3. Niestabilność strugi cieczy wywołana parowaniem

Niestabilność kolumny cieczy, która jest przyczyną rozpadu strugi, może być dodatkowo zmodyfikowana jeśli powierzchnia znajduje się w warunkach nierównowagi termodynamicznej. Taka nierównowaga ma miejsce jeśli np. temperatura cieczy różni się od temperatury otaczającego ją gazu. Zmiany temperatury spowodowane przewodnictwem czy promieniowaniem powodują niejednorodność napięcia powierzchniowego. To z kolei może w poważnym stopniu zmienić charakter niestabilności tej powierzchni. W praktyce mamy często do czynienia z nierównowagą termodynamiczną na powierzchni strugi, jeśli ciecz paruje. Ma to miejsce, gdy ciśnienie parcjalne par cieczy w otaczającym ją gazie jest niższe od ciśnienia pary nasyconej przy danej temperaturze. Zależnie od stopnia tej nierównowagi obserwujemy bardziej lub mniej gwałtowne zmiany na powierzchni strugi, przechodzące w skrajnym przypadku do wybuchowego rozerwania strugi wskutek gwałtownego parowania jednorodnego w całej objętości cieczy.

Niestabilności spowodowane parowaniem powierzchni są od lat przedmiotem zainteresowania środowisk naukowych ze względu na ich znaczenie w szeregu praktycznych zastosowań. Z jednej strony, poszukuje się metod jak najlepszego odparowania cieczy (np. silniki na paliwo ciekłe) [16, 17, 18], starając się dzięki dodatkowej niestabilności strugi cieczy uzyskać poprawę jej atomizacji. Z drugiej strony niestabilność strugi spowodowana efektami termodynamicznymi może być niepożądana (np. wyciąganie włókien tekstylnych, produkcja światłowodów [89], czy też wytryskiwanie wód odpadowych w stacjach kosmicznych [27, 62]).

W niniejszym rozdziale przedstawiono niektóre z aspektów niestabilności parującej strugi, obserwowane w eksperymentach przeprowadzonych dla laminarnej strugi alkoholu etylowego, eteru i roztworu obu składników (1:1 objętościowo). Część rezultatów badań została zaprezentowana w artykule zamieszczonym w Physics of Fluids [53] oraz materiałach 11AFMC [52] i zostanie tu omówiona dość skrótowo celem uniknięcia nadmiernych powtórzeń.

3.1 Obserwacje strug parującej cieczy

Zasadnicza część aparatury i techniki pomiarowej wykorzystanej przy badaniach odpowiada omówionej w rozdz. 1 na początku pracy. Ponieważ niestabilność strugi obserwowana podczas gwałtownego parowania cieczy nie ma charakteru osiowosymetrycznego, do większości obserwacji wykorzystywano dwie umieszczone

Ciecz	ν	σ	ϱ	P_s	h	r_j	V_j
	$[mm^2/s]$	$[mN/m]$	$[kg/m^3]$	$[kPa]$	$[J/g]$	$[\mu m]$	[m/s]
A - Alkohol	1,48	22,5	803	5,9	929	50-200	2-12
E - Eter	0,33	17,0	714	58,8	379	50-200	1-10
A+E	0,92	20,1	760	-	-	50-100	1-5

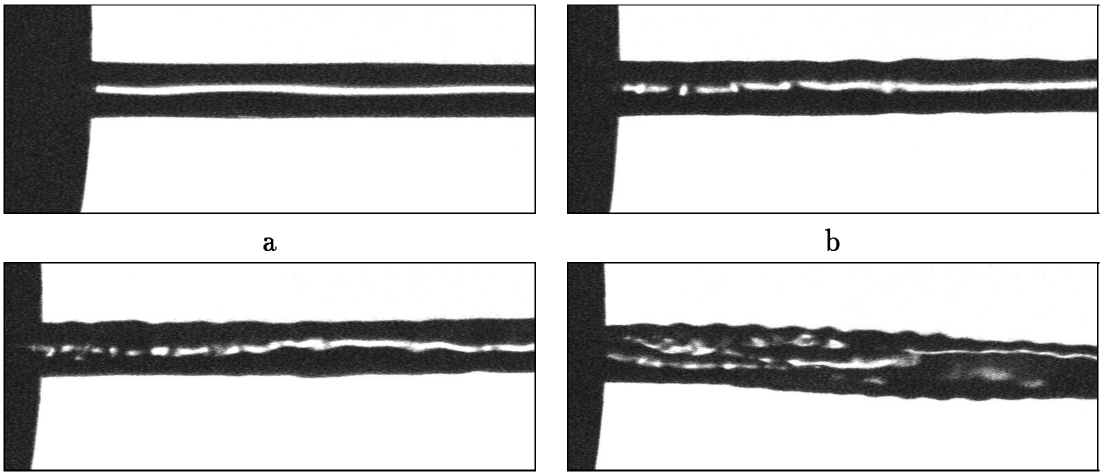
Tablica 3.1: *Podstawowe parametry badań; kolejno lepkość, napięcie powierzchniowe, gęstość, ciśnienie par nasyconych i ciepło parowania cieczy oraz promień strugi i jej prędkość wypływu (zakres zmian).*

prostopadle do siebie kamery CCD. Porównanie obu obrazów, często wykonanych z innym powiększeniem, pozwala lepiej zrozumieć charakter obserwowanych zmian powierzchni. Eksperymenty przeprowadzono zarówno w warunkach parowania dyfuzyjnego w atmosferze gazu obojętnego ($X = 1$) pod normalnym i obniżonym ciśnieniem jak i dla obniżonego ciśnienia w atmosferze par własnych ($X = 0$). Typowa średnica strugi cieczy wynosiła $100 - 400\mu m$, prędkość wypływu strugi rzędu $5m/s$. Te parametry pozwalały utrzymać przepływ w zakresie laminarnym dla całego zakresu badań, eliminując nie interesujące nas w tym momencie zaburzenia powierzchni wywołane samym przepływem. Wszystkie pomiary zostały przeprowadzone w temperaturze pokojowej, tzn. początkowa temperatura gazu i cieczy wynosiła $293K$. Zastosowane ciecze (alkohol etylowy i eter) różnią się głównie ciśnieniem pary nasyconej P_s i ciepłem parowania h. Podstawowe parametry charakteryzujące eksperymenty zostały przedstawione w tablicy 3.1.
Rezultaty obserwacji możemy podsumować następująco:

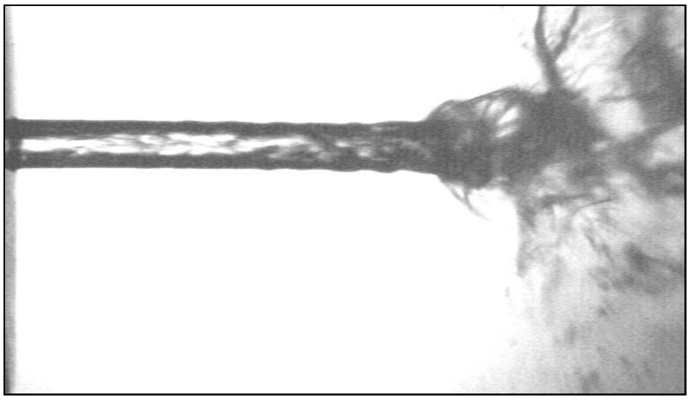
- Dla dyfuzyjnie parującej strugi eteru w powietrzu ($P_\infty = 100kPa$) obserwowane zaburzenia powierzchni mają charakter fal powierzchniowych, o małej długości rzędu ułamków średnicy strugi. Rys. 3.1 pokazuje przykład pojawiania się zaburzeń powierzchni strugi wskutek parowania. W eksperymencie intensywność parowania była powiązana z prędkością wypływu strugi (wzrost względnej prędkości ciecz-gaz), powodującej intensyfikacje procesu wymiany masy. Obserwowano wzrost amplitudy zaburzeń powierzchni ze wzrostem tej prędkości. Również powiększenie średnicy strugi miało dodatni wpływ na pojawianie się zaburzeń powierzchni. Kontrolne pomiary przeprowadzone dla strugi eteru w atmosferze pary nasyconej nie wykazały istnienia tych charakterystycznych zaburzeń powierzchni, potwierdzając tym samym hipotezę, że to intensywne parowanie powierzchni jest ich źródłem. Zauważono również, że zaburzenia pojawiające się na powierzchni strugi praktycznie natychmiast po jej utworzeniu mogą ulec stłumieniu w miarę wzrostu odległości od dyszy. Jest to spowodowane tworzeniem się wokół strugi warstwy gazu o powiększonej koncentracji pary eteru, hamującej w rezultacie dalsze parowanie.

  Obniżenie ciśnienia gazu otaczającego strugę powoduje, że proces parowania cieczy ulega znacznemu zintensyfikowaniu. Dla cieczy o wysokim ciśnieniu par, jaką jest eter, już przy ciśnieniu otoczenia poniżej $5kPa$ obserwujemy silne zaburzenia kierunku strugi, nieregularne niestabilności powierzchni, które dla niższych ciśnień powodują rozerwanie powierzchni (por. rys. 3.2).

- Badania dla substancji mniej lotnej, jaką jest alkohol etylowy pokazały, że

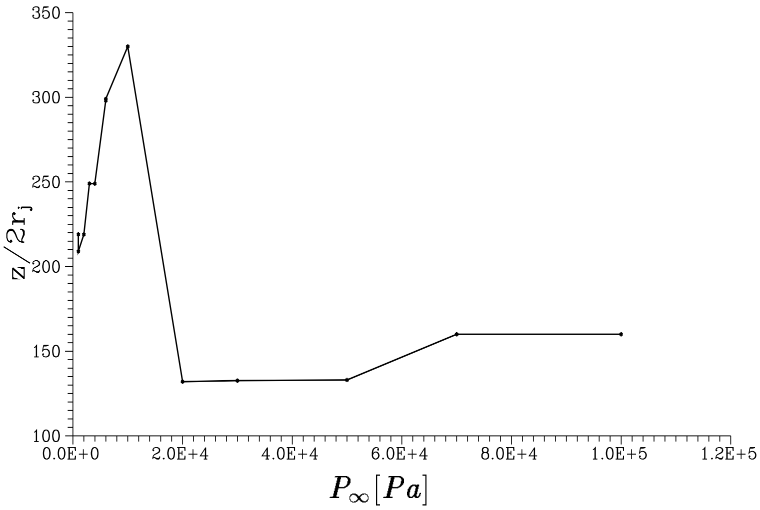


Rysunek 3.1: *Struga eteru w powietrzu;* $r_j = 50\mu m$, $P_\infty = 100kPa$, $X = 1$. *Wzrost zaburzeń powierzchni z prędkością wypływu: (a)* $V_j = 5m/s$, *(b)* $V_j = 5{,}6m/s$, *(c)* $V_j = 7{,}5m/s$, *(d)* $V_j = 10m/s$.



Rysunek 3.2: *Struga eteru w powietrzu o obniżonym ciśnieniu;* $r_j = 38\mu m$, $P_\infty = 5kPa$, $X = 1$, $V_j = 5m/s$. *Rzeczywista szerokość kadru 0,9mm.*

parowanie może mieć również wpływ stabilizujący na kształt strugi. Stwierdzono istnienie długich, stabilnych strug alkoholu nawet dla ciśnienia zewnętrznego obniżonego do $100Pa$. Długość poddawanej kontrolowanym zaburzeniom strugi alkoholu, mierzona w funkcji ciśnienia zewnętrznego gazu pokazuje maksimum dla niskich ciśnień (por. rys. 3.3). Wskazuje to na stabilizujący efekt silnego schłodzenia powierzchni, przy braku destabilizującego ją gwałtownego parowania. Dla ciśnienia zewnętrznego poniżej ciśnienia pary cieczy struga alkoholu jest jednak termodynamicznie niestabilna. Pojawienie się zaburzenia powierzchni powoduje jego natychmiastowe wzmocnienie i propagacje silnych deformacji kształtu i toru strugi. Ilustruje to rys. 3.4. Obecność w cieczy centrów nukleacji powoduje tworzenie się w objętości strugi pęcherzy pary, które po osiągnięciu rozmiarów przekraczających jej średnicę prowadzą do rozerwania powierzchni (rys. 3.5). Proces ten ma charakter stochastyczny i zależnie od stopnia czystości cieczy



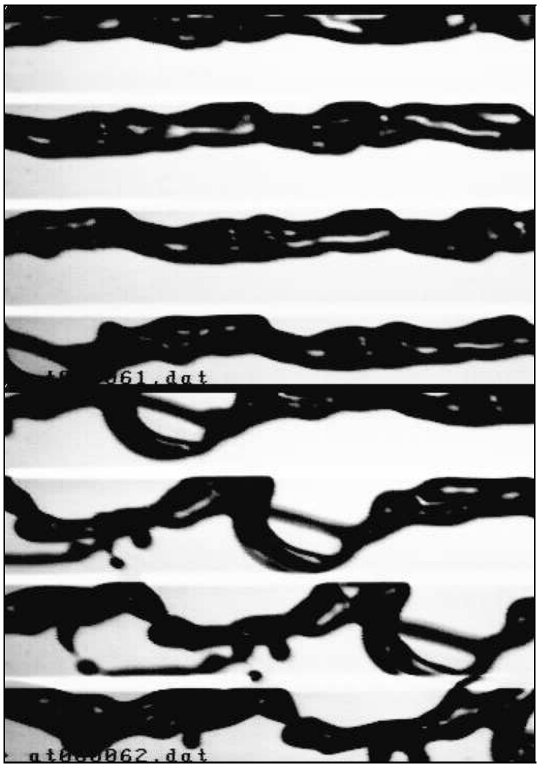
Rysunek 3.3: *Względna długość strugi alkoholu w funkcji ciśnienia zewnętrznego P_∞; $r_j = 0,1mm$, $V_j = 11m/s$, $X = 1$.*

przy tych samych warunkach można obserwować długie, stabilne strugi lub ulegające natychmiastowemu rozpadowi. Interesujące jest, że w pewnych warunkach powierzchnia strugi po jej rozerwaniu zachowuje stosunkowo długo (kilka sekund) swój zdeformowany kształt. Efekt ten jest prawdopodobnie wywołany stabilizującym wpływem strumienia pary wydostającej się z wnętrza strugi, „nadmuchującym" silnie schłodzoną, a więc stosunkowo lepką „firankowatą" pozostałość rozerwanej powierzchni (rys. 3.6).

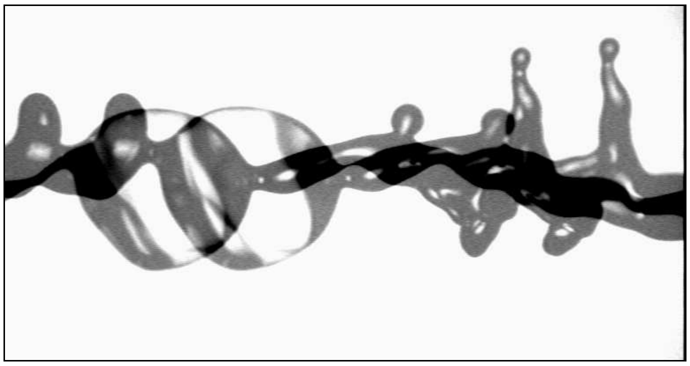
- W warunkach obniżonego ciśnienia pojawia się inny interesujący mechanizm niestabilności, zaobserwowany dla strugi alkoholu, a polegający na zaburzeniu kierunku jej ruchu. Badana struga w pewnym punkcie ulega „ugięciu" i taka jej postać pozostaje stabilna przez wiele sekund lub nawet minut (rys. 3.7a). Efekt ten jest prawdopodobnie wywołany lokalną nierównomiernością temperatury powierzchni, powodującą asymetrię napięcia powierzchniowego, która to deformuje kształt strugi. Ta asymetria jest z kolei podtrzymywana przez zmodyfikowane zmianą przepływu warunki wymiany ciepła między wnętrzem strugi a powierzchnią. Próbę numerycznego modelowania tego zjawiska omówimy w następnej części.

- Parowanie mieszaniny cieczy różniących się znacznie ciśnieniem pary charakteryzuje się zmiennością warunków termodynamicznych zarówno w objętości jak i w czasie. W przypadku strugi, początkowo jednorodna mieszanina wskutek odparowywania składnika bardziej lotnego zmienia swój skład. Powierzchnia strugi zostaje silnie schłodzona, a dodatkowo występujący tam spadek koncentracji lotnego składnika znacznie spowalnia procesy parowania. Z drugiej strony „gorące" wnętrze strugi jest nadal bogate w składnik lotny, powoli dyfundujący w kierunku zubożonej powierzchni. Stwarza to sytuację sprzyjającą tworzeniu się we wnętrzu pęcherzy pary składnika lotnego i wybuchowemu rozpadowi strugi (tzw. mikro-eksplozje [84]). Zjawisko takie było również obserwowane w obecnych eksperymentach.

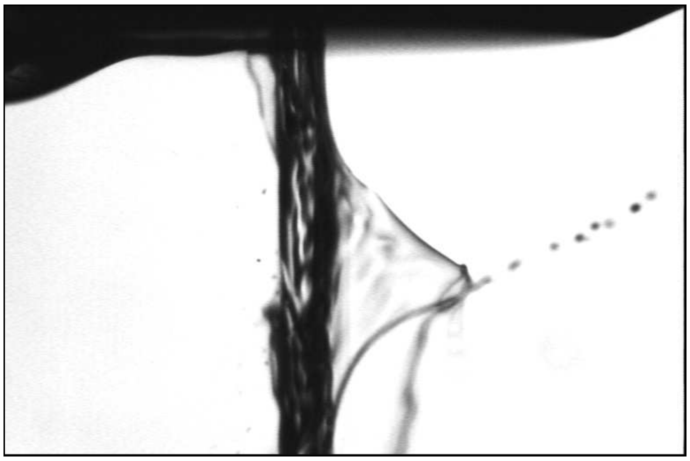
Zasadnicza zauważona różnica pomiędzy niestabilnością czystej cieczy (eteru), a jego



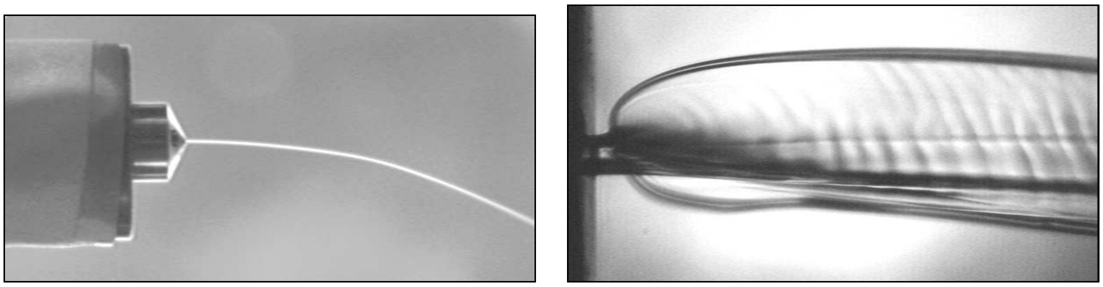
Rysunek 3.4: *Propagacja zaburzeń powierzchni parującej strugi alkoholu zarejestrowana techniką „Frame-Transfer". Czas narasta od górnego zdjęcia, interwał czasowy* $19,6\mu s$, $r_j = 0,1mm$, $P_\infty = 100Pa$, $X = 0$.



Rysunek 3.5: *Tworzenie się pęcherzy pary w strudze alkoholu.* $r_j = 0,1mm$, $P_\infty = 5kPa$, $X = 1$, $V_j = 12m/s$. *Podwójna ekspozycja:* $\delta t = 20\mu s$, *odległości 24mm od wylotu. Szerokość kadru 2,3mm.*



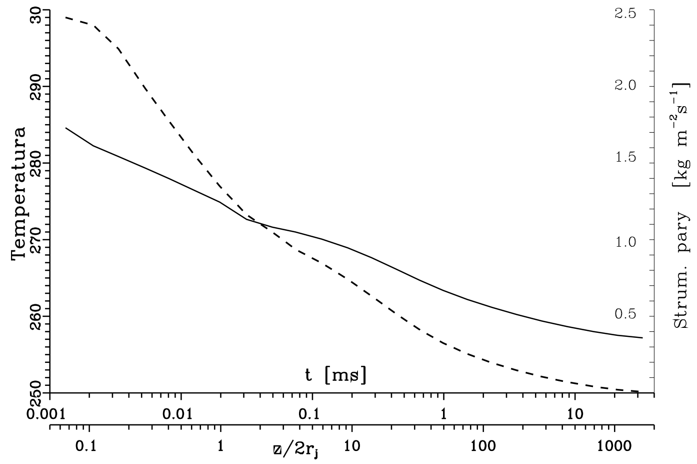
Rysunek 3.6: *Tworzenie się stabilnych błon oderwanych od silnie parującej powierzchni strugi alkoholu;* $r_j = 50\mu m$, $P_\infty = 100Pa$, $X = 0$, $V_j = 3m/s$.



a b

Rysunek 3.7: *(a) -stabilna zmiana kierunku parującej strugi alkoholu (kierunek grawitacji z lewej do prawej);* $r_j = 0,1mm$, $P_\infty = 100Pa$, $X = 1$, $V_j = 3m/s$. *(b) - tworzenie się błon dla roztworu A+E,* $r_j = 48\mu m$, $P_\infty = 100Pa$, $X = 1$, $V_j = 2m/s$.

roztworu z alkoholem, polegała na tworzeniu się quasi-stabilnych „błon“ powstałych z fragmentów schłodzonej, pozbawionej eteru pierwotnej powierzchni strugi. Błony te wskutek gwałtownego parowania rdzenia strugi ulegają silnemu odkształceniu, tworząc mniej lub bardziej regularną otoczkę pozostałości cylindrycznej strugi (por. rys. 3.7b). Zjawisko to przypomina w pewnym stopniu parowanie czystego alkoholu. Dla mieszaniny alkohol-eter proces odrywania się fragmentu powierzchni strugi ma jednak przebieg bardziej gwałtowny, a na powierzchni utworzonych błon pojawiają się charakterystyczne prążki (fale powierzchniowe). Zauważono, że fale te zanikają, jeśli zewnętrzną atmosferę nasycono parami alkoholu. Wydaje się to potwierdzać hipotezę, że obserwowane powłoki składają się z niemal czystego alkoholu pozbawionego eteru zaraz przy wylocie z dyszy, w pierwszej fazie parowania.



Rysunek 3.8: *Temperatura powierzchni (—–) i strumień masy pary (- - -) dla parującej strugi alkoholu obliczona w funkcji bezwymiarowej odległości od wylotu dla parametrów: $r_j = 50\mu m$, $P_\infty = 500 Pa$, $V_j = 5 m/s$, $X = 0$. Temperatura początkowa cieczy i gazu $293K$.*

3.2 Próba interpretacji

Brak teoretycznego opisu zjawisk przebiegających podczas parowania strugi ma swoje źródło między innymi w trudności dokładnego sprecyzowania warunków eksperymentalnych. Wielkości globalne takie jak ciśnienie otaczającego gazu, temperatura początkowa gazu i cieczy, można w eksperymencie stosunkowo łatwo kontrolować. Dla procesu parowania w warunkach nierównowagi istotna jest jednak przede wszystkim temperatura powierzchni cieczy. Znajomość rozkładu tej temperatury mogłaby pozwolić na zbadanie szeregu możliwych mechanizmów destabilizacji powierzchni. Dotychczas brak jest jednak metod pomiarowych pozwalających w sposób niezakłócający badać temperaturę parującej cieczy[1]. W takiej sytuacji rozkład temperatury w cieczy można jedynie oszacować na podstawie rozważań teoretycznych. W tym celu zbudowano prosty, jednowymiarowy model parującej strugi, którego podstawowe założenia zostały opisane w Dodatku 6.1.

3.2.1 Klasyfikacja zaburzeń parującej strugi

Wykorzystując jako dane początkowe modelu (Dodatek 6.1) znane nam warunki zewnętrzne dla parującej strugi, przeprowadzono szereg obliczeń strumienia parowania i rozkładów temperatury powierzchni i wnętrza strugi w funkcji odległości od wylotu dyszy. Przyjęty jednowymiarowy model zakłada, że przewodnictwo cieplne wzdłuż strugi możemy pominąć w porównaniu z transportem konwekcyjnym wywołanym przepływem. Warunek ten jest spełniony, jeśli prędkość przepływu jest odpowiednio duża ($V_j > 1mm/s$), co utrzymano we wszystkich omawianych eksperymentach.

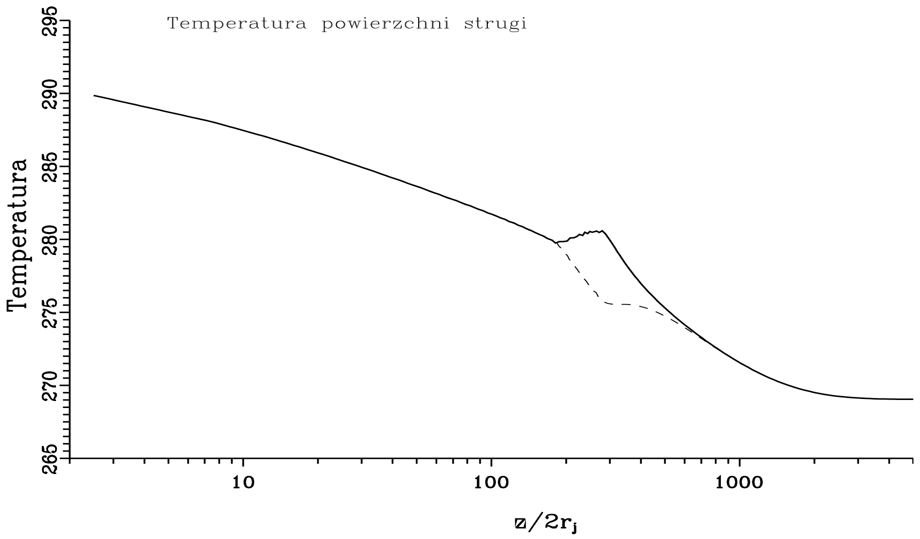
[1] W następnym rozdziale przedstawimy możliwość opracowania takiej metody, opartej na pomiarze napięcia powierzchniowego oscylującej kropli

Gaz	$P_\infty = 100kPa,\ X = 1$			$P_\infty = P_s,\ X = 1$			$P_\infty = 500Pa,\ X = 0$		
Ciecz	E_{max}	$\Delta\Theta$	Ns	E_{max}	$\Delta\Theta$	Ns	E_{max}	$\Delta\Theta$	Ns
E	$0,061$	27	WR	$0,078$	38	NW	3,1	79	NW
A	$0,0076$	15	R	$0,028$	37	RFBN	2,5	36	BRFN
A+E	–	–	R	–	–	FNW	–	–	FNW

Tablica 3.2: *Maksimum strumienia pary* $E\,[kgm^{-2}s^{-1}]$ *i maksymalny spadek temperatury powierzchni* $\Delta\Theta\,[K]$ *obliczone dla typowej strugi o promieniu* $r_j = 50\mu m$ *poruszającej się z prędkością* $V_j = 5m/s$ *oraz najczęściej obserwowany typ niestabilności -* Ns. *Przyjęta temperatura początkowa cieczy i gazu wynosi* $293K$.

Przykładowe obliczenia temperatury i strumienia pary dla strugi alkoholu wypływającej w temperaturze pokojowej do atmosfery par własnych pod ciśnieniem $500Pa$ pokazuje rys. 3.8. Możemy zauważyć, że początkowo temperatura powierzchni spada z prędkością ok. $10^3 K/s$, osiągając asymptotycznie temperaturę pary nasyconej dla danego ciśnienia. Mimo, że ten gwałtowny spadek temperatury ma miejsce jedynie w krótkiej początkowej fazie wypływu strugi, wskutek jej ruchu powstają lokalnie na powierzchni cieczy gradienty temperatury rzędu kilkuset Kelvinów na milimetr. Odpowiadające im gradienty napięcia powierzchniowego, stają się czynnikiem inicjującym pojawienie się obserwowanych w eksperymentach zaburzeń powierzchni. Oczywiście, dla warunków zewnętrznych powodujących silne parowanie, zaburzenia powierzchni mogą osiągnąć amplitudy powodujące jej całkowitą destrukcję.
Wyniki oszacowania przeprowadzonego przy pomocy powyższego modelu warunków termicznych na powierzchni strugi dla przeprowadzonych eksperymentów zebrano w tablicy 3.2, systematyzując zarazem główne charakterystyki zaobserwowanych niestabilności.
Obserwowane niestabilności strugi podzielono na pięć grup, odpowiadających zarówno różnym reżimom parowania jak i różnicom w geometrii obserwowanych deformacji strugi. Zamieszczone poniżej oznaczenie typu niestabilności zostały użyte w tablicy 3.2:

- W – krótko-falowe zaburzenia powierzchni w postaci nie-osiowo symetrycznych fal powierzchniowych (por. rys. 3.1).
- B – zmiana kierunku strugi przy jednoczesnym zachowaniu jej cylindrycznej struktury (rys. 3.7a). Zaburzenie to może być formalnie traktowane jako asymetryczne zaburzenie powierzchni.
- N – nukleacja i mikro-eksplozje pęcherzy pary.
- F – tworzenie się quasi-stabilnych błon (filmów) z rozerwanych części powierzchni strugi.
- R – „klasyczna“ niestabilność cylindrycznej strugi (Rayleigh).



Rysunek 3.9: *Obliczony rozkład temperatury powierzchni dla strugi o zakrzywieniu* $r_j/R_s = 10^{-5}$*. Widoczny asymetryczny skok temperatury dla zewnętrznej (linia ciągła) i wewnętrznej (linia przerywana) powierzchni zakrzywienia;* $r_j = 50\mu m$, $P_\infty = 3kPa$, $V_j = 1m/s$, $X = 0,5$.

3.2.2 Zakrzywienie toru parującej strugi

Jednowymiarowy model użyty powyżej z konieczności nie może dać odpowiedzi na pytanie, jakie mechanizmy umożliwiają powstanie quasi stabilnego zakrzywienia toru strugi. Jedną z hipotez jaka się narzuca, jest wpływ wtórnego przepływu cieczy, generowanego w miejscu zakrzywienia strugi, który byłby odpowiedzialny za dodatkowy transport radialny cieczy. Różnica strumienia ciepła między zewnętrzną a wewnętrzną częścią zakrzywienia strugi może powodować powstanie gradientu napięcia powierzchniowego, stabilizującego powstałą deformację. Dla zbadania tej hipotezy zbudowano dyskretny model numeryczny (Dodatek 6.2) umożliwjający przeprowadzenie symulacji warunków termicznych panujących w hipotetycznej, dwu-wymiarowej strudze. Przyjęto, że profil prędkości przepływu jest znany. Rozpatrujemy wyizolowany odcinek strugi, która na niemal całej długości ma ustalony, płaski profil prędkości. Jedynie w środkowej części rozpatrywanego odcinka wprowadzamy niewielkie zaburzenie pola prędkości odpowiadające rozwiązaniu dla przepływu w lekko zakrzywionym kanale [88]. Idee schematu obliczeniowego przedstawiono w Dodatku 6.2.

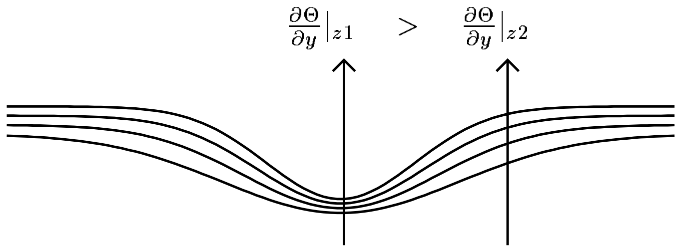
Wartość zaburzenia prędkości jest rzędu 10^{-5} prędkości głównego strumienia przepływu. Naszym celem jest znalezienie wpływu takiego zaburzenia na rozkład temperatury dla wydzielonego odcinka hipotetycznej strugi. Wprawdzie ograniczamy się tylko do dwóch wymiarów, a układ równań nie jest zbyt skomplikowany, jednak spowodowane parowaniem gradienty temperatury na powierzchni cieczy powodują, że znalezienie rozwiązania wymaga stosowania drobnej siatki dyskretnej oraz bardzo małego kroku czasowego. Powoduje to, że czasochłonność obliczeń przekracza kilkaset godzin CPU na komputerze typu stacji roboczej (IBM RS6000/350H) i praktycznie możliwe było przebadanie jedynie kilku przypadków.

Rys. 3.9 pokazuje rezultat obliczeń wykonanych dla siatki dyskretnej 151×1400 dla modelu, w którym przyjęto warunki początkowe typowe dla warunków eksperymentalnych. Możemy zauważyć, iż nawet niewielkie lokalne zaburzenie pola prędkości (rzędu 10^{-5}) powoduje, że między powierzchnią górną ($Y = 0,5$) i dolną ($Y = -0,5$) strugi (odpowiadającym wewnętrznej i zewnętrznej powierzchni zakrzywienia) pojawia się różnica temperatur ok. $6K$. Biorąc pod uwagę, że średnica strugi wynosi jedynie ułamek milimetra, taka różnica temperatur powoduje powstanie siły wywołanej gradientem napięcia powierzchniowego rzędu $0,1N$. Stwarza to możliwość powstania mechanizmu samopodtrzymującej się zmiany kierunku strugi. Warto również zwrócić uwagę, że ze względu na wymienione wyżej trudności obliczeniowe przedstawiony przypadek odpowiada parowaniu cieczy znacznie mniej intensywnemu niż ma to miejsce w opisywanych eksperymentach ($P_\infty \approx 100Pa$). Można się więc spodziewać, że występujące w rzeczywistości gradienty temperatury i napięcia powierzchniowego są znacznie silniejsze. Oczywiście powyższe uwagi należy traktować jedynie jako próbę oszacowania rzędu wielkości ewentualnych efektów deformacji strugi. Precyzyjna analiza zjawiska polegająca na rozwiązaniu trójwymiarowego pola przepływu przy swobodnej, deformowalnej powierzchni o dużych gradientach termicznych nie jest trywialnym problemem i wymagałaby zaangażowania znacznego potencjału komputerowego.

3.2.3 Możliwe mechanizmy niestabilności parującej strugi

Problem stabilności strugi cieczy w obecności istotnej wymiany masy jest zagadnieniem bardzo skomplikowanym. Problem jest silnie nieliniowy, trudny dla ilościowego opisu zarówno od strony eksperymentalnej jak i teoretycznej. Obserwacje eksperymentalne stwierdzające obecność dużych fluktuacji długości strugi przy niezmienionych lub niewiele zmienionych warunkach zewnętrznych wskazują na istnienie takich nieliniowości. Z tego względu na obecnym etapie wydaje się sensowne, aby ograniczyć nasze zainteresowanie do momentu powstania pierwszych niestabilności i wysunięcia ewentualnych hipotez interpretujących odpowiedzialne za nie mechanizmy.
Istniejące w literaturze rozważania teoretyczne nad stabilnością parujących cienkich warstw cieczy - w liniowym przybliżeniu Prosperettiego[70] i nieliniowym modelu podanym przez Sharma i Ruckensteina [75] - dają nam pewien wgląd w możliwe mechanizmy powodujące niestabilność parującej powierzchni. W pracach powyższych wskazano, że najważniejszym elementem rozwoju niestabilności jest zmienność strumienia masy na powierzchni cieczy, wywołana lokalną zmianą gradientów temperatury przy tej powierzchni. W momencie pojawienia się zaburzenia, wskutek rozciągnięcia termicznej warstwy brzegowej maleje strumień pary z lokalnego wybrzuszenia powierzchni, a rośnie w lokalnych wgłębieniach (minimach), gdzie gradient temperatury jest większy (por. rys.3.10).
Wymienia się przynajmniej trzy istotne czynniki mogące być przyczyną destabilizacji parującej powierzchni:

- Mechanizm „odrzutu“ pary spowodowany reakcją strumienia pary opuszczającej powierzchnię. Ciśnienie wywołane tą reakcją powoduje „ściskanie“ minimów powierzchni powodując ich dalsze pogłębianie odtransportowując ciecz do otaczających je maksimów.



Rysunek 3.10: *Schemat ilustrujący zaburzenia powierzchni cieczy. Lokalne wgłębienie powierzchni powoduje powstanie różnic gradientów temperatury.*

- Drugi mechanizm to naturalna degradacja minimów powierzchni wskutek większego niż dla maksimów strumienia masy pary. Powoduje to ciągłe pogłębianie raz powstałych zaburzeń.

- Jak wcześniej zauważono, warunki na powierzchni strugi cieczy w momencie opuszczenia dyszy ulegają gwałtownej zmianie, powodując pojawienie się silnych gradientów temperatury w kierunku osiowym strugi. Podobnie pojawienie się deformacji powierzchni powoduje zmianę transportu masy i lokalną zmianę temperatury powierzchni w kierunku osiowym. Istnienie takich gradientów powoduje powstanie sił wywołanych gradientem napięcia powierzchniowego (efekt Marangoniego). Przepływ cieczy spowodowany tymi siłami ma kierunek od „gorących" wgłębień do „zimnych" wzniesień na powierzchni, potęgując pierwotne zaburzenie.

Wydaje się celowe oszacowanie rzędu wielkości parametrów związanych z wymienionymi wyżej czynnikami. W tym celu jako typowe warunki panujące na powierzchni strugi przyjęto te otrzymane na podstawie obliczeń wykonanych przy pomocy wcześniej wymienionego jednowymiarowego modelu (Dodatek 6.1). Obliczenia wykonano dla strugi alkoholu etylowego o średnicy $100\mu m$ wypływającej z prędkością $5m/s$ do ośrodka o ciśnieniu par własnych $P_\infty = 500Pa$. Początkowa temperatura gazu i cieczy wynosi $293K$. Oczekiwany maksymalny strumień pary wynosi $2.5kg\,s^{-1}m^{-2}$, a odpowiadający mu spadek temperatury powierzchni $36K$ (por. rys. 3.8). Wykorzystując te wartości oraz fizyczne parametry cieczy możemy obliczyć bezwymiarowe współczynniki nieliniowego modelu Sharma i Ruckensteina zaproponowanego dla parującego filmu cieczy [75]. W rezultacie okazuje się, że jedynie człon równania związany z efektem Marangoniego jest porównywalny co do wartości z członem „naturalnej" niestabilności kapilarnej (Rayleigh). Przepływ wywołany efektem Marangoniego może więc być powodem, że zaburzenia parującej powierzchni będą ulegały niewielkiemu wzmocnieniu. Pozostałe człony równania modelu [75] są przynajmniej o dwa rzędy wielkości mniejsze i nie odgrywają istotnej roli. Model Sharma i Ruckensteina [75] dla nieruchomej cienkiej warstwy cieczy nie uwzględnia gradientów napięcia powierzchniowego istniejących w chwili początkowej na niezaburzonej powierzchni cieczy. Wzdłuż poruszającej się strugi, jak to wcześniej zauważono, pojawiają się niejednorodności temperatury, a tym samym napięcia powierzchniowego. Powstałe wskutek tego dodatkowe siły oddziaływując stycznie na powierzchnię strugi

mogą być główną przyczyną obserwowanych gwałtownych deformacji, rozwarstwienia i defragmentacji strugi.
Oceńmy rząd wielkości sił spowodowanych osiowymi gradientami temperatury dla strugi z rys. 3.8. Podczas pierwszych $100\mu s$ powierzchnia strugi poruszającej się z prędkością $5m/s$ pokonuje dystans δz rzędu kilku jej średnic. Działająca wzdłuż strugi wskutek powstałego gradientu temperatury siła Marangoniego $\frac{\partial\sigma}{\partial\Theta}\Delta\Theta\,\delta z$ jest tego samego rzędu, co siły kapilarne $r_j\sigma$ utrzymujące cylindryczną formę strugi. Jest to sytuacja wyraźnie niestabilna i pojawienie się niewielkich zaburzeń może powodować rozerwanie powierzchni. Wydaje się więc, że naprężenia powierzchni spowodowane gradientem napięcia powierzchniowego odgrywają istotną rolę w obserwowanych niestabilnościach strug.
Należy jednak zauważyć, że duże gradienty temperatury mają miejsce jedynie u wylotu dyszy. Jeśli nie doszło do początkowej destabilizacji kształtu, schłodzona powierzchnia cieczy może mieć działanie stabilizujące, umożliwiając pojawianie się długich, cylindrycznych strug przegrzanej wewnętrznie cieczy (por. rys. 3.3).
Ciekawą interpretację opisanych niestabilności kształtu strugi zaproponował Yarin [91]. W swojej aproksymacji zaburzeń powierzchni Yarin połączył niestabilność Landaua[56], wywołaną generowaniem wirowości przez strumień masy opuszczającej parującą powierzchnię z niestabilnością kapilarną Rayleigh'a. Otrzymany model wskazuje na pojawienie się nowego rodzaju nie-osiowosymetrycznego zaburzenia, narastającego wraz z „normalnymi“ zaburzeniami osiowosymetrycznymi. Porównując eksponenty wzrostu zaburzeń Yarin pokazał, że dla warunków występujących dla strugi alkoholu w niniejszych eksperymentach, asymetryczne mody zaburzeń są niestabilne i mogą powodować zakrzywienie biegu strugi. Pozostaje oczywiście otwarte pytanie, dlaczego raz powstała niestabilność prowadzi do quasi-stabilnej deformacji, utrzymującej się przez okres czasu, tak długi w stosunku do czasu charakterystycznego dla zaburzeń powierzchniowych.

3.3 Uwagi końcowe

Rezultaty przedstawionych badań wskazują, że problematyka niestabilności strug wywołanej parowaniem jest bardzo złożona. Możliwe jest pojawianie się różnych form niestabilności przy analogicznych warunkach eksperymentalnych, a nawet tworzenie się quasi-stabilnej, cylindrycznej strugi w warunkach obniżonego ciśnienia zewnętrznego, które zasadniczo sprzyja powstawaniu niestabilności.
Podsumowywując, trzeba przyjąć, że w chwili obecnej niemożliwie jest podanie jednoznacznych kryteriów czy też krytycznych wartości bezwymiarowych pozwalających przewidzieć typ niestabilności w funkcji warunków zewnętrznych. Zbyt wiele nieznanych, czy też niemożliwych do precyzyjnego określenia czynników wydaje się mieć wpływ na proces powstawania tych niestabilności. Można jedynie stwierdzić, że przy wzroście intensywności parowania, spowodowanym na przykład wzrostem prędkości strugi (eksperyment ze strugą eteru w powietrzu), czy też obniżeniem ciśnienia zewnętrznego (struga alkoholu) prawdopodobieństwo powstania pierwszych niestabilności powierzchni wzrasta.
Efekt Marangoniego spowodowany gradientami temperatury u wylotu dyszy wydaje się być głównym mechanizmem inicjującym powstanie i wzmocnienie niestabilności parującej

powierzchni. Jeśli amplituda tych pierwszych zaburzeń okaże się wystarczająco duża, inne mechanizmy dyskutowane powyżej mogą powodować dalsze narastanie deformacji powierzchni, aż do całkowitej jej destrukcji. Jedną z form takiej destrukcji jest utworzenie się quasi-stabilnych błon silnie schłodzonej cieczy otaczających główny rdzeń strugi. W takiej sytuacji możliwości opisu przy pomocy obecnych modeli teoretycznych kończą się całkowicie. Wydaje się więc, że w obecnej chwili poszerzenie wiedzy o mechanizmach związanych z pojawianiem się i rozwojem omawianych niestabilności wymaga przede wszystkim dalszych badań eksperymentalnych.