A numerical method for studying simple drop behaviour: simple oscillation, J. Comput. Phys. **11**, 507-530.

[26] Frumkin A. 1925, Die Kapillarkurve der höheren Fettsäuren und die Zustandsgleichung der Oberflächenschicht. Zeitschrift für Physikalische Chemie **116**, 466–484.

[27] Fuchs H., Legge H. 1979, Flow of a water jet into vacuum, Acta Astronautica, **6**, 1213-1226.

[28] Garrett P.R., Ward D.R. 1989, A reexamination of the measurement of dynamic surface tensions using the maximum bubble pressure method. J. Colloid Interface Sci. **132**, 475–490.

[29] Goedde E.F., Yuen M.C. 1970, Experimets on liquid jet instability, J. Fluid Mech. **40**, 495-511.

[30] Gyarmathy G. 1982, The spherical droplet in gaseous carrier streams: Review and synthesis, Multiphase Science and Technology **vol. 1**, Eds. Hewitt G.F., Delhaye J.M., Zuber N., Hemisphere, 99-279.

[31] Harkins W.D., Jordan H.F. 1930, A method for determination of surface and interfacial tension from the maximum pull on a ring. J. Am. Chem. Soc., **52**, 1751–1772.

[32] Hickman K. 1952, Surface behaviour in the pot still, Ind. Engng Chem., **44**, 1892-1902.

[33] Hiller W.J., Koch St., Kowalewski T.A. Stella F. 1993, Onset of natural convection in a cube, Int. J. Heat Mass Transfer, **13**, 3251–3263.

[34] Hiller W.J., Kowalewski T.A. 1987, Eine einfache Hochgeschwindigkeitskamera mit CCD-Sensor, Bericht 8/1987, Max-Planck- Institut für Strömungsforschung, Göttingen.

[35] Hiller W.J., Kowalewski T.A. 1988, An optical method for surface tension measurements of dispersed liquid droplets, Proc. of ICALEO'87, 6th Int. Congress on Application of Laser and Electro-Optics, Optical Methods in Flow and Particle Diagnostics, vol. 63. Ed. W. Stevenson, Publ. Laser Institut of America, 106-110, Toledo (USA).

[36] Hiller W.J., Kowalewski T.A. 1989, Application of the frame transfer charge-coupled device for high speed imaging, Optical Eng. **28** 197-200.

[37] Hiller W.J., Kowalewski T.A. 1989, Surface tension measurements by the oscillating droplet method. Phys. Chem. Hydrodyn. **11**, 103-112.

[38] Hiller W.J., Kowalewski T.A. 1989, Optical investigation of oscillating liquid droplets, ZAMM **69**, 629-630.

[39] Hiller W.J., Kowalewski T.A. 1989, Experimental analysis of free oscillating liquid drops, Proceedings of the 10th Australasian Fluid Mechanics Conference, University of Melbourne, Dec. 1989, 7.21 -7.24.

[40] Hiller W.J., Kowalewski T.A. 1989, Liquid microjets - a useful tool for the measurement of material properties, Proc. of the 10th ABCM Mechanical Engineering Conf., Rio de Janeiro (Brasil), Dec. 1989, Eds. M. Hirata et al., 423 - 426, COPPE/UFRJ.

[41] Hiller W.J., Kowalewski T.A., Tatarczyk Th. 1993, High speed frame transfer CCD, Proc. 20th Int. Congr. of High Speed Photography and Photonics, 21-25, Sept. 1992 Victoria, Canada, Edt. SPIE Vol. 1801, 595–601, Washington.

[42] Hiller W.J.; Kowalewski T.A., Stasicki B. 1989, Schnelle Bildaufzeichnung mit CCD-Kameras und gepulsten LEDs. Laser und Optoelektronik **21**, 64–68.

[43] Hiller W.J. Kowalewski T.A., Llorach Forner V., Stückrad B., Behnia M. 1992, Charge-coupled devices in flow visualisation. Proceedings of The Sixth International Symposium on Flow Visualisation, Yokohama 1992, Eds. Tanida Y. & Miyashiro H., Springer-Verlag, 695–699.

[44] Hiller W., Lent H.-M. Meier G.E.A., Stasicki B. 1987, A pulsed light generator for high speed photography. Exp. Fluids **5**, 141-144.

[45] Hubbard G.L., Denny V.E., Mills A.F. 1975, Droplet evaporation: Effects of transient and variable properties, Int. J. Heat Mass Transfer **18**, 10003-8.

[46] Keller J.B., Miksis, 1983, Surface tension driven flows, SIAM J. Appl. Maths. **43**, 268-277.

[47] Keller J.B., Rubinow S.I., Tu Y.O. 1973, Spatial instability of a jet, Phys. of Fluids **16**, 2052-2055.

[48] Kelvin, Lord 1890, Oscillations of a liquid sphere, Mathematical and Physical Papers **3**, 384-386, Clay & Sons.

[49] Kowalewski T.A., Bruhn D. 1994, Nonlinear Oscillations of Viscous Droplets, Proc. of Japanese-Centr. European Workshop on Adv. Comp. in Eng., Pułtusk, Wrzesień 1994, w druku.

[50] Kowalewski T.A., Hiller W.J., 1991, Unsteady droplet evaporation, Proc. of 11th ABCM Mech. Eng. Conf. São Paulo (Brasil), Dec. 1991, **vol.2**, 17–20, Ed. Esp. da Revista Brasileira de Ciências Mecânicas, São Paulo.

[51] Kowalewski T.A., Hiller W.J., 1992, Transient effects by evaporation from oscillating drops, manuskrypt referatu przestawionego na XVIIIth IUTAM Congress w Haife, Aug. 22-28.

[52] Kowalewski T.A., Hiller W.J., Behnia M. 1992 Behaviour of small diameter evaporating jets, Proceedings of the 11th Australasian Fluid Mechanics Conference, University of Tasmania, Hobart, Australia, 14-18. Dec. 1992, 905–908, UT Hobart.

[53] Kowalewski T.A., Hiller W.J., Behnia M. 1993, An experimental study of evaporating small diameter jets, Physics of Fluids A **5**, 1883–1890.

[54] Kurzweg U.H., de Zhao L. 1984, Heat transfer by high-frequency oscillations: A new hydrodynamic technique for achieving large effective thermal conductivities, Phys. Fluids **27**, 2624-2627.

[55] Lamb H. 1932, Hydrodynamics, 6th ed., 473-475 & 639-641. Cambridge University Press.

[56] Landau L. Lifszic E. 1958, Mechanika ośroków ciągłych, p.593, PWN Warszawa.

[57] Lundgren T.S., Mansour N.N. 1988, Oscillation of drops in zero gravity with weak viscous effects. J.Fluid Mech. **194**, 479-510.

[58] Masson D.; Diedrich K., Rehm G., Stefan M., Schulze-Mosgau, H. 1977 Die Messung der Oberflächenspannung im Fruchtwasser als einfache Methode zur Bestimmung der fetalen Lungenreife. Geburtshilfe und Frauenheilkunde 37, 57–63.

[59] Marston P.L., Apfel R.E. 1979, Acoustically forced shape oscillations of hydrocarbon drops levitated in water, J. Colloid and Int. Scis. **68**, 280-286.

[60] McCarthy M.J., N.A. Molloy, N.A. 1974, Review of stability of liquid jets and the influence of nozzle design, The Chem. Eng. J. **7** 1–20.

[61] Möhring, W.; Knipfer, A. 1993, A model for nonlinear axisymmetric droplet vibrations, Physica D, **64**, 404–419.

[62] Muntz E.P., Orme M. 1987, Characteristics, control, and uses of liquid streams in space, AIAA J., **25**, 746-756.

[63] Natarajan, R., Brown, R.A. 1987 Third-order resonance effect and the nonlinear stability of drop oscillation. J.Fluid Mech. **183**, 95-121.

[64] Palmer H.J. 1976, The hydrodynamic stability of rapidly evaporating liquids at reduced pressure, J. Fluid Mech. **75**, 487–511.

[65] Patzek T.W., Brenner R.E., Basaran O.A., Scriven L.E. 1991 Nonlinear oscillations of inviscid free drops. J. Comp. Physics **97**, 489-515.

[66] Peregrine D.H., Shoker G., Symon A. 1990, The bifurcation of liquid bridges, J. Fluid Mech. **212**, 25.

[67] Prosperetti, A. 1977, Viscous effects on perturbed spherical flows. Quart. Appl. Math. **35**, 339-352.

[68] Prosperetti, A. 1980, Normal-mode analysis for the oscillations of a viscous liquid drop immersed in another liquid. J. Mec. **19**, 149-182.

[69] Prosperetti, A. 1980, Free oscillations of drops and bubbles: the initial-value problem. J.Fluid Mech. **100**, 333-347.

[70] Prosperetti A., Plesset M.S. 1984, The stability of an evaporating liquid surface, Phys. Fluids **27**, 1590–1602.

[71] Rayleigh J.W.S. 1878, On the instability of jets. Proc. Lond. Math. Soc. **10**, 4-13.

[72] Rayleigh J.W.S. 1879 On the capillary phenomena of jets. Proc. R. Soc. Lond. **29**, 71-97.

[73] Rasmussen D.H. 1986 Dynamic surface tension and classical nucleation theory. J. Chem. Phys. 4, 2272–2276.

[74] Reid W.H. 1960, The oscillation of viscous liquid drop, Quart. Appl. Math. **18**, 86-89.

[75] Sharma A., Ruckenstein E. 1988, Dynamics and lifetimes of thin evaporating liquid films: Some non-linear effects, Phys. Chem. Hydrodyn. **10**, 675–691.

[76] Shi X.D., Brenner M.P., Nagel S.R. 1994, A cascade of structure in a drop falling from a faucet, Science (przesłane do publikacji).

[77] Tjahjadi M., Stone H.A., Ottino J.M. 1992, Satellite and subsatellite formation in capillary breakup, J. Fluid Mech **243**, 297-317.

[78] Trinh, E.; Wang, T.G. 1982, Large-amplitude free and driven drop-shape oscillations: experimental observations, J. Fluid Mech., **122**, 315–338.

[79] Tsamopoulos, J.A.; Brown, R.A. 1983, Nonlinear oscillations of inviscid drops and bubbles, J. Fluid Mech., **127**, 519–537.

[80] Stone H. 1994, Dynamics of drop deformation and breakup in visous fluids, Annu. Rev. Fluid Mech. **26**, 65-102.

[81] Strani M., Sabetta F. 1988: Viscous oscillations of a supported drop in an immiscible fluid. J.Fluid Mech. 189, 397–421.

[82] Stückrad B., Hiller W.J., Kowalewski T.A. 1993, Measurement of dynamic surface tension by the oscillating droplet method. Exp. in Fluids, **15**: 332-340.

[83] Tsamopoulos J.A., Brown R.A. 1983, Nonlinear oscillations of inviscid drops and bubbles. J.Fluid Mech. **127**, 519-537.

[84] Wang C.H., Law C.K. 1985, Microexplosion of fuel droplets under high pressure, Combust. Flame, **59**, 53-62, 1985.

[85] Ward A.F.H., Tordai L. 1946, Time-dependence of boundary tensions of solutions. J. Chem. Phys. 7, 453–461.

[86] Xu J.-J., Davis S.H. 1985, Instability of capillary jets with thermocapillarity, J.Fluid Mech. **161**, 1–25.

[87] Yao S.-C., Schrock V.E. 1976, Heat and mass transfer from freely falling drops, J. Heat Transfer Trans. ASME **98**, 120-125.

[88] Yao L.-S., Berger S. 1978, Flow in heated curved pipes, J. Fluid Mech. **88**, 339-354.

[89] Yarin A.L. 1982, Stationary configuration of fibres formed under nonisothermal conidtons, J. Appl Mech. and Techn. Phys. **23**, 865-870.

[90] Yarin A.L. 1993, Free liquid jets and films: hydrodynamics and rheology, p.13, Longman Sci. & Techn., Essex.

[91] Yarin A.L. 1993, Instability of rapidly evaporating liquids jets and droplets. Theoretical study. Ber. 17/1993, Max–Planck–Institut für Strömungsforschung, Göttingen.

Spis treści