Tabela 2.2. Zestawienie głównych charakterystyk przeprowadzonych pomiarów

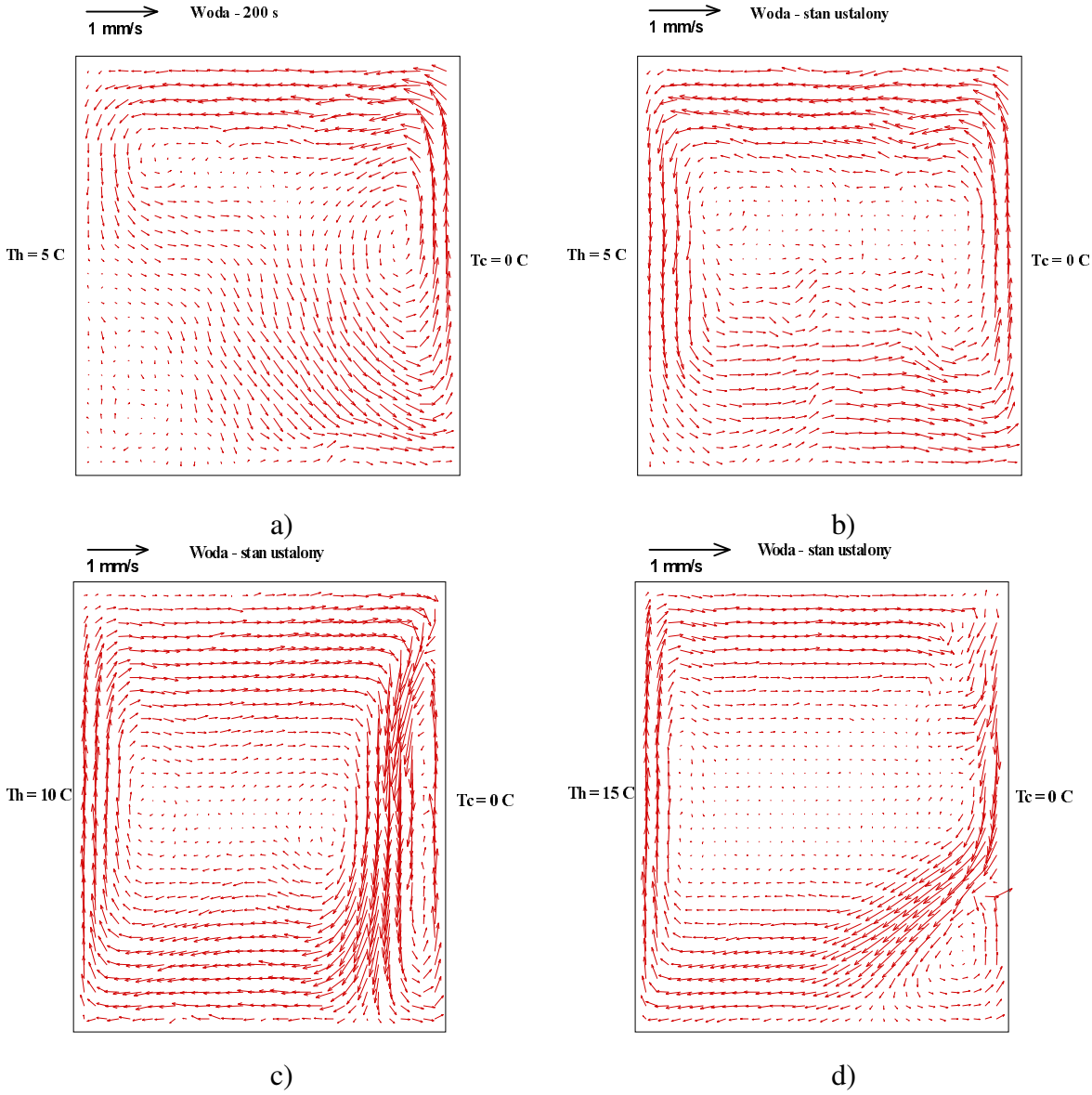
Numer eksperymentu	Grubość ścianek bocznych (czynnik opływający)	Rodzaj startu	Rodzaj eksperymentu	Temperatura T_h [°C]	Temperatura T_c [°C]	Rodzaj cząstek wskaźni-kowych	Parametr W/H
#1 (woda)	6 mm (powietrze)	"zimny"	PIV	+10°C	□10°C	Pyłek sosny	1
#2 (woda)	6 mm (powietrze)	"zimny"	PIV	+10°C	□10°C	Pyłek sosny	1
#3 (woda)	6 mm (powietrze)	"zimny"	PIV + PIT	+10°C	□10°C	TLC-B	1
#4 (woda)	6 mm (powietrze)	"ciepły"	PIV + PIT + IR	+10°C	□10°C	TLC-D	1
#5 (woda)	9 mm (woda)	"ciepły"	PIV + PIT	+10°C	□10°C	TLC-C	1
#6 (woda)	9 mm (woda)	"ciepły"	PIV + PIT	+10°C	□10°C	TLC-B	1
#7 (woda)	9 mm (woda)	"ciepły"	PIV + PIT	+10°C	□10°C	TLC-D	1
#8 (woda)	9 mm (woda)	"ciepły"	PIV	+10°C	□10°C	Lycopodium	1
#9 (woda)	9 mm (woda)	"ciepły"	Kształt lodu	+10°C	□10°C	□	1
#10 (woda)	9 mm (woda)	"ciepły"	Tory cząstek	+10°C	□10°C	Pyłek sosny	1
#11 (woda)	6 mm (powietrze)	"zimny"	PIV + PIT + IR	+10°C	0°C	TLC-C	1
#12 (woda)	6 mm (powietrze)	"zimny"	PIV	+5°C	0°C	Pyłek sosny	1
#13 (woda)	6 mm (powietrze)	"zimny"	PIV	+15°C	0°C	Pyłek sosny	1
#14 (woda)	9 mm (woda)	"ciepły"	PIV	+10°C	□10°C	Pyłek sosny	1
#15 (woda)	9 mm (woda)	"ciepły"	PIV + PIT	+10°C	□10°C	Lycopodium + TLC-D	1
#16 (woda)	9 mm (woda)	"zimny"	PIV	+10°C	□10°C	Pyłek sosny	1

Tabela 2.2. cd.

#17 (woda)	9 mm (woda)	□	PIV + PIT	+10°C	□10°C	TLC-D	1
#18 (woda)	9 mm (woda)	"zimny"	PIV + PIT	□10°C	□10°C	TLC-2,8	0,69
#19 (woda)	9 mm (woda)	□	PIV + PIT	+10°C	□10°C	TLC-4,0	0,69
#20 (n-oktadekan)	9 mm (woda)	"ciepły"	PIV	+33°C	+18°C	Pyłek sosny	1
#21 (1% NaCl)	6 mm (powietrze)	"zimny"	PIV	+10°C	□15°C	Pyłek sosny	1
#22 (1.5% i 7,5% NaCl)	6 mm (powietrze)	"zimny"	PIV	+5°C	0°C	Pyłek sosny	1
#23 (7,5% NaCl)	6 mm (powietrze)	"zimny"	PIV	+15°C	0°C	Pyłek sosny	1
#24 (1% NaCl)	6 mm (powietrze)	"zimny"	elektrody	+5°C	□5°C	□	1
#25 (1% NaCl)	6 mm (powietrze)	"zimny"	elektrody	+10°C	□5°C	□	1
#26 (1% NaCl)	6 mm (powietrze)	"zimny"	elektrody	+10°C	□□5°C	□	1
#27 (1% NaCl)	6 mm (powietrze)	"zimny"	Schlieren	+10°C	□□5°C	□	1

2.2.1. *Badanie konwekcji naturalnej*

Na początku nasze zainteresowania zostały ukierunkowane na zrozumienie nieustalonego zjawiska konwekcji naturalnej w wodzie, bliskiej przemianie fazowej. Większość eksperymentów (nr 11, nr 12, nr 13) rozpoczynała się, gdy temperatura zimnej ścianki T_c obniżała się gwałtownie do 0°C. Wewnątrz kuwety rozwijał się przepływ, aż do stanu ustalonego (ok. 1500-2000 s). Badania przeprowadzono dla różnych wartości temperatury ścianki ciepłej (T_h = 5, 10 i 15°C). Podczas eksperymentów badano wpływ efektu inwersji gęstości wody oraz termicznych warunków brzegowych na nieizotermicznych ściankach na strukturę przepływu konwekcyjnego.

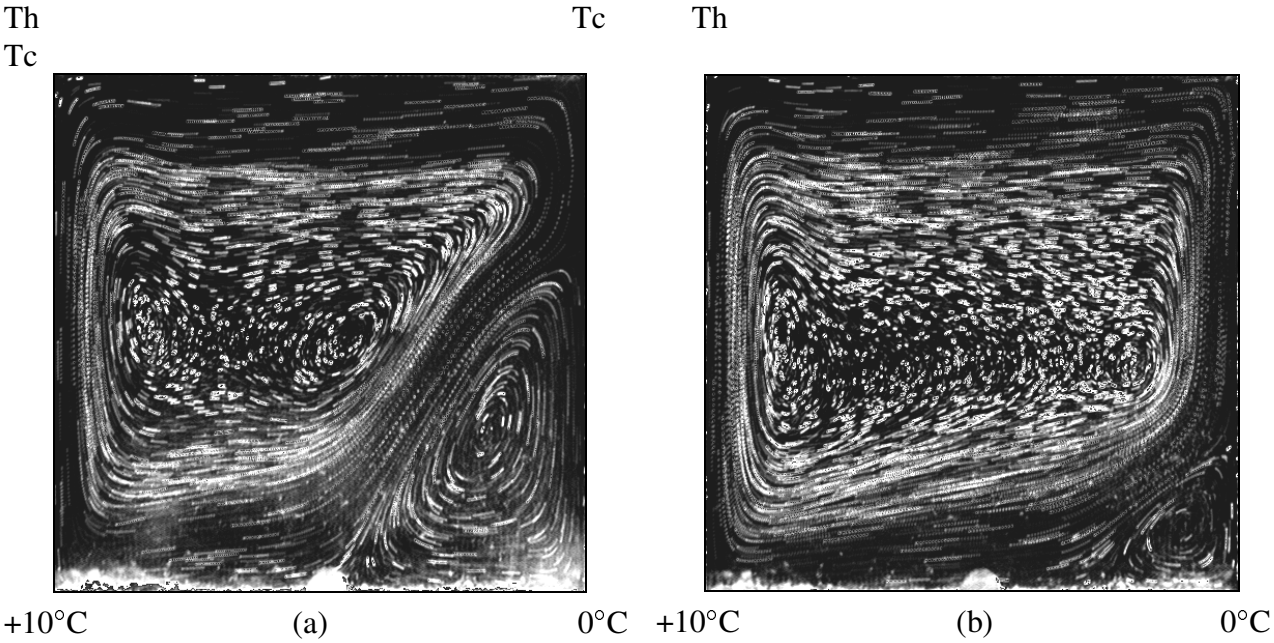


Rys 2.18. Pole prędkości zmierzone metoda DPIV dla konwekcji w wodzie: a) w chwili 200s dla T_h = 5°C, b) w stanie ustalonym dla T_h = 5°C, c) w stanie ustalonym dla T_h =10°C, d) w stanie ustalonym dla T_h=15°C. Temperatura T_c = 0°C dla wszystkich przypadków.

Wpływ różnicy temperatur ($\Delta T = T_h - T_c$) na strukturę przepływu ilustruje rys. 2.18. Zebrano tam wyniki pomiarów pól prędkości w stanie nieustalonym dla T_h=5°C oraz w stanie ustalonym dla T_h = 5°C, 10°C i 15°C. Temperatura zimnej ścianki T_c była we wszystkich wypadkach stała i

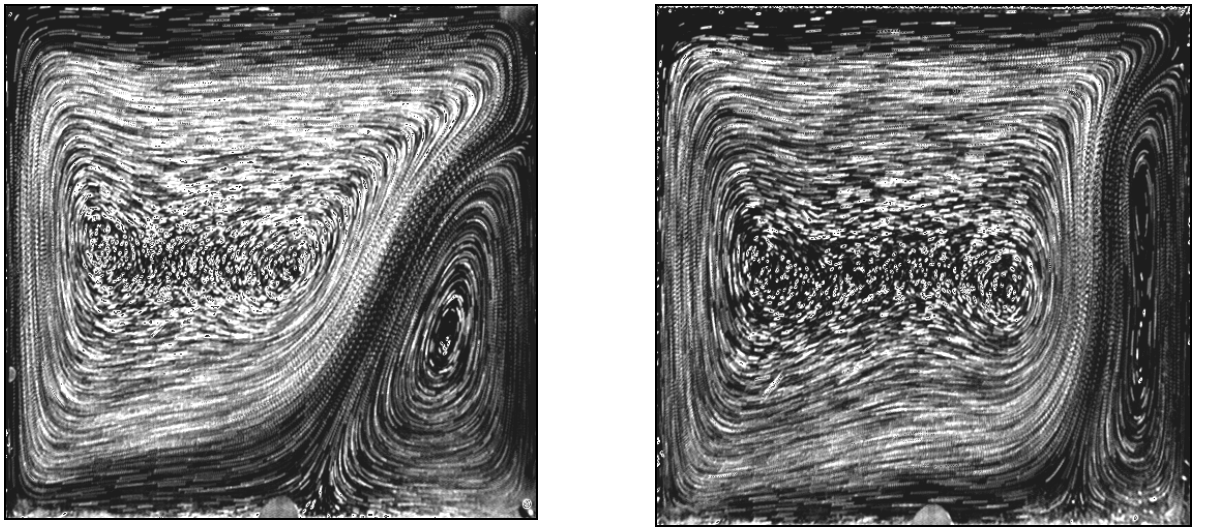
wynosiła 0°C. Typowa struktura przepływu zawiera dwa regiony o przeciwnej cyrkulacji cieczy. Dla czystej wody obserwujemy podwójną cyrkulację cieczy, „normalną" w której ciecz o wyższej temperaturze unosi się wzdłuż ścianki ciepłej, i „anomalną", gdzie ciecz chłodna unosi się wzdłuż zimnej ścianki (lub frontu przemiany) (por. rys. 2.18c,d). Oddziaływanie obydwu cyrkulacji następuje w centralnej części kanału, w przybliżeniu wzdłuż linii diagonalnej. Konwekcyjny transport ciepła od ścianki jest więc ograniczony głównie do obszaru o cyrkulacji „normalnej". Do odseparowanej od ciepłej ścianki cieczy uwięzionej w obszarze cyrkulacji „anomalnej" ciepło dostarczane jest głównie w drodze dyfuzji, spotęgowanej wzdłuż linii wzajemnego oddziaływania obu cyrkulacji. Zmiana temperatury ścianki ciepłej pozwala na sterowanie w przepływie wzajemną relacją cyrkulacji „normalnej" i „anomalnej". Warto zwrócić uwagę na jakościową zmianę struktury przepływu obserwowanego dla $T_h = 5°C$, gdy prawie zanika jedna z cyrkulacji przepływu i pozostaje tylko wir związany z inwersją gęstości wody.

W trakcie eksperymentów stwierdzono silną zależność tworzącej się w warunkach anomalii gęstości wody struktury przepływu od termicznych warunków brzegowych. Układ dwóch oddziaływujących cyrkulacji ewidentnie wykazuje dużą wrażliwość struktury przepływu na niewielkie zmiany warunków termicznych dla ścianek bocznych. Jest to bardzo istotny wniosek, porównywanie rezultatów eksperymentów z symulacjami numerycznymi wymaga dokładnego sprecyzowania temperatur i warunków termicznych dla wszystkich ścianek. Rysunek 2.19 ilustruje ten efekt dla przepływu konwekcyjnego obserwowanego w stanie ustalonym w kuwecie sześciennej. Kuweta otoczona jest powietrzem o temperaturze pokojowej (25°C). Zrealizowano dwa przypadki opływu ścianek bocznych przez powietrze: swobodny (bez włączonego wentylatora) i wymuszony (z włączonym wentylatorem). Jak można zauważyć ta pozornie niewielka zmiana zewnętrznych warunków termicznych (ścianki boczne wykonane z dobrego izolatora jakim jest plexiglas), wywołują istotną zmianę struktury przepływu. Po włączeniu wentylatora (wymuszony opływ powietrzem) cyrkulacja „anomalna" ulega znacznej redukcji (rys. 2.19b) i jej wpływ na całkowitą wymianę ciepła jest niewątpliwie poważnie ograniczony.

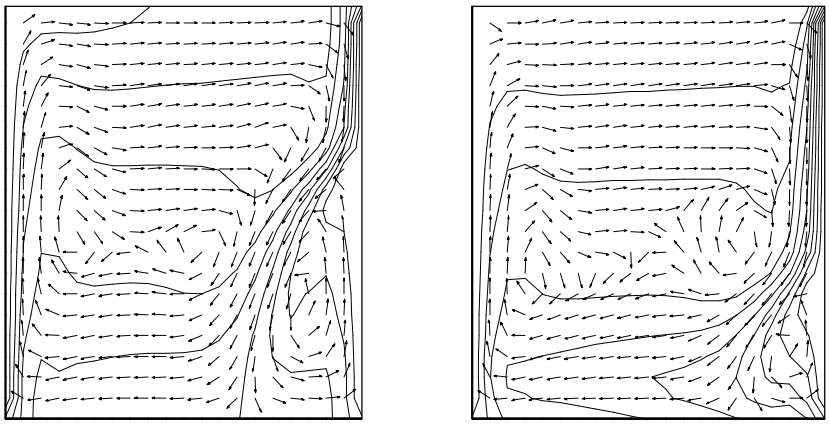


Rys. 2.19. Tory cząstek dla konwekcji naturalnej w stanie ustalonym w kuwecie sześciennej, 6mm ścianki boczne z plexiglasu. Dwa rodzaje opływu kuwety przez powietrze o temperaturze pokojowej (25°C): (a)- swobodny; (b) - wymuszony wentylatorem (2m/s).

Ze względu na dużą wrażliwość struktur badanego przepływu, również istotne okazuje się precyzyjne określenie temperatur ścianek izotermicznych, decydujących o przepływie. Nawet niewielkie przesunięcie zakresu temperatur (przy zachowaniu tej samej różnicy temperatur), powoduje bardzo wyraźne przemieszczenie obszaru wzajemnego oddziaływaniu obu cyrkulacji (rys. 2.20). Taka zmiana struktury przepływu w oczywisty sposób wpływa na całkowity bilans cieplny w badanym kanale i w przypadku zamarzania będzie miała istotny wpływ na kształt i szybkość propagacji frontu fazowego.



Rys. 2.20. Tory cząstek dla konwekcji naturalnej w stanie ustalonym w kuwecie sześciennej (ścianka 6 mm, w otoczeniu powietrze, swobodny opływ). Wpływ niewielkiej modyfikacji temperatur ścianek izotermicznych przy niezmienionej różnicy temperatur.

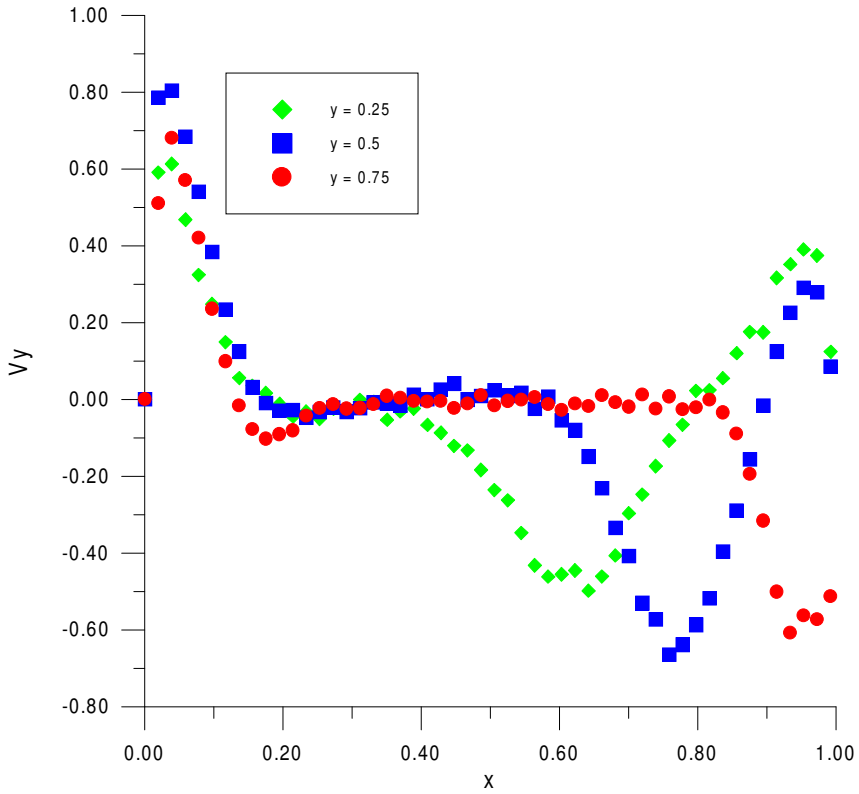


Rys. 2.21. Konwekcja naturalna, obliczenia numeryczne pola prędkości przy założeniu warunków adiabatycznych dla ścianek bocznych (a) i nie-adiabatycznych warunków ze strumieniem ciepła odpowiadającym wymuszonemu opływowi powietrza (b). $T_h=10^oC$, $T_c=0^oC$.

Pola prędkości dla konwekcji naturalnej wyznaczone metodą PIV stanowią materiał do porównań i weryfikacji kodów numerycznych w warunkach anomalii gęstości. Sprecyzowanie termicznych warunków brzegowych okazało się być istotnym warunkiem poprawności modelowania. Rysunek 2.21 ilustruje efekt zmiany strumienia ciepła przez nie-izotermiczne ścianki na rezultaty obliczeń. Przeprowadzona symulacja potwierdza zaobserwowaną w

eksperymencie wrażliwość struktur przepływu od warunków termicznych na ściankach bocznych „izolujących” kuwetę od zewnętrznej atmosfery.

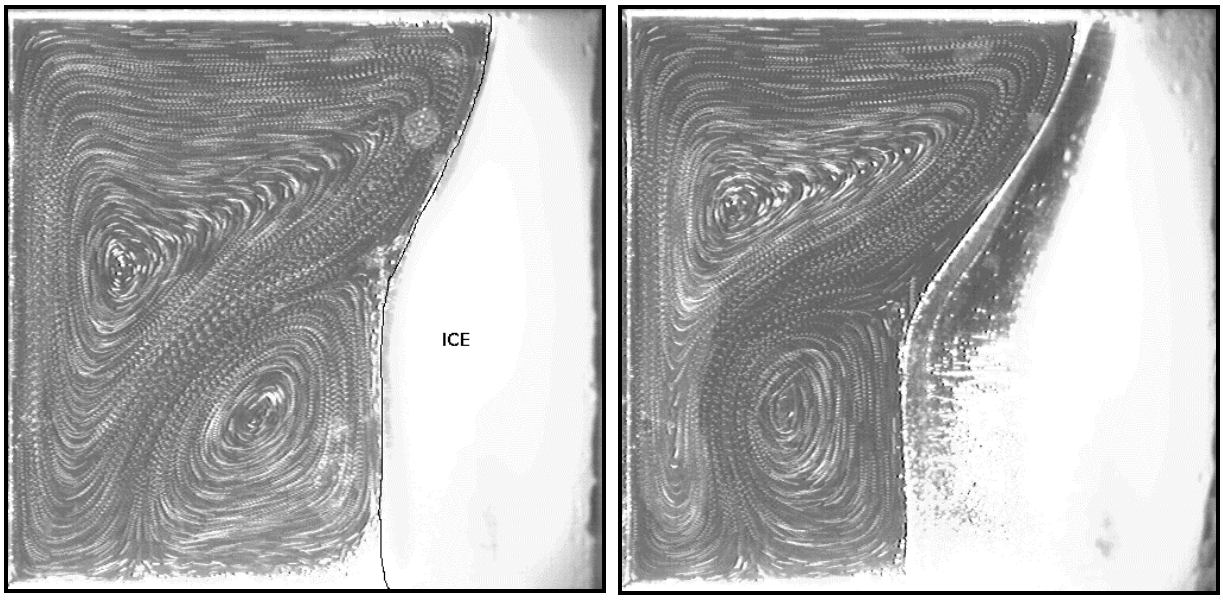
Przypadek #11 (tabela 3.1) ustalonego przepływu konwekcyjnego w układzie 38mm kuwety sześciennej, o ściankach wykonanych z pleksiglasu o grubości 6mm, umieszczonej w powietrzu w swobodnym opływie przyjęto jako wzorzec („benchmark”) do porównań z obliczeniami numerycznymi. Własności termofizyczne ścianek i użytej wody zostały zmierzone lub określone na podstawie tablic. Do porównań została stworzona baza danych zawierająca pola prędkości i temperatury wyznaczone metodą PIV dla centralnego przekroju kanału pomiarowego. Celem lepszego uwidocznienie podobieństw i różnic wybrano trzy profile prędkości pionowej wyekstrahowane ze zmierzonych pól prędkości: dla bezwymiarowej wysokości y=0.25 od dna naczynia, dla osi poziomej naczynia i symetrycznie w odległości 0.75 od dna (rys. 2.21). Wydaje się, że tak wybrane profile charakteryzują większość struktur typowych dla obserwowanego przepływu. W pobliżu ścianki ciepłej wyraźnie widoczne maksimum prędkości związane jest z cyrkulację „normalną”. Drugie maksimum, w pobliżu ścianki zimnej, to efekt „anomalnej” cyrkulacji. Minimum prędkości pojawia się w pewnej odległości od ścianki zimnej, gdzie obie cyrkulację tworzą charakterystyczny obszar wzajemnego oddziaływania (por. rys. 2.19).



Rys. 2.22. Konwekcja naturalna - stan ustalony dla ścianki 6 mm i swobodnego opływu powietrza na zewnątrz. Profile pionowej składowej prędkości zebrane dla 3 wysokości kuwety (0.25, 0.5 i 0.75). Temperatura $T_c = 0^{o}C$, $T_h = 10°C$.

2.2.2. *Badanie konwekcji naturalnej z przemianą fazową*

Przeprowadzone badania dotyczą w dużej części przemiany fazowej w wodzie (zamarzanie i topnienie lodu). Zjawiska tu występujące są charakterystyczne dla izotermicznej przemiany fazowej cieczy jednoskładnikowej. Ze względu na anomalie gęstości wody, badany przepływ charakteryzuje złożona struktura, o dwóch konkurujących cyrkulacjach. Obserwując geometrię frontu fazowego zauważymy charakterystyczne wybrzuszenia powierzchni lodu, powstałe wskutek oddziaływań obu cyrkulacji (rys. 2.23). Ten złożony obraz przepływu wydaje się być dodatkowym wyzwaniem dla testowanych kodów numerycznych, pozwalającym zweryfikować ich stabilność w rejonach dużych gradientów temperatury i deformacji powierzchni fazowej.



a) b)

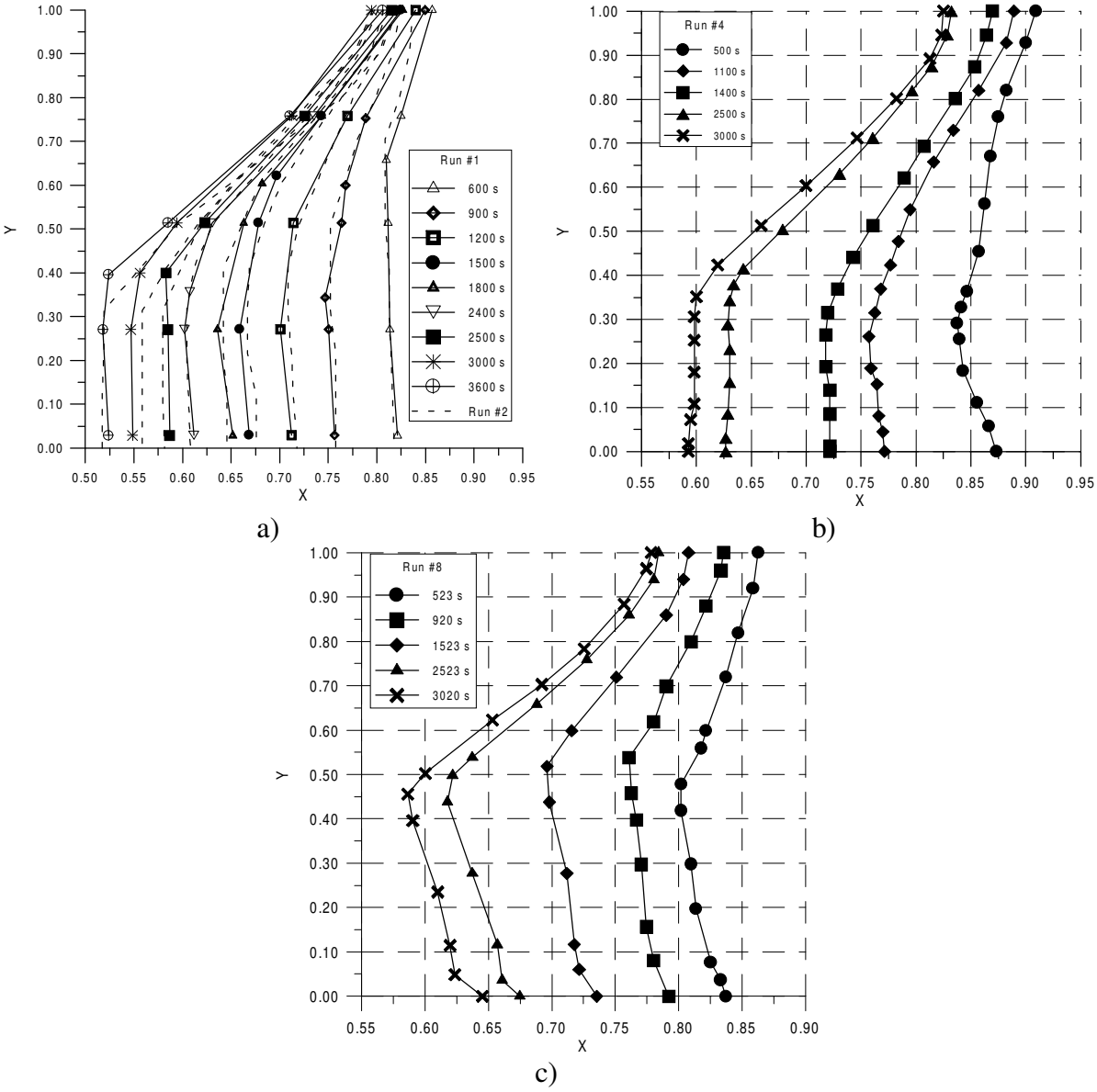
Rys. 2.23. Położenie fazy stałej (lodu) obserwowane dla eksperymentu nr 1 po czasie a) 2340 s, b) 6000 s od momentu startu. Superpozycja 10 obrazów zarejestrowanych co 0,4s.

Konwekcja naturalna w zamarzającej wodzie z pojedynczym frontem fazowym

Większość dostępnych danych eksperymentalnych dotyczących procesu zestalania, a służących między innymi sprawdzaniu fizycznej poprawności kodu numerycznego, dotyczy obserwacji jakościowych położenia frontu przemiany fazowej i punktowych lub lokalnych pomiarów zarówno prędkości, jak i temperatury. Głównym celem przedstawionych tutaj badań było stworzenie problemu testowego („benchmark") dla procesu zamarzania wody sprzężonego z konwekcją naturalną. Na proponowany test składają się ilościowe informacje dotyczące zmiany położenia frontu fazowego w czasie, pola temperatury i prędkości wyznaczone dla całego badanego obszaru (pionowy przekrój centralny kuwety pomiarowej).

Aby stwierdzić, czy otrzymywane wyniki eksperymentalne są powtarzalne, przeprowadzano po kilka eksperymentów dla tych samych warunków brzegowo-początkowych. Wyznaczone profile frontu fazowego mieszczą się w granicy błędu od 5 do 8% (Rys. 2.24a). Największe różnice kształtu frontu fazowego obserwowane dla kilku powtarzanych eksperymentów pojawiają się w chwili początkowej w górnej części kuwety. Powoduje to pewną niedokładność ustalenia reprezentatywnego profilu frontu fazowego dla czasów poniżej 500s. Efekt ten związany jest z trudnościami precyzyjnego ustalenia i utrzymania warunków początkowych dla eksperymentów z

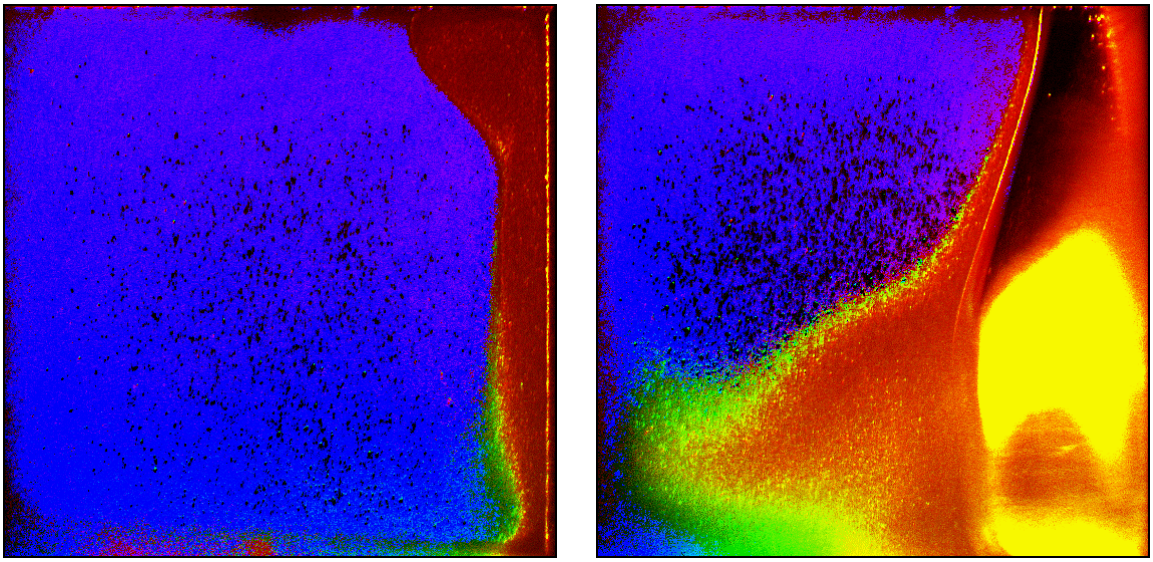
tzw. „zimnym startem". Istniejące zawsze w komorze resztkowe pola prędkości i gradienty temperatury w niekontrolowany sposób modyfikują początkowy rozwój przepływu.



Rys. 2.24. Położenie frontu przemiany fazowej dla wybranych czasów w przypadku: kuwety umieszczonej: a) w powietrzu eksperyment nr 1 i 2 – „zimny start", b) w powietrzu eksperyment nr 4 – „ciepły start", c) w kąpieli wodnej eksperyment nr 8 – „ciepły start".

Dodatkowym zakłóceniem warunków początkowych jest zjawisko przechłodzenia wody, nie uwzględniane w naszych modelach numerycznych. Względnie czysta woda w normalnych warunkach wymaga przechłodzenia do ok. -7^{o}C aby zapoczątkować przemianę fazową z pierwszych zarodków lodu. Efekt ten jest dobrze widoczny w eksperymentach. Po obniżeniu temperatury zimnej ścianki do -10^{o}C wyraźnie obserwujemy wzdłuż tej ścianki intensywny przepływ przechłodzonej cieczy do górnej powierzchni (por. rys. 2.25a). Powoduje to spowolnienie procesu tworzenia się pierwszej warstewki lodu i modyfikuje przepływ cieczy w górnej części kuwety. Temperatura przechłodzonej wody, zwizualizowanej ciemno czerwonym kolorem unoszonej zawiesiny ciekłych kryształów, wynosi ok. -7^{o}C. Poruszająca się struga

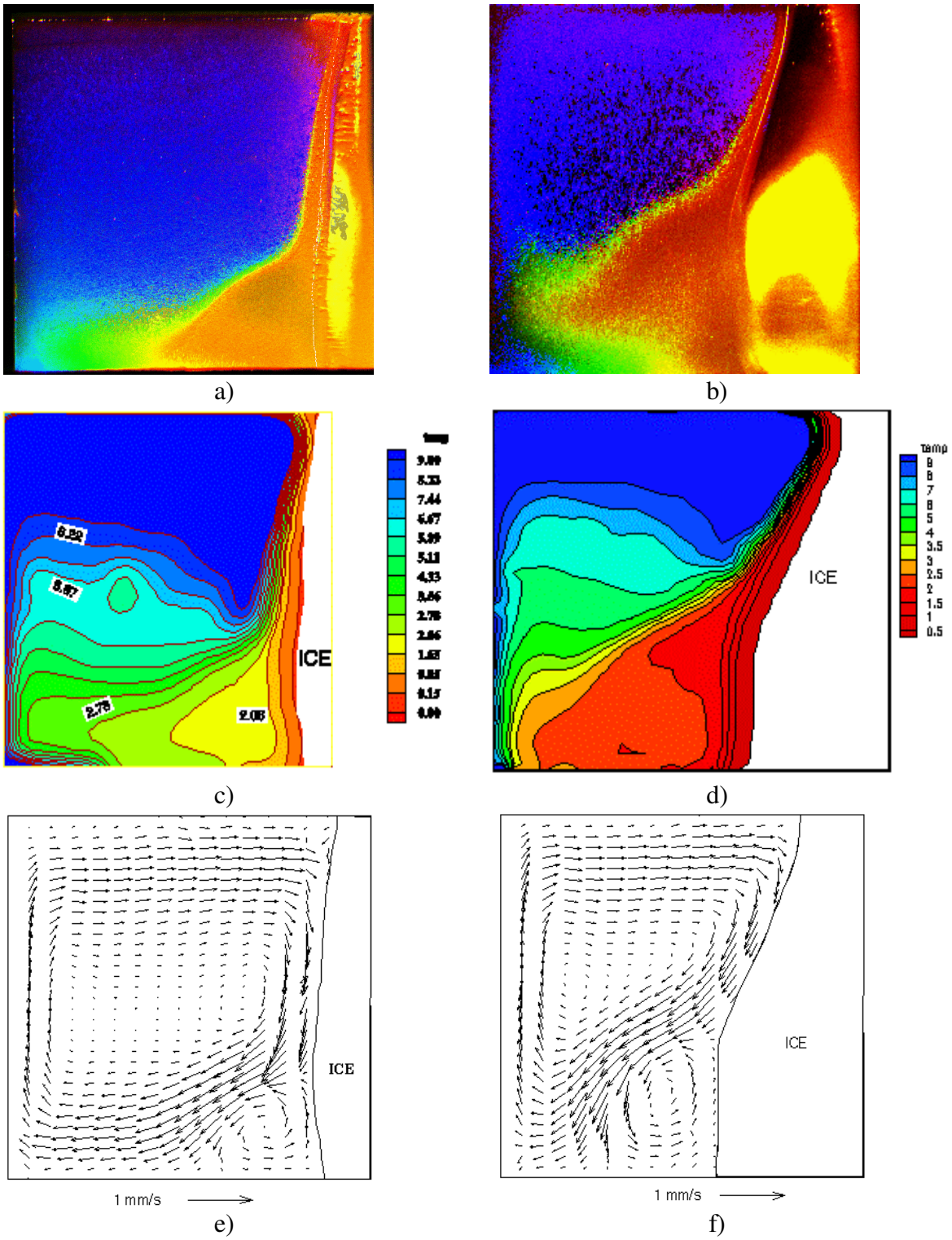
przechłodzonej wody czasami pokrywa aż 30% powierzchni górnej ścianki. Proces ten trwa ok 40-60 s. W krótkim czasie (100-200s) pojawiają się pierwsze zarodki nukleacji i lód szybko wypełnia przechłodzoną część kuwety. Unieruchomiona na górze warstwa lodu jest szybko (po 10-15 s) topiona przez ciecz przepływającą od cieplejszej ścianki ($T_h = 10°C$), a cienka, równomierna warstwa lodu pokrywa pionową ściankę. Dopiero taki stan można uznać za wystarczająco dobrze zdefiniowany dla porównań z obliczeniami numerycznymi. Jednak to początkowe zaburzenie pola przepływu i temperatury może przez dłuższy okres czasu nadal wpływać na dalszy rozwój przepływu i kształt tworzącego się frontu fazowego.



a) b)

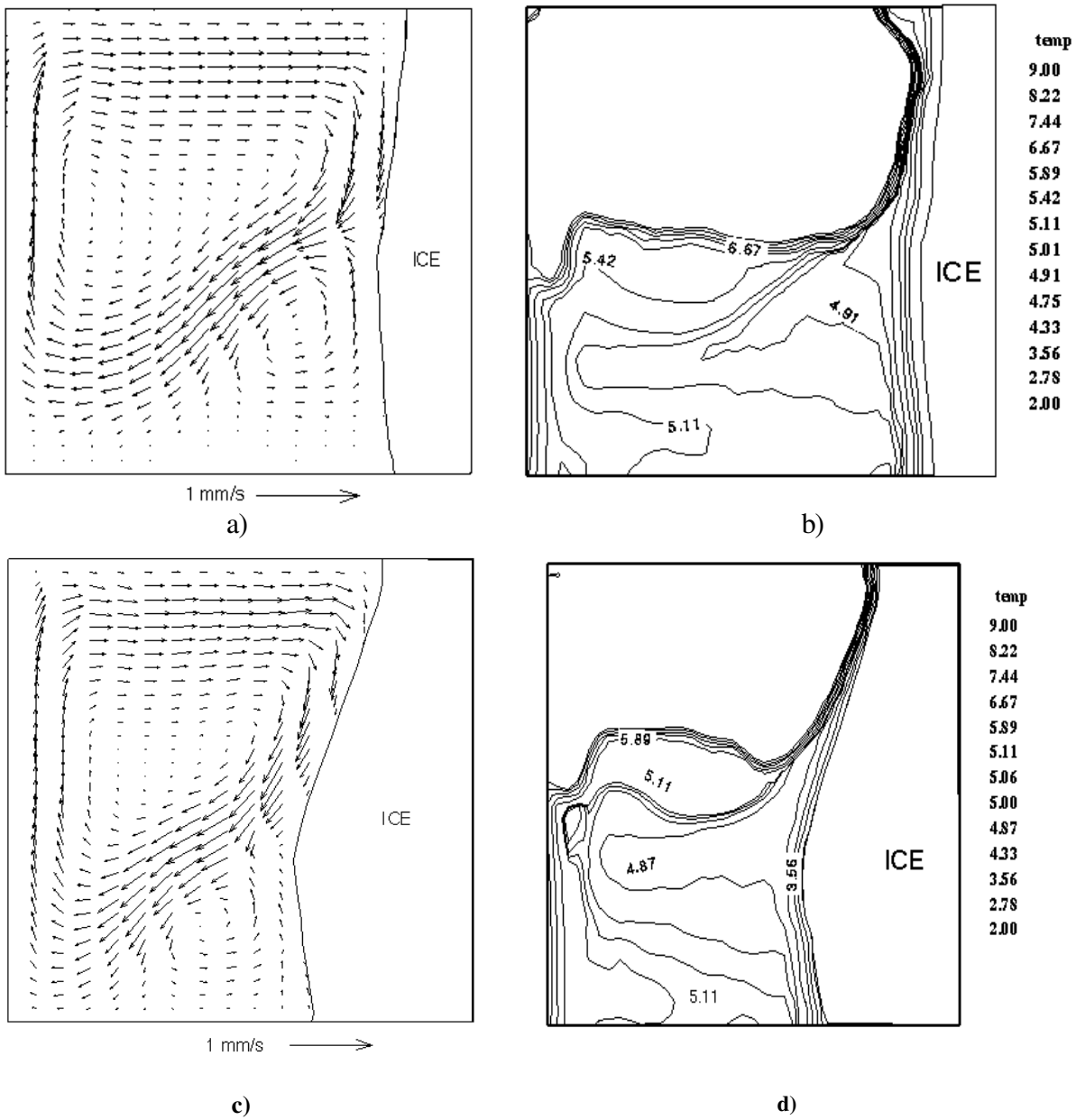
Rys. 2.25. Położenie fazy stałej (lodu) obserwowane dla eksperymentu nr 7 po czasie a) 120 s, widoczne początkowe przechłodzenie, b) 2500 s – rozwinięty przepływ. Temperatura wizualizowana za pomocą znaczników TLC, granica czerwonego i zielonego koloru obrazuje w przybliżeniu temperaturę 4°C.

Rysunek 2.26 przedstawia przykładowe wyniki pomiarów pól prędkości i temperatury otrzymane dla dwóch kroków czasowych. Tworząca się płaska warstwa lodu, widoczna dobrze już po 500s od początku eksperymentu, ulega w krótkim czasie silnej deformacji. Jest to wynik niejednorodności pola prędkości i temperatury, widocznych na wyznaczonych polach temperatur i prędkości (por. rys.2.26d,f). Przeprowadzone eksperymenty pokazały, że wybrany przypadek procesu przemiany fazowej ciecz-ciało stałe nie jest prosty i na pewno wart szczegółowych badań i analiz. Efekty dodatnich i ujemnych sił wyporu i oddziaływujących ze sobą warstw zimnej i ciepłej cieczy (por rys. 2.23), tworzą interesujące i trudne do modelowania wzorce przepływów. Podobnie jak w omawianym wcześniej przypadku konwekcji wody bez przemiany fazowej, można zaobserwować oddziaływanie dwóch cyrkulacji: górnej, która transportuje w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara ciepłą ciecz do górnej ścianki, a następnie z powrotem wzdłuż izotermy o największej gęstości (ok. 4°C) i dolnej poruszającej ciecz w przeciwnym kierunku w obszarze chłodniejszym przyległym do powierzchni lodu. Konwekcyjna wymiana ciepła pomiędzy tymi dwoma obszarami jest ograniczona głównie do górnego prawego rogu, gdzie mieszające się ze sobą warstwy zimnej i ciepłej cieczy intensyfikują wymianę ciepła i efektywnie obniżają wzrost fazy stałej (lodu). Pozostała centralna i dolna część frontu przemiany fazowej jest prawie równoległa do ścianki zimnej i zmienia swój kształt tylko nieznacznie.



Rys. 2.26. Obrazy RGB, wyznaczone pola temperatury i prędkości w przypadku kuwety umieszczonej w powietrzu dla czasu 500 s (a, c, e) i 3000 s (b, d, f). Eksperyment nr 4.

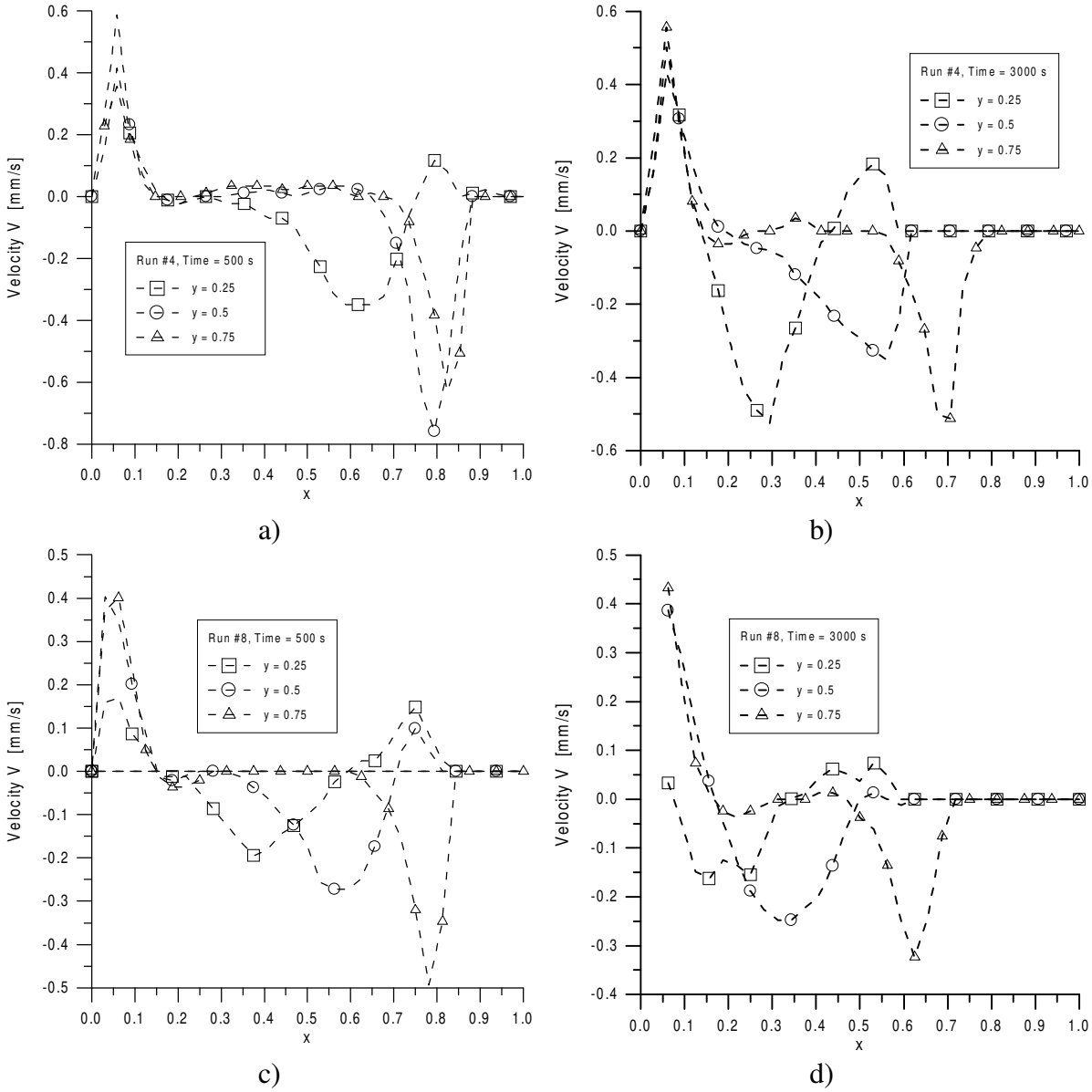
Wydaje się, że ta „anomalna” konwekcja naturalna nie wpływa w znaczący sposób na proces zamarzania. Chłodniejsza woda o temperaturze poniżej 4°C pozostaje „uwięziona” w dolnym obszarze w sąsiedztwie lodu, co jest bardzo dobrze widoczne na rys. 2.23. Gdy front fazowy przemieszcza się z czasem, niższy wir (o cyrkulacji przeciwnej do ruchu wskazówek zegara) przemieszcza się po przekątnej w stronę górnej części kuwety. Maksymalna grubość warstwy lodu pokrywa się z miejscem, w którym stykają się dwa wiry. Wpływ warunków początkowych (rys. 2.24a i 2.24b) jest zauważalny głównie w okresie początkowym. Gdy przepływ stabilizuje się, fronty fazowe dla obu przypadków zbiegają się do tego samego kształtu.



Rys. 2.27. Wyznaczone pola prędkości i temperatury w przypadku kuwety umieszczonej w kąpieli wodnej dla czasu 500 s (a, b) i 2600 s (c, d). Eksperyment nr 5.

Omówiony w poprzednim podrozdziale silny wpływ zewnętrznych warunków termicznych na strukturę przepływu utrudnia porównanie rezultatów eksperymentalnych i numerycznych. Wyznaczenie współczynników przejmowania ciepła od otaczającego powietrza przez ścianki boczne jest obarczone trudnymi do oszacowania błędami. Nawet dla opływu wymuszonego,

różnice opływu powietrza dla ścianek bocznych, górnej i dolnej mogą być znaczne i trudne do precyzyjnego określenia. W związku z tym, celem lepszego sprecyzowania warunków termicznych dla bocznych ścianek, wykonane serię dodatkowych eksperymentów (od nr 5 do 9 Tabl.2.2), umieszczając badaną komorę pomiarową w kąpieli wodnej o zadanej, stałej temperaturze, równej temperaturze ciepłej ścianki (na ogół 10^{o}C). Ze względu na wymuszony obieg wody w kąpieli i dużą wartość współczynnika przejmowania ciepła dla takiej konfiguracji (ok. 1000W/m^2), możemy przyjąć, że temperatura zewnętrznej powierzchni bocznych ścianek jest dokładnie określona przez temperaturę wody opływającej kuwetę.

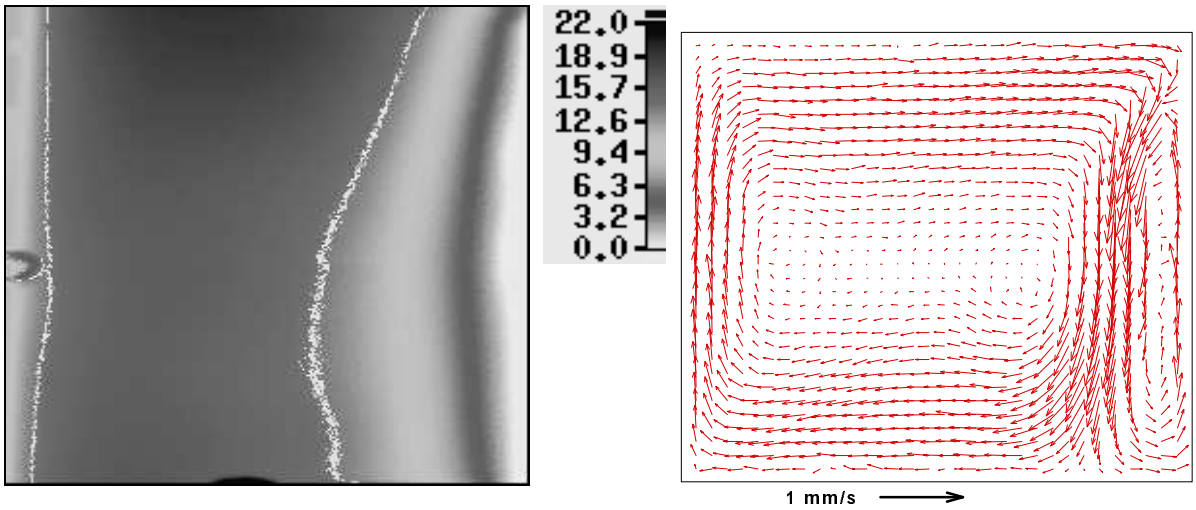


Rys. 2.28. Wyznaczone eksperymentalnie składowe pionowe prędkości dla różnych czasów. Profile prędkości wzdłuż szerokości kuwety dla 0,25, 0,5 i 0,75 wysokości kuwety. Eksperyment nr 4, a) 500 s i b) 3000 s. Eksperyment nr 8, c) 500 s i b) 3000 s.

Rysunek 2.27 przedstawia przykładowe wyniki pomiarów pól prędkości i temperatury otrzymane dla dwóch kroków czasowych. Podobnie jak w poprzednim przypadku, w początkowym okresie czasu tworząca się warstwa lodu jest niemal płaska. W miarę rozwoju przepływu wpływ „anomalnej" cyrkulacji wody staje się widoczny, przyrost fazy stałej w dolnej części naczynia jest znacznie szybszy niż ma to miejsce w górnej części. W porównaniu z

eksperymentami przeprowadzonymi dla kanału w otoczeniu atmosferycznym, obserwowany przyrost masy lodu jest w tym wypadku nieco wolniejszy (por. rys. 2.24b,c). Zaskakujące jest natomiast, że mimo tak znacznej zmiany warunków termicznych dla bocznych ścianek (również dna i ścianki górnej), kształt lodu uległ niewielkiej modyfikacji. Świadczy to o stosunkowo niewielkim strumieniu ciepła jaki jest dostarczany do kanału przez dość grube ścianki (9mm) wykonane z plexiglasu. Z drugiej strony duża grubość ścianek sprzyja intensyfikacji przewodnictwa cieplnego wzdłuż ścianki, zmniejszając silne niejednorodności temperatury w pobliżu styku z frontem fazowym co powoduje jego „podtopienie" dla dolnej ścianki. Zaskakująco, relatywnie małe zmiany w kształcie frontu przemiany fazowej są natomiast zauważalne w górnej i środkowej części.

Uzyskane metodą PIV pola prędkości pozwalają na wykreślenie profili prędkości dla dowolnie wybranych obszarów kanału. Na rys. 2.28 pokazano profile pionowej składowej prędkości dla trzech wybranych przekrojów kanału. W chwili początkowej profile te są zbliżone kształtem do analogicznych profili prędkości wyekstrahowanych dla konwekcji naturalnej (rys. 2.22). W miarę upływu czasu deformacja frontu fazowego wyraźnie modyfikuje strukturę przepływu. Odzwierciedlają to zmiany widoczne dla profili prędkości zamieszczonych na rys. 2.28.

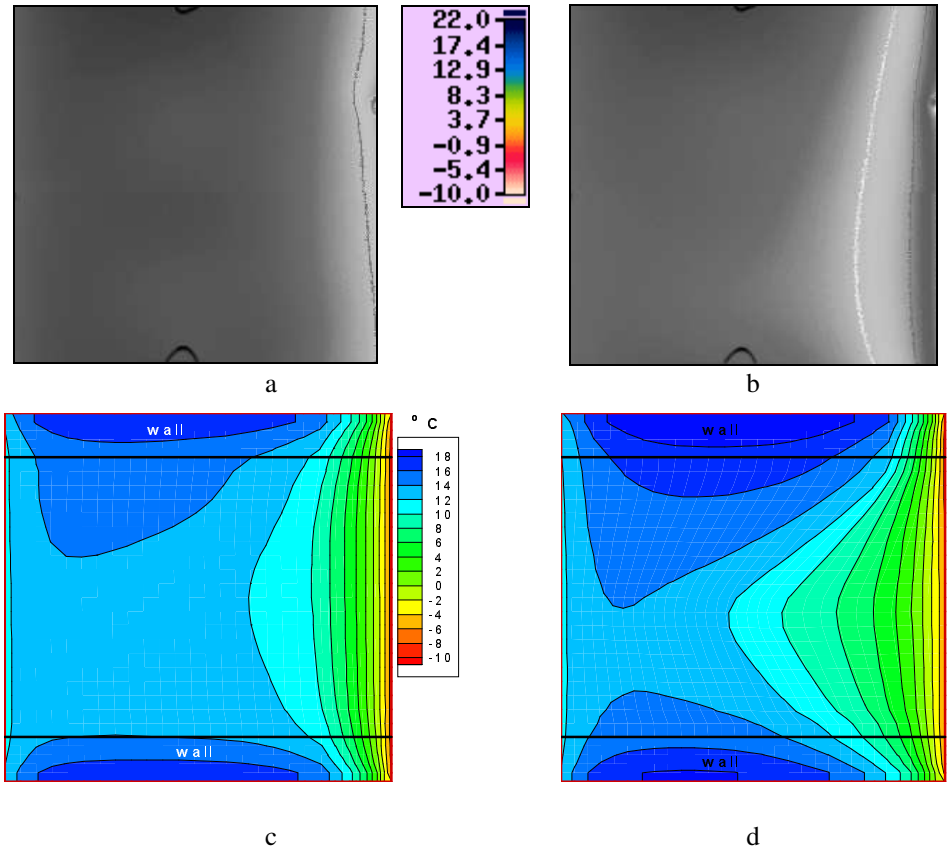


b

Rys. 2.29. Termogram zewnętrznej powierzchni ściany bocznej kuwety z izotermami 6°C (zielona) i 14°C (żółta) (a) oraz pole prędkości dla pionowej, środkowej płaszczyzny (z = 0.5) (b) dla konwekcji naturalnej wody po 2400 s od rozpoczęcia chłodzenia; $T_c = 0°C$, $T_h = 10°C$, $T_{ext} = 23.8°C$.

Jak wspomniano wcześniej jedną z przyczyn niezgodności pomiędzy wynikami badań eksperymentalnych procesów konwekcji naturalnej a wynikami modelowania numerycznego są problemy w precyzyjnym określeniu termicznych warunków brzegowych na tzw. „biernych" ściankach, tzn. nieizotermicznych ścianach ograniczających badaną przestrzeń. Bezpośredni pomiar termicznych warunków brzegowych na zewnętrznych ściankach naczynia umożliwia termografia w podczerwieni. Obrazy termograficzne przedstawiają zmienne w czasie pole temperatury w całej płaszczyźnie ścianki. Ta dodatkowa informacja pozwala na weryfikacje założeń czynionych w obliczeniach numerycznych, a w kombinacji z pomiarem temperatury na wewnętrznych ściankach (przy pomocy DPIT), umożliwia obliczenie strumieni ciepła przez te ścianki. W niniejszej pracy termografia w podczerwieni została zastosowana do wyznaczenia temperatury zewnętrznej powierzchni bocznej ścianki w badaniach eksperymentalnych konwekcji naturalnej w wodzie przy temperaturach bliskich 0°C oraz podczas zamarzania.

Na rys. 2.29 pokazano termogram zewnętrznej powierzchni ściany bocznej kuwety z izotermami 6°C (zielona) i 14°C (żółta) (a) oraz pole prędkości dla pionowej, środkowej płaszczyzny (z = 0.5) (b) dla konwekcji naturalnej wody po 2400 s od rozpoczęcia chłodzenia (T_c = 0°C, T_h = 10°C, T_{ext} = 23.8°C). Zauważyć można zmienne gradienty temperatury wzdłuż nie-izotermicznych ścianek kuwety, a zatem niejednorodny rozkład gęstości strumienia ciepła. Może być to jedna z przyczyn różnic pomiędzy wynikami badań eksperymentalnych a wynikami obliczeń numerycznych, gdzie zakładane są stałe gęstości strumieni ciepła lub stałe temperatury na zewnętrznych powierzchniach tych ścianek. Inne możliwe przyczyny niezgodności są szerzej omawiane w dalszych częściach opracowania.



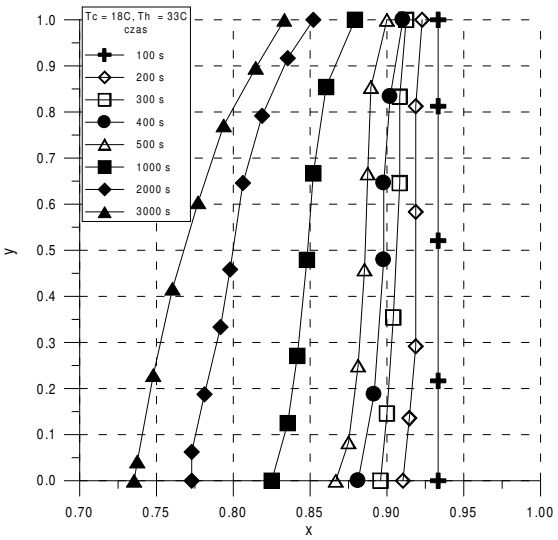
Rys. 2.30 Zamrażanie wody. Termogram zewnętrznej powierzchni ściany bocznej kuwety z izotermami 0°C (zielona) i 6°C (żółta) (a) i (b) oraz pola temperatury dla tej powierzchni obliczone numerycznie (c) i (d) po czasie 500 s (a) i (c) oraz 3600 s (b) i (d) od rozpoczęcia chłodzenia (T_c = -10°C, T_h = 10°C, T_{ext} = 23.8°C)

Na rys. 2.30 zilustrowano wyniki pomiarów temperatury bocznej ścianki przy zamrażaniu wody. Przedstawiono termogram zewnętrznej powierzchni ściany bocznej kuwety z izotermami 0 °C (zielona) i 6°C (żółta) (a) i (b) oraz pola temperatury dla tej powierzchni obliczone numerycznie (c) i (d) po czasie 500 s oraz 3600 s od rozpoczęcia chłodzenia. Temperatura ścianek izotermicznych wynosi T_c = -10°C, T_h = 10°C, temperatura powietrza T_{ext} = 23.8°C. Widoczny jest wpływ górnej i dolnej ścianki kuwety na pole temperatury w badanej przestrzeni. Modelowanie numeryczne daje podobny jakościowo wynik (podobny kształt i ułożenie izoterm) jak w przypadku eksperymentu, zwłaszcza po dłuższym czasie. Należy jednak zwrócić uwagę, że w badaniach eksperymentalnych w tych samych punktach uzyskiwane są wyższe temperatury niż w symulacji numerycznej (rys. 2.30c,d).

Badania wykonane z wykorzystaniem termografii w podczerwieni wskazują na dużą przydatność takiej metody pomiaru rozkładu temperatury na zewnętrznych powierzchniach nieizotermicznych ścianek kuwety pomiarowej. Najważniejszą zaletą jest bezinwazyjny i bezstykowy sposób pomiaru temperatury powierzchni. Alternatywą dla tej metody może być termografia ciekłokrystaliczna, a zatem pokrycie ścianek warstwą roztworu ciekłych kryształów lub przykładanie do nich cienkiej folii pokrytej takim roztworem. Rozwiązanie to posiada istotną wadę: uniemożliwiłoby lub utrudniło obserwację wnętrza kuwety. Manipulacja folią z ciekłymi kryształami spowodowałaby zmianę warunków wymiany ciepła. Warto ponadto zauważyć, że termografia w podczerwieni pozwoliła na uzyskanie wyższej dokładności; lepszej niż 0.3°C, w porównaniu z wartościami od 0.2°C do 0.6°C (w zależności od zakresu barw) dla ciekłych kryształów. Możliwa była obserwacja pola temperatury w czasie rzeczywistym i rejestracja w dowolnej chwili czasowej.

Ponieważ zbudowany układ eksperymentalny pozwala na jednoczesne przeprowadzenie pomiarów temperatury powierzchni kamerą termograficzną i pomiarów pól prędkości i temperatury cieczy, zebrane informacje pozwalają na odtworzenie niemal pełnego obrazu warunków termicznych i kinematycznych w badanym przepływie.

Konwekcja naturalna z przemianą fazową bez anomalii gęstości (n-oktadekan)



Rys. 2.31. Położenie i kształt frontu fazowego zmierzone dla krzepnięcia n-oktadekanu w kanale sześciennym umieszczonym w kąpieli wodnej. T_c = 18°C, T_h = 33°C, T_{ext} = 33°C.

Celem porównania wpływu anomalii gęstości wody na kształt frontu przemiany fazowej wykonano serie eksperymentów dla n-oktadekanu, niskotopliwej substancji o liniowej charakterystyce gęstości w funkcji temperatury. Rys. 2.31 ilustruje rezultaty pomiarów z profili frontu fazowego wykonanych dla kilku kroków czasowych. Warto zauważyć, że początkowy przyrost fazy stałej jest stały wzdłuż powierzchni zimnej ścianki i tworzący się front jest niemal równoległy do ścianki. Rozwój konwekcji naturalnej spowalnia ten proces w górnych częściach naczynia, stopniowo nadając profilowi frontu fazowego typowy dla takich substancji kształt płaszczyzny nachylonej dolną krawędzią w kierunku ścianki ciepłej.

Konwekcja naturalna wody z podwójnym frontem zamarzania

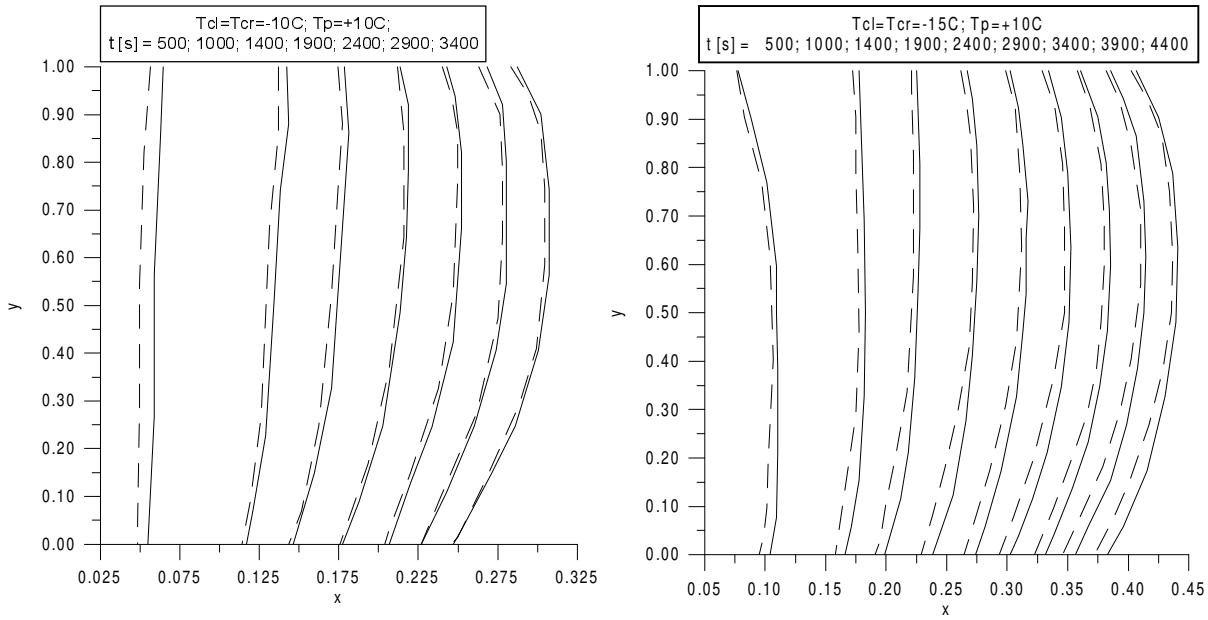
W wielu zastosowaniach praktycznych (np. krzepnięcie metali), proces przemiany fazowej jest zapoczątkowywany na powierzchni wielu ścianek, stopniowo wypełniając fazą stała całą objętość.

W konfiguracji takiej często brak zewnętrznego źródła ciepła powoduje, że przebieg procesu w dużej mierze wyznaczany jest przez bilans energii własnej, ciepła utajonego krzepnącej cieczy i strumienia ciepła przez ścianki zamykające naczynie. Proces o podobnym charakterze symulowano w obecnych badaniach obserwując krzepnięcie lub zamarzanie wody zamkniętej w naczyniu o dwóch pionowych ściankach izotermicznych, utrzymywanych w tej samej temperaturze. Badania przeprowadzono w prostopadłościennej kuwecie pomiarowej schematycznie pokazanej na rys.2.2. Stosunek szerokości tej kuwety S do jej wysokości W wynosi 1.5 (W = 38 mm). Cztery ścianki kuwety zostały wykonane z pleksiglasu o grubości 9 mm, zaś dwie pozostałe, przeciwległe, pionowe ścianki z miedzi i podłączone do termostatu, który utrzymywał je w stałej temperaturze T_s. Aby zapewnić dobrze zdefiniowany warunek brzegowy na pozostałych ściankach bocznych, całą kuwetę pomiarową otoczono płaszczem wodnym o stałej temperaturze T_p kontrolowanej przez drugi termostat. Przeprowadzono badania eksperymentalne konwekcji swobodnej dla dwóch przypadków krzepnięcia wody:

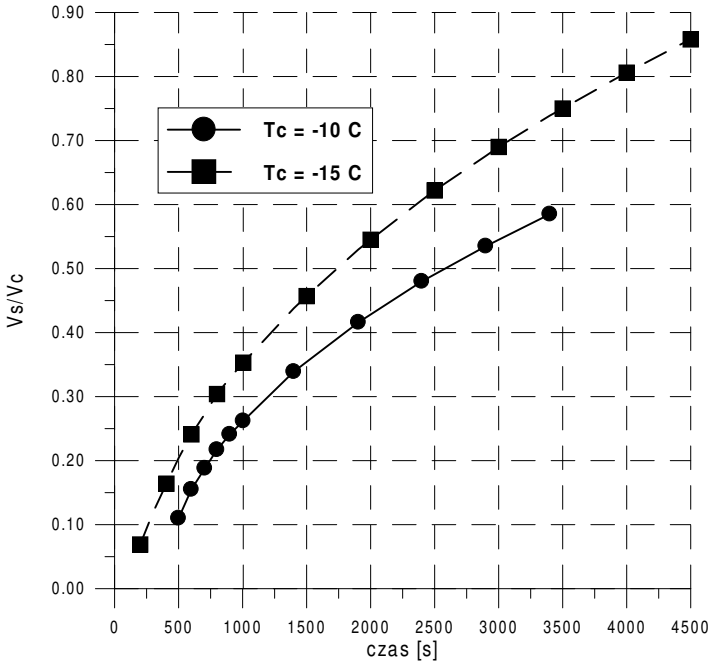
a) prostopadłościenna kuweta wypełniona w całości
b) kuweta wypełniona do 3/4 wysokości, przypadek ze swobodną górną powierzchnią

Badania przeprowadzono dla dwóch różnych warunków brzegowych. W pierwszym przypadku dwie przeciwległe pionowe ścianki (por. rys. 2.2) były podłączone do wspólnego termostatu i chłodzone, tak aby utrzymywały stałą temperaturę $T_s = T_c = -10°C$ lub $T_s = T_c = -15°C$, tj. poniżej temperatury krzepnięcia wody $T_f = 0°C$. Pozostałe ścianki otaczał płaszcz wodny (wymuszony przepływ) o temperaturze $T_p = +10°C$, zapewniający spełnienie na tych ściankach konwekcyjnych termicznych warunku brzegowych. Przed eksperymentami wodę w kuwecie pomiarowej wychładzano do temperatury początkowej $T_0 = T_p$, aby można było przyjąć zerowy rozkład prędkości w chwili startu. Przepływ konwekcyjny rozpoczynał się w chwili $t = 0$, gdy temperaturę zimnych ścianek T_c obniżano gwałtownie do -10°C lub -15°C (otwarcie zaworu termostatu). W drugim przypadku badano proces odwrotny, podwyższając temperaturę bocznych ścianek izotermicznych do $+10^oC$ obserwowano proces topnienia lodu w całkowicie zamrożonej kuwecie pomiarowej.

Na rys. 2.32 przedstawiono zmierzone położenie podwójnego frontu fazowego (linia ciągła - lewy front, linia przerywana - prawy front) dla wybranych czasów dla dwóch różnych temperatur $T_c = -10°C$ lub -15°C. Tylko dla początkowych czasów istnieją pewne rozbieżności w prędkości rozchodzenia się frontów, spowodowane prawdopodobnie małymi różnicami temperatury T_c ścianek izotermicznych (nie udało się zapewnić idealnie tej samej temperatury obu ścianek). Prowadziło to do różnicy w czasie w powstawaniu frontu lodu na obu ściankach. Później fronty rozchodziły się prawie symetrycznie, a ich krzywizna była nieznaczna. Zwiększenie wymuszenia $T_c = -10°C$ do -15°C przy stałym T_p powoduje nie tylko szybsze wnikanie frontu zamarzania, ale także, co jest istotne w praktyce, jego spłaszczenie.



Rys. 2.32. Zamarzanie wody w kuwecie prostopadłościennej (T_c = -10°C - lewa strona; T_c = -15°C - prawa strona). Zmierzone położenie frontów lodu dla wybranych czasów (linia ciągła lewy front, linia przerywana prawy front)

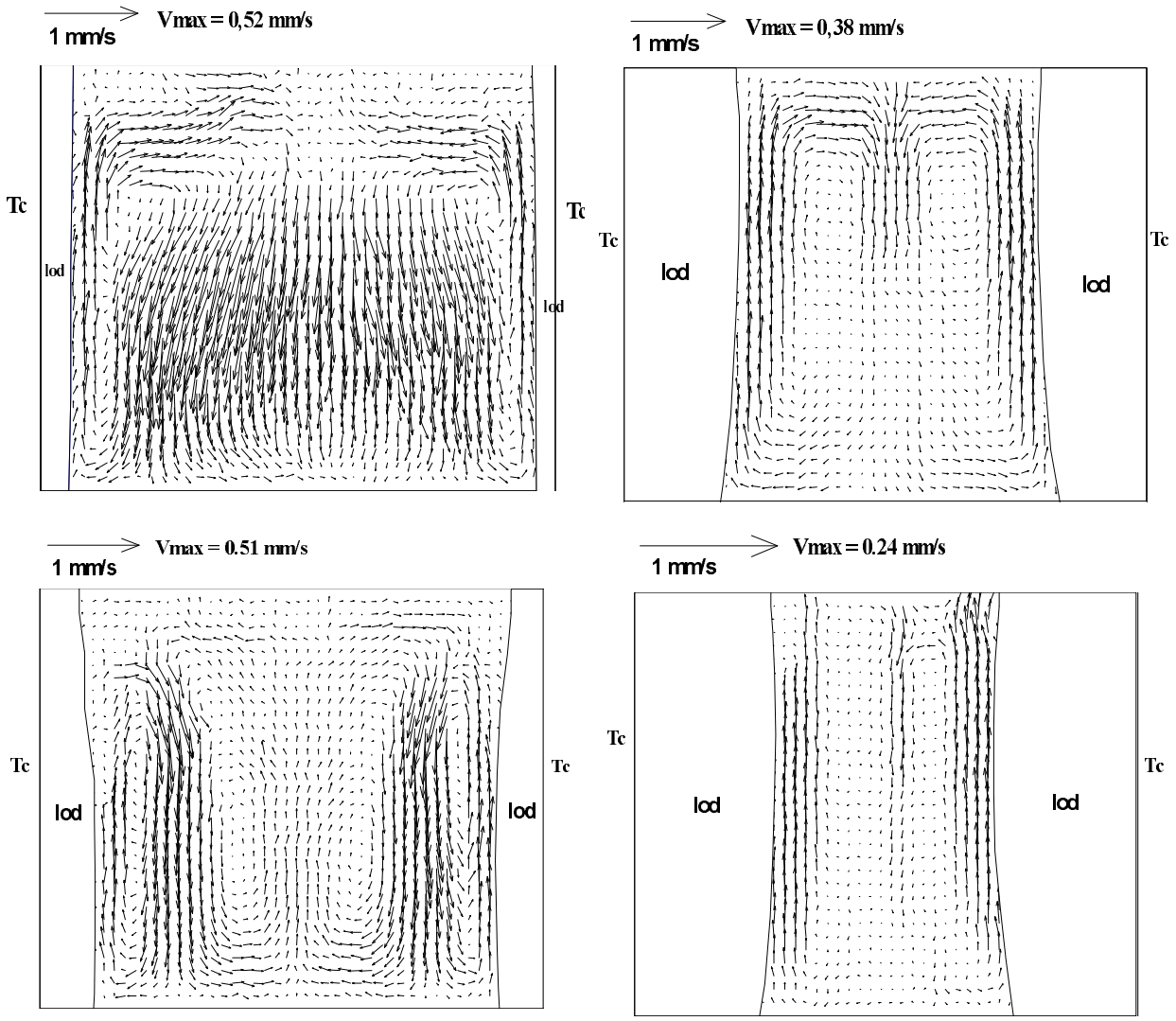


Rys. 2.33. Zmiana objętości fazy stałej (lodu) do całej objętości kuwety pomiarowej w czasie dla dwóch warunków brzegowych T_c = -10°C i -15°C

Dodatkowo na rys. 2.33 pokazano zmianę objętości fazy stałej (lodu) do całej objętości kuwety pomiarowej w czasie dla dwóch warunków brzegowych T_c = -10°C i -15°C. Różnice w objętości powstałego lodu (suma objętości z lewej i prawej strony) narastają w miarę postępowania procesu krzepnięcia i dochodzą po 3400 s do 25%.

Rysunek 2.34 ilustruje zmierzone w dwóch chwilach czasowych metodą DPIV wektorowe pola przepływu dla dwóch różnych temperatur ścianek izotermicznych (T_c = -10°C i -15°C). Dla t = 500 s struktury tych pól znacznie się różnią, chociaż można zauważyć w obu przypadkach

dwa wiry, które unoszą się wzdłuż obu frontów lodu. Związane jest to ze zmianą gęstości wody w funkcji temperatury (gęstość wody osiąga maksimum dla 4°C). Struktury pola prędkości dla czasów późniejszych są już identyczne - dwa symetryczne wiry cyrkulujące w przeciwnych kierunkach. O ile dla czasów początkowych maksymalne prędkości wody są do siebie zbliżone i wynoszą około 0.5 mm/s, to już dla czasów późniejszych np. 1900 s dla T_c = -10°C prędkość ta wynosi ok. 0.4 mm/s a dla T_c = -15°C ok. 0.25 mm/s. Oczywiście wiąże się to z postępującym zamarzaniem wody i zmniejszaniem szczeliny pomiędzy frontami lodu, co powoduje zanik cyrkulacji wody - brak konwekcji swobodnej. W końcowym etapie procesu obustronnego zamarzania dominująca rolę odgrywa tylko przewodzenie ciepła.

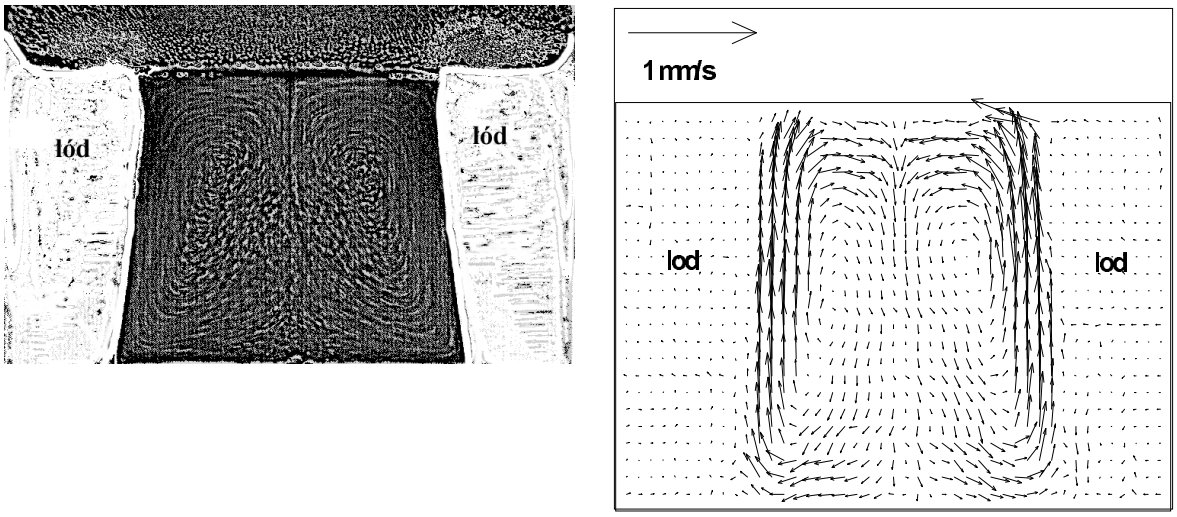


Rys. 2.34. Pole prędkości zmierzone metodą DPIV dla zamarzającej wody w kuwecie prostopadłościennej (T_c = -10°C - górny rząd i T_c = -15°C dolny rząd) w chwili 500s (lewa strona) i 1900 s (prawa strona)od uruchomienia chłodzenia ścianek izotermicznych T_c.

Wyniki badania konwekcji swobodnej w obecności podwójnego frontu fazowego w prostopadłościennej kuwecie wypełnionej wodą w 3/4 objętości (przypadek z powierzchnią swobodną) zaprezentowano na rys. 2.35. Temperatura T_c ścianek izotermicznych wynosiła -10°C. Na lewej stronie tego rysunku widoczne są tory cząstek powstałe z sumowania 15 obrazów

komputerowych wykonanych co 0,8 s, a na prawej pole prędkości zmierzone metodą DPIV w chwili 1900 s od uruchomienia chłodzenia ścianek izotermicznych. Struktura pola prędkości, jest bardzo podobna do przypadku z kuwetą wypełnioną w całości wodą - podwójna cyrkulacja wody. Znaczne różnice są widoczne dla kształtu frontów lodu. Z powodu powierzchni swobodnej lód powstaje również nad tą powierzchnią wypierając do góry wodę. Na rys. 2.9 pokazano kształt powierzchni fazowych tuż przed całkowitym zamarznięciem wody - widać wyraźnie krzywiznę tych powierzchni.

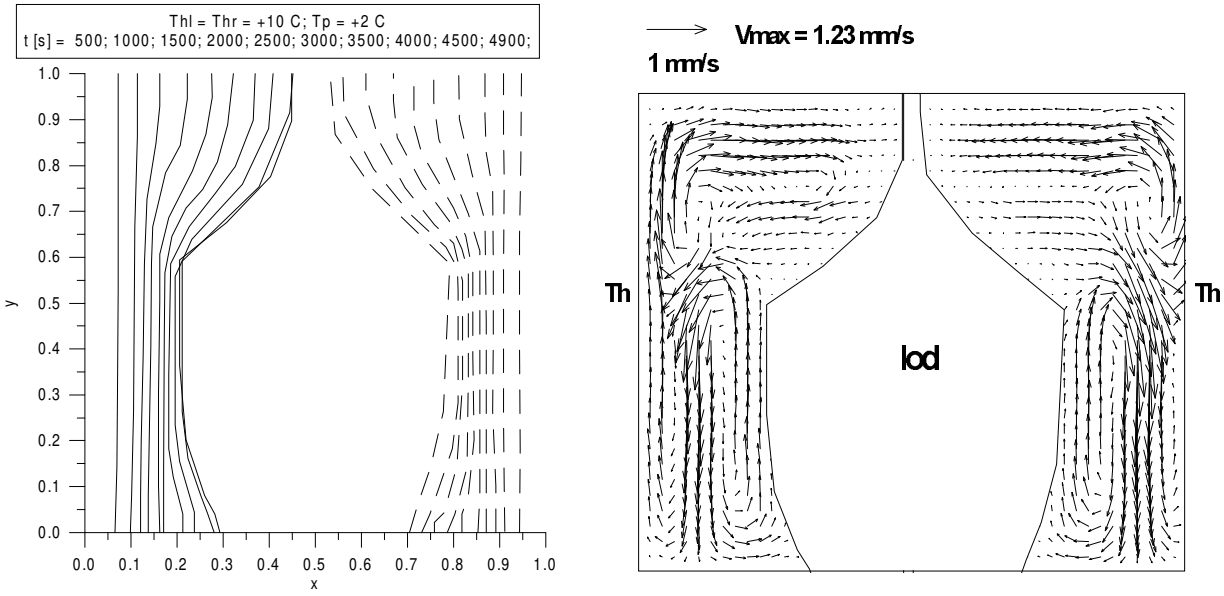
Na rys. 2.36 pokazano wstępne wyniki analizy procesu topnienia lodu w kuwecie prostopadłościennej, której temperatura ścianek izotermicznych $T_s = T_h = +10°C$, zaś temperatura płaszcza wodnego $T_p = +2°C$. Przedstawiono zmierzone położenie podwójnego frontu fazowego (linia ciągła - lewy front, linia przerywana - prawy front) dla wybranych czasów oraz pole prędkości zmierzone metodą DPIV w chwili 4900 s od uruchomienia grzania ścianek izotermicznych. Z kształtu frontów fazowych można wnioskować, że konwekcja swobodna „stratuje" dopiero po ok. 1500 s od momentu uruchomienia grzania ścianek izotermicznych T_h. Po obu stronach lodu są widoczne dwa wiry cyrkulujące w przeciwne strony. W dolnej części kuwety chłodna woda o temperaturze poniżej 4°C porusza się do góry wzdłuż frontu fazowego. Przy ściankach izotermicznych porusza się woda cieplejsza, która wytapia lód w górnej części kuwety. Powoduje to nierównomierność w topnieniu lodu i znaczną krzywiznę jego frontu.



Rys. 2.35. Tory cząstek - suma 15 obrazów komputerowych wykonanych co 0.8 s (lewa strona) i pole prędkości zmierzone metodą DPIV (prawa strona) dla zamarzającej wody z powierzchnią swobodną w kuwecie prostopadłościennej ($T_c = -10°C$) w chwili 1900 s od uruchomienia chłodzenia ścianek izotermicznych T_c.

Przeprowadzone badania eksperymentalne, pozwalają lepiej zrozumieć i poznać złożone mechanizmy transportu masy i ciepła występujące podczas konwekcji swobodnej z przemianą fazową (krzepnięcie i topnienie) w prostopadłościennej kuwecie pomiarowej wypełnionej wodą. Pokazane różnice w rozchodzeniu się podwójnego frontu fazowego, objętości fazy stałej (lodu) i struktury przepływu (pole prędkości) dla dwóch różnych temperatur chłodzonych ścianek kuwety $T_c = -10°C$ i $T_c = -15°C$. Różnice w objętości powstałego lodu dochodziły po 3400 s do 25%. Zaobserwowano różnice w rozchodzeniu się frontów lodu dla kuwety z powierzchnią swobodną w stosunku do kuwety wypełnionej wodą w całej objętości. W przypadku topnienia lodu w kuwecie prostopadłościennej, której dwie ścianki izotermiczne mają temperaturę $T_h = +10°C$, ze zmierzonych frontów fazowych można wnioskować, że konwekcja swobodna „stratuje" dopiero po ok. 1500 s od momentu uruchomienia grzania tych ścianek. Zaprezentowane dane mogą być

pomocne do weryfikacji kodów numerycznych zjawiska konwekcji swobodnej z podwójnym frontem fazowym (obustronne, symetryczne chłodzenie lub grzanie) w geometrii prostopadłościennej.



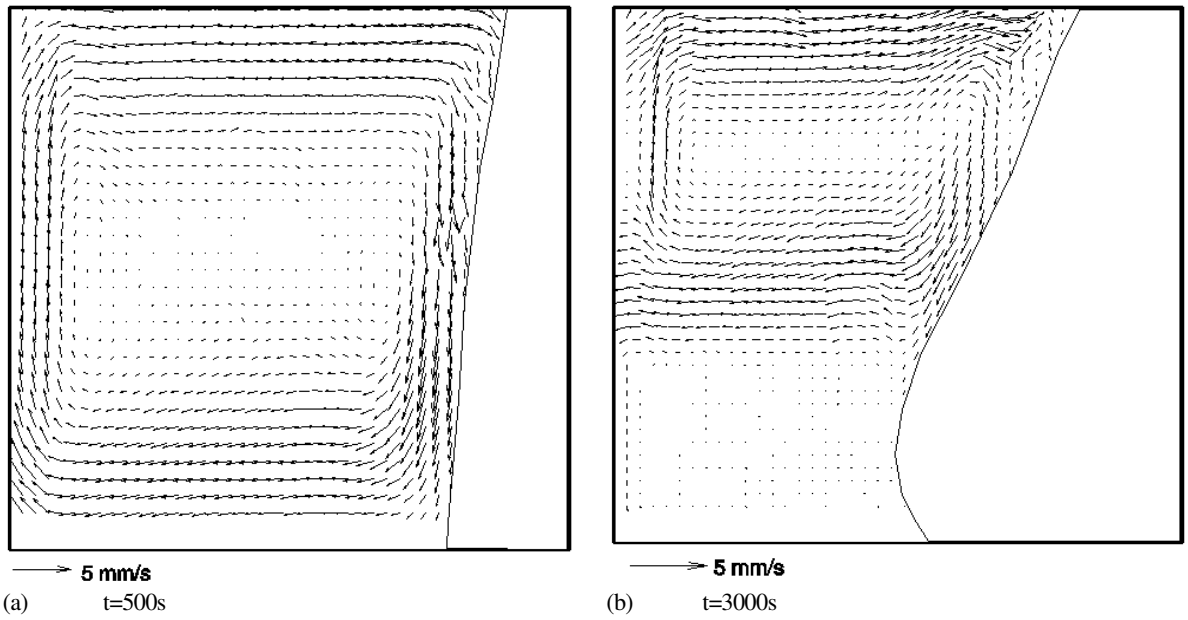
Rys. 2.36. Topnienie lodu w kuwecie prostopadłościennej (T_h = +10°C); zmierzone położenie frontów lodu dla wybranych czasów (linia ciągła lewy front, przerywana prawy front) - lewa strona oraz pole prędkości zmierzone metodą DPIV w chwili 4900 s od uruchomienia grzania ścianek izotermicznych T_h - prawa strona.

Zasadniczym celem wyżej omówionych eksperymentów było stworzenie wzorca eksperymentalnego dla symulacji numerycznych procesów konwekcji naturalnej z przeminą fazową dla układach jednoskładnikowych. Dla porównania rezultatów eksperymentów z obliczeniami numerycznymi zdecydowano się na wybór pierwszej z omówionych konfiguracji, tzn. 38mm kuweta sześcienna w otoczeniu atmosferycznym, o jednej z izotermicznych ścianek utrzymywanej w temperaturze +10^{o}C i przeciwległej ściance o temperaturze -10^{o}C (przypadek #4 w tabeli 3.1). Podobnie jak dla konwekcji naturalnej bez przemiany fazowej, zostały zmierzone lub ustalone na podstawie danych literaturowych własności fizyczne i termodynamiczne elementów układu (woda, lód, ścianki z plexiglasu). Wybrano tzw. „start ciepły" jako warunek początkowy. Wcześniejsza weryfikacja kodów numerycznych dla ustalonej konwekcji pozwala przyjąć, że taki warunek początkowy ułatwi porównanie procesu zamarzania między rezultatami pomiarów i symulacji numerycznych. Pola prędkości, temperatury i położenia frontu fazowego zmierzone w centralnym przekroju kanału dla kroków czasowych 100s. 200s, 1000s, 2000s, 2500s, 3000s i 3600s zostały wybrane jako wzorce do porównań struktur przepływu. Ilościowe porównania prędkości przepływu zaproponowano, podobnie jak dla czystej konwekcji, dla składowej pionowej wyekstrahowanej wzdłuż osi poziomej dla trzech wysokości od dna kanału: 0.25, 0.5 i 0.75. Niektóre z tych rezultatów zostały przedstawione na rys. 2.24, 2.26 i 2.28.

2.2.3. *Badanie przemiany fazowej w roztworach binarnych*

Badania konwekcji naturalnej i konwekcji z przemianą fazową (zamarzanie) przeprowadzono dla 1% roztworu soli kuchennej w naczyniu o geometrii sześciennej. Pomiary pól prędkości, temperatury i torów cząstek wykonano analogicznie do wyżej opisanych pomiarów dla czystej cieczy. Pomiary stężenia wykonano w osobnych eksperymentach, powtórzonych w analogicznych warunkach.

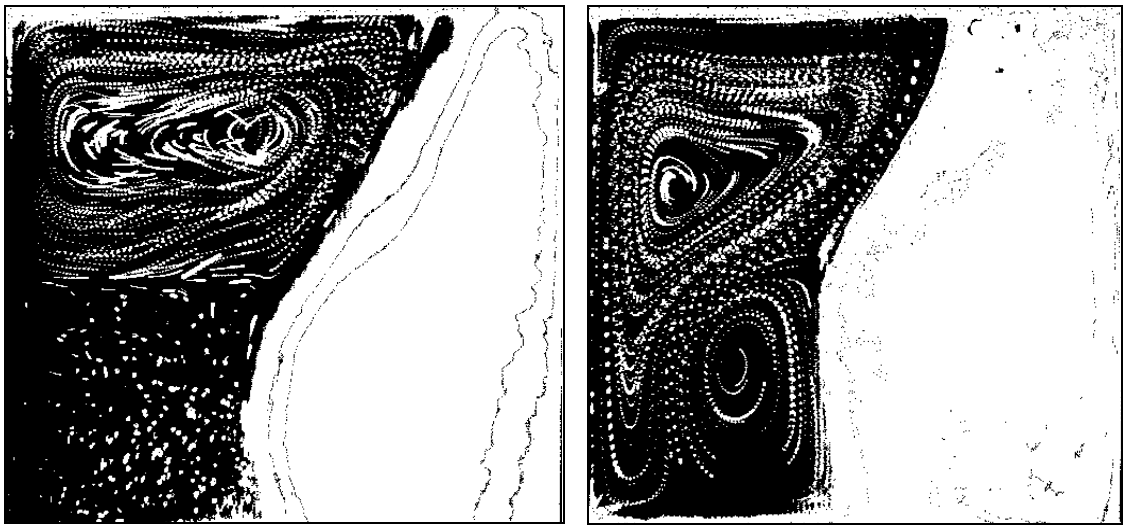
Stwierdzono złożony charakter przepływu, związany z anomalią gęstości wody, jak również z gradientem koncentracji składnika stałego (soli). Rezultaty badań wskazały na istnienie istotnych różnic w strukturze przepływu roztworu w porównaniu z czystą cieczą. Wskutek obecności soli następuje nie tylko zmiana gęstości i punktu zamarzania cieczy, ale co jest nie mniej istotne, przesunięcie punktu anomalii gęstości.



(a) t=500s (b) t=3000s

Rys.2.37 Pola prędkości zmierzone dla zamarzającego 1% roztworu soli (500s i 3000s od chwili początkowej); T_h=10°C, T_c=-15°C. Tworzenie się warstwy stagnacyjnej w dolnej części naczynia.

Dla wody maksimum gęstości występuje dla około 4°C, a więc niemal symetrycznie dla badanego zakresu temperatur 0°C-10°C, między ścianką zimną a ciepłą. Dla roztworu soli temperatura zamarzania obniża się znacznie wolniej niż punkt maksimum gęstości. I tak dla 1% roztworu soli maksimum gęstości przesuwa się do 2°C, a temperatura zamarzania do -0.5°C, a dla 2.5% koncentracji obie temperatury wynoszą –1.5°C co oznacza brak anomalii gęstości. W rezultacie obserwowany przepływ konwekcyjny dla roztworu charakteryzuje się znacznie silniej rozwiniętą cyrkulacją "normalną niemal całkowicie wypierającą charakterystyczną cyrkulację anomalną w pobliżu zimnej ścianki. W początkowej fazie zamarzania front fazowy jest płaski z wyraźnym nachyleniem w kierunku ciepłej ścianki (por. rys. 2.37a). Pole prędkości charakteryzuje typowa cyrkulacja cieczy nie posiadającej anomalii gęstości. Wynika to z obniżenia temperatury anomalii gęstości dla roztworu, minimalizującego jak to widać jej wpływ na rozwój przepływu. W miarę upływu czasu widoczna staje się deformacja frontu fazowego dolnej części naczynia. Pole prędkości (rys. 2.37b) wskazuje na wyraźne ograniczenie cyrkulacji cieczy do górnej części naczynia., a tym samym konwekcyjną wymianę ciepła między gorącą ścianką i lodem. Zjawisko to jest związane ze zmianami pola koncentracji soli w przepływie.

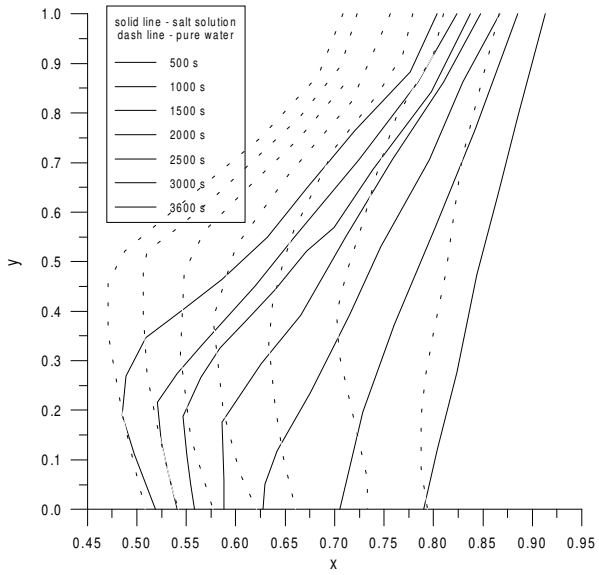


a) b)

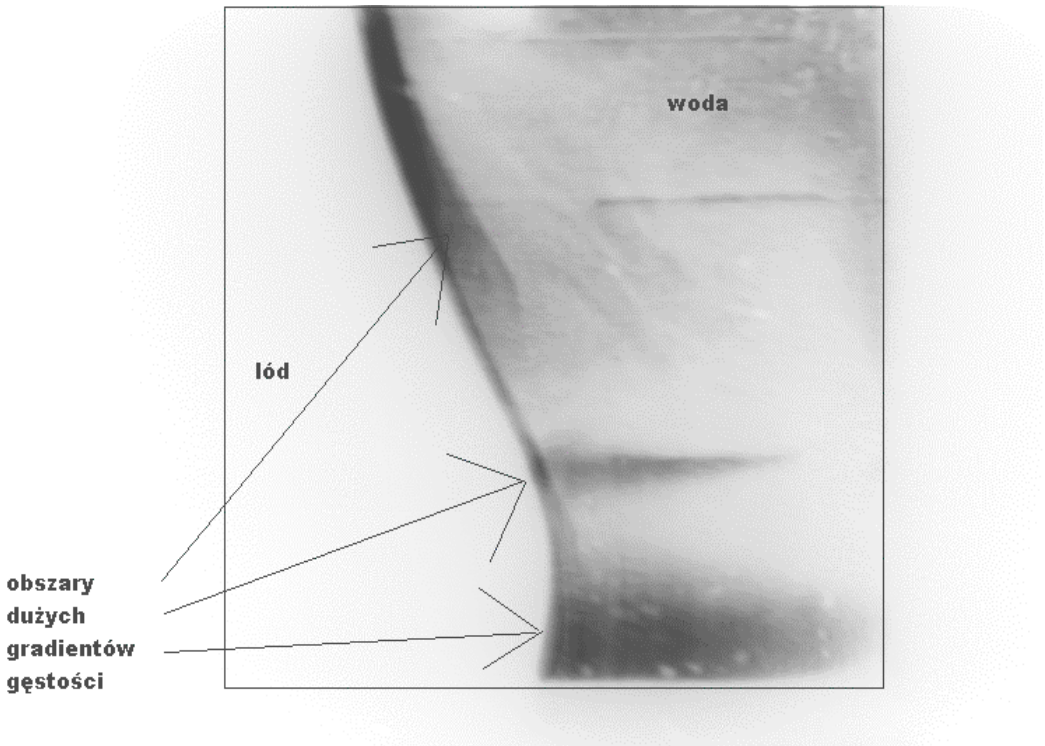
Rys.2.38 Zamarzanie wody (3600s od chwili początkowej); T_h=10°C, T_c=-15°C; a) tory cząstek dla 1% roztworu soli; b) tory cząstek dla czystej wody. Suma 10 obrazów komputerowych wykonanych co 0.4 s. Wyraźnie widać powstanie warstwy stagnacyjnej w dolnej części naczynia.

Podczas przemiany fazowej ma miejsce dodatkowy efekt, wypierania soli z lodu do roztworu. Powoduje to dodatkowy wzrost koncentracji soli w pobliżu frontu fazowego. Z tym wiąże się lokalny wzrost gęstości roztworu i pojawienie się konwekcji solutalnej, o kierunku przeciwnym do konwekcji termicznej. Oddziaływanie obu przepływów tworzy układ o wyraźniej stratyfikacji. Ilustruje to rys.2.38a, pokazujący obraz torów cząstek dla 1% procentowego roztworu soli obserwowany po 3600s od początku procesu zamarzania. Obraz frontu fazowego wskazuje wyraźnie na istnienie silnej cyrkulacji "normalnej" gorącej cieczy, odpowiedzialnej za znaczne spowolnienie tworzenia się lodu w górnej części komory. W dolnej części komory zarówno anomalna konwekcja termiczna jak i konwekcji solutalna tworzą obszar ograniczający wymianę ciepła. Dodatkowo, w porównaniu z czystą wodą, stosunkowo ciężki roztwór soli wypychanej z lodu gromadzi się w okolicy dna naczynia tworząc gruba warstwę stagnacyjną. Na pokazanym zdjęciu, warstwa ta osiąga niemal połowę wysokości komory. Zamieszczony obok (rys. 2.38b) dla porównania obraz torów cząstek w czystej cieczy otrzymany dla tych samych warunków eksperymentalny pokazuje występowanie podwójnej konwekcji, z anomalną i normalną cyrkulacją. Tą typową dla problemu zamarzania wody konfigurację omawiano w poprzednim rozdziale.

Obserwując kształt frontu fazowego i jego zmiany w czasie wyraźnie widać zmiany wywołane wpływem zmian koncentracji i konwekcji solutalnej. Rys. 2.39 pokazuje różnice kształtu frontu fazowego jakie zarejestrowano w eksperymentach przeprowadzonych w tych samych warunkach dla czystej wody i 1% roztworu soli. Całkowity przyrost masy lodu dla czystej wody jest w tych warunkach wyraźnie większy. Uwidacznia się to głównie w górnej i środkowej części frontu fazowego, gdzie konwekcyjny transport ciepła odgrywa decydującą rolę w bilansie ciepłym na granicy faz. W dolnej części naczynia, konwekcyjny transport ciepła od ścianki gorącej jest istotnie ograniczony wskutek anormalnej cyrkulacji wody (dla czystej cieczy) lub stratyfikacji cieczy dla roztworu. Powoduje to, że przyrost fazy stałej regulowany w dolnej części głównie dyfuzyjnym transportem ciepła jest niemal identyczny dla obu przypadków.



Rys.2.39. Zmiana w czasie frontu zamarzania zmierzona dla czystej wody (linie przerywane) i 1% roztworu soli (linie ciągłe).

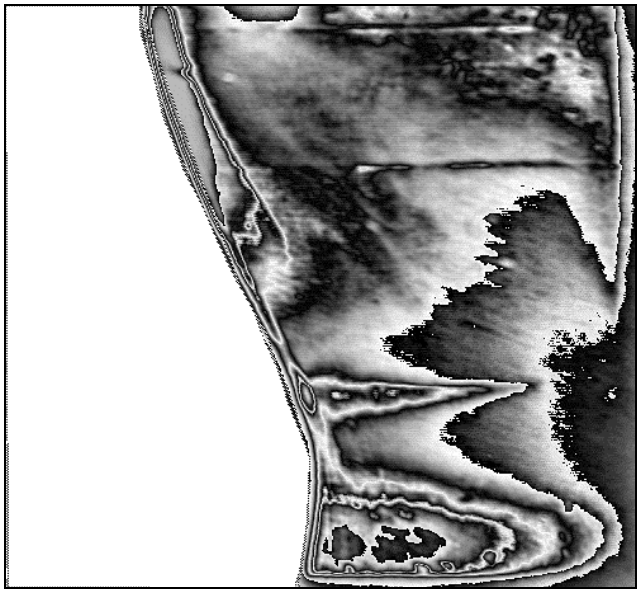


Rys. 2.40 Obraz Schlierena dla konwekcji 1% roztworu soli. Tworząca się warstwa lodu powoduje wypieranie soli i wzrost je koncentracji w pobliżu frontu fazowego. Stan dla t=3000s od chwili początkowej; T_h=10°C, T_c=-15°C.

Obrazy Schlierena otrzymane w analogicznych warunkach potwierdzają obecność silnych gradientów koncentracji soli w pobliżu frontu fazowego i dna naczynia. Rys. 2.40 pokazuje obraz otrzymany tą techniką dla 1% roztworu soli dla 3000s od chwili rozpoczęcia procesu zamarzania.

Obraz Schlierena jest wynikiem uśrednienia efektów zmian współczynnika załamania światła wzdłuż drogi optycznej. Ilościowa interpretacja obrazów Schlierena wymaga zatem przyjęcia, że rozkład ten nie zmienia się w trzecim wymiarze, tzn. w kierunku prostopadłym do płaszczyzny obserwacji. Duże znaczenie ma również równomierność i równoległość wiązki

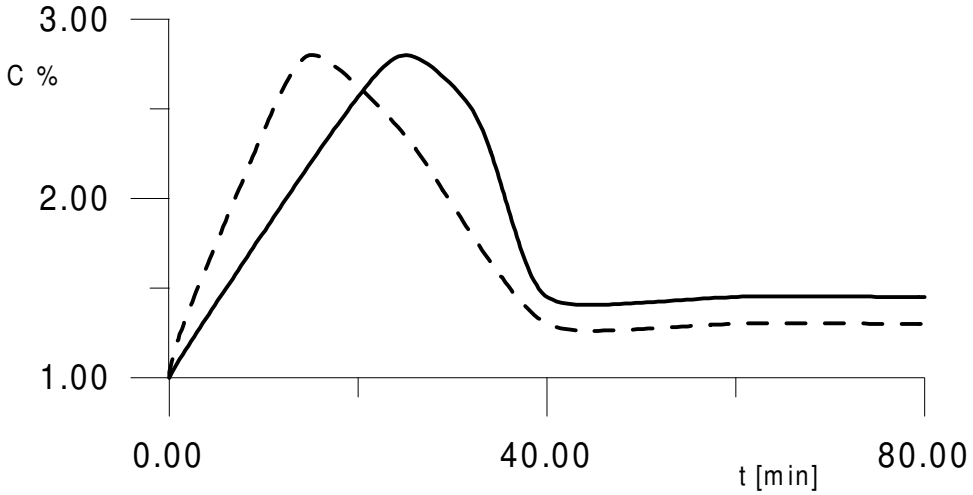
światła oświetlającej obiekt. W przeprowadzonych eksperymentach warunki optyczne nie pozwoliły na uzyskanie jednoznacznej interpretacji stopni szarości obrazów w funkcji stężenia soli. Z tego też względu ich analizę ograniczono do informacji jakościowych. Dla zwizualizowania obszarów dużych zmian koncentracji zastosowano komputerowe metody obróbki obrazów, głównie przez dobór odpowiedniej filtracji i zastosowanie nieliniowych charakterystyk intensywności obrazu.



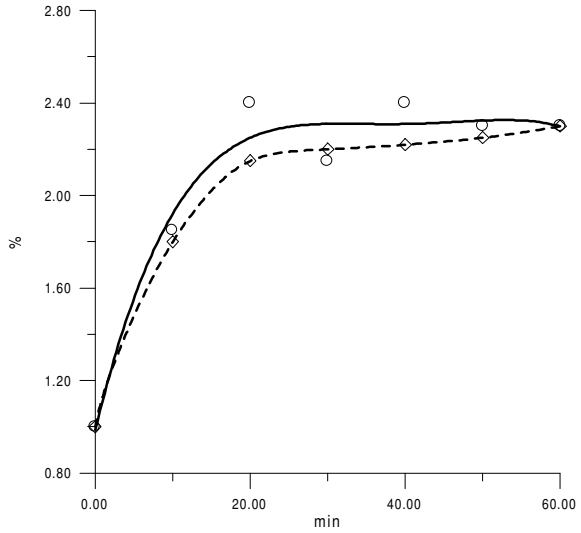
Rys **2.41**. Przetworzony obraz Schlierena, izolinie gradientu koncentracji soli wskazują na tworzenie się obszarów stratyfikacji roztworu.

Rys.2.41 pokazuje przetworzony obraz Schlierena, podkreślając obszary o dużych gradientach koncentracji. Można zauważyć, że wzrost koncentracji ma miejsce nie tylko w pobliżu dna naczynia, ale i w jego centralnej części oraz w mniejszym stopniu na ¼ wysokości od górnej ścianki. Świadczy to o powstaniu lokalnych obszarów koncentrowania się soli wskutek bilansowania się cyrkulacji termicznej i solutalnej.

Ilościowe określenie koncentracji soli metodą obrazową nie jest możliwe bez dodatkowych informacji lokalnych. Dane takie dostarczyły pomiary rezystancyjne wykonane dla kilku wybranych punktów przepływu. Pomiary kalibracyjne wykonano z zastosowaniem sond z elektrodami z drutu srebrzonego w serii badań dla przepływu w komorze sześciennej, w której temperatura ścianek izotermicznych wynosiła odpowiednio $T_h=5^0C$ i $T_c=-5^0C$. Stężenie początkowe roztworu wynosiło 1% NaCl w H_2O wagowo. Przykładowy wynik tych pomiarów pokazano na rys.2.42. Możemy zauważyć, że podczas procesu zamarzania wskutek wypierania soli z tworzącego się lodu koncentracja soli w roztworze początkowo gwałtownie wzrasta Jednak po około 30 minutach koncentracja w punktach pomiarowych ponownie maleje. Ten spadek koncentracji jest prawdopodobnie wywołany silną stratyfikacją przepływu, ze stagnacyjną warstwą wysokiej koncentracji zalegającej dno naczynia i obszarem intensywnej cyrkulacji cieczy o mniejszej koncentracji soli w górnej części naczynia. Intensywność przypływu konwekcyjnego jest funkcją wymiaru obszaru i różnicy temperatur (liczba Rayleigh'a). Dla zakresu temperatur występującego w tych badaniach ($T_h=5^0C$ i $T_c=-5^0C$), przepływ konwekcyjny praktycznie zamiera po utworzeniu się początkowej warstwy lodu, znacznie zmniejszając proces mieszania się obszarów o różnej koncentracji soli.



Rys.2.42. Wyniki pomiaru stężeń w funkcji czasu dla dwu elektrod umieszczonych na bezwymiarowej wysokości 0.25 od dna naczynia. Elektroda 1 (linia przerywana) umieszczona jest w bezwymiarowej odległości 0.1 od ścianki gorącej; elektroda 2 (linia ciągła) w bezwymiarowej odległości 0.36 od tej ścianki. T_H = 5°C, T_C = -5°C i koncentracji soli C_o =1%



Rys. 2.43 Zmiana koncentracji soli w funkcji czasu dla dwu elektrod umieszczonych na wysokości 0.25 od dna naczynia. Elektroda 1 (linia przerywana) umieszczona jest w odległości 0.1 od ścianki gorącej; elektroda 2 (linia ciągła) w odległości 0.36 od tej ścianki. T_H = 10°C, T_C = -15°C i koncentracji soli C_o =1%.

Pomiary zmian koncentracji soli w czasie podczas tworzenia się lodu powtórzono dla zakresu temperatur T_H = 10°C, T_C = -15°C i koncentracji soli C_o =1% uzyskując rezultat pokazany na rys.2.43. W tym przypadku po początkowym wzroście koncentracji roztworu, jego wartość utrzymuje się na stałym poziomie. Przepływ konwekcyjny ustala się po około 30 min, dalszy przyrost lodu a więc wzrost koncentracji soli ustaje. Niemniej intensywna konwekcja termiczna w górnej części naczynia (por. rys. 2.38a) zapobiega zbyt silnej stratyfikacji roztworu w tym obszarze.