

6.2.3. - przepływ lepki

Tomasz A. Kowalewski  
Andrzej Cybulski

KONWEKCJA NATURALNA  
Z PRZEMIANĄ FAZOWĄ

8/1997



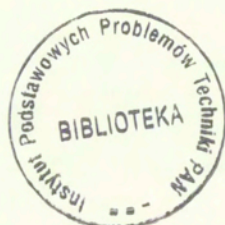
P.269

W A R S Z A W A 1 9 9 7

<http://rcin.org.pl>

6312

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 10 września 1997r.



56550



Na prawach rękopisu

---

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN

Nakład 100 egz. Ark. wyd. 3,0 Ark. druk. 4,0

Oddano do drukarni we wrześniu 1997r.

---

**ATOS** Poligrafia-Reklama, Warszawa, Stawki 14

T.A. Kowalewski  
A. Cybulski  
IPPT PAN  
Ośrodek Mechaniki

## Konwekcja naturalna z przemianą fazową

### Streszczenie

Praca przedstawia rezultaty badań eksperymentalnych i numerycznych dotyczących konwekcji naturalnej z przemianą fazową w kanałach o chłodzonej, izotermicznej ściance górnej. Badania przeprowadzono dla wody, w naczyniach sześciennych i walcowych o różnym przewodnictwie cieplnym pozostałych ścianek, przewodzących ciepło od zewnętrznego płaszcza wodnego. Temperaturę wody w płaszczu wodnym zmieniano w zakresie od 5°C do 25°C, podczas gdy górna ścianka była utrzymywana w temperaturze - 10°C. Została przebadana zależność formy przepływu i struktury lodu od parametrów charakteryzujących przepływ, warunków początkowych, geometrii naczyń oraz termicznych warunków brzegowych. Celem uzyskania ilościowych informacji o pełnych 2-D polach temperatury i prędkości zastosowano nowe techniki eksperymentalne, cyfrowej anemometrii i termometrii obrazowej (Digital Particle Image Velocimetry and Thermometry), bazujące na analizie numerycznej obrazu przepływu. Celem lepszego zrozumienia i zweryfikowania struktury przepływu rejestrowano tory poszczególnych cząstek posiewu używanego do wizualizacji przepływu z wykorzystaniem techniki cyfrowej (particle tracking).

Stwierdzono, że termiczne warunki brzegowe na nieizotermicznych ściankach mają decydujący wpływ na strukturę przepływu. Badania eksperymentalne i numeryczne wykazały, że uproszczenia lub idealizacje stosowane zwykle w modelach numerycznych przy modelowaniu termicznych warunków brzegowych mogą prowadzić do różniących się zasadniczo form przepływu. Rozwiązując problem sprzężony, pełnego trójwymiarowego przewodnictwa cieplnego dla bocznych ścianek wraz z pozostałymi równaniami przepływu i transportu energii uzyskano rezultaty odpowiadające obserwowanym strukturom przepływu.

Rozwój konwekcji naturalnej w kanałach badano dla dwóch różnych warunków początkowych: zerowego pola przepływu przy temperaturze początkowej całego układu równej temperaturze kąpieli zewnętrznej, oraz dla przypadku rozwiniętej konwekcji naturalnej w kanale o ściance izotermicznej będącej w temperaturze przemiany fazowej. Zaobserwowano, że niestabilności przepływu występujące zarówno w eksperymencie jak i w obliczeniach numerycznych dla pierwszego z warunków początkowych, mogły być skutecznie stłumione w drugim przypadku. Stwierdzono również, że narastanie stożkowego frontu lodu ma stabilizujący wpływ na przepływ. Podobnie dodatkowa modyfikacja termicznych warunków brzegowych na bocznych ściankach pozwala na stabilizację początkowych faz rozwoju konwekcji w badanych kanałach.

Złożona struktura przepływu w naczyniu znajduje odbicie w kształcie powierzchni lodu, powstającego pod ścianką chłodzoną. W sześciennym naczyniu obserwowano symetryczny przepływ z podziałem na osiem elementów (komórek). W osiowosymetrycznym cylindrycznym naczyniu obserwowano symetryczny przepływ z podziałem na sześć komórek. Obserwowane dla pół temperatur linii podziału przepływu uwidaczniały się również w strukturze powierzchni lodu.

T.A. Kowalewski  
A. Cybulski  
IPPT PAN  
Center of Mechanics

## Natural convection with phase change

### Abstract

Natural convection with phase change in lid cooled enclosures has been extensively studied experimentally and numerically for water. Low aspect ratio small enclosures of both cubical and cylindrical symmetry with isothermal top wall were used. The other walls were neither adiabatic nor ideal heat conductors, allowing heat entry from the surrounding water bath. The external temperature varied from 5°C to 25°C, whereas the top wall was kept at -10°C. The flow and ice structures, their dependence on the flow parameters, geometry, initial conditions and the thermal boundary conditions were investigated. Digital Particle Image Velocimetry and Thermometry - full field experimental technique based on the digital image analysis was used to obtain quantitative 2-D temperature and velocity fields information. The paths of the individual tracers obtained using digital particle tracking helped to understand and verify the flow structure.

It was found that the Thermal Boundary Conditions of non-isothermal walls have triggering effect on the flow configuration. Experimental and numerical investigations indicated that simplifications or idealisations of the TBC usually applied in numerical models may lead to substantial differences of the flow pattern. Solving the coupled solid-fluid heat conduction problem for the side walls together with 3-D Navier-Stokes equations improved modelling.

The onset of convection was studied for two different initial conditions: zero flow field with initially warm fluid or developed natural convection without phase change. The instabilities of the flow observed for the first case could be effectively damped by the second method. It was found that the growing conical ice front has a stabilising effect on the flow. Similarly, modifications of the thermal boundary conditions at the side walls stabilised onset of convection.

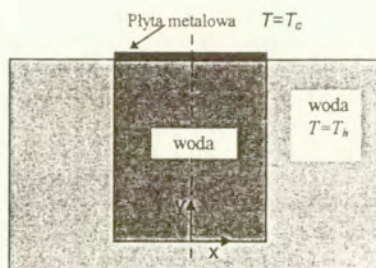
Complicated flow structures in the cavity are reflected on the ice surface created underneath the lid. The eight-fold flow symmetry was observed for the cube cavity. In the axis-symmetric cylindrical cavity the 16-fold flow symmetry was observed, both for the temperature field and the ice structure.



## 1. Wprowadzenie

Zasadniczym celem przeprowadzonych badań było znalezienie wpływu warunków brzegowych istotnych dla selekcji struktur przepływu konwekcyjnego z przemianą faz. Ze względu na nieliniowość równań Naviera-Stokesa rządzących przepływem lepkiem, wpływ równania energii w przepływach wywołanych różnicą temperatur, anomalię funkcji gęstości wody w niskich temperaturach, a dodatkowo wskutek tworzenia się fazy stałej w przepływie konwekcyjnym i związanej z tym zmianę geometrii brzegu, badane przepływy charakteryzuje szczególna "wrażliwość" a nawet niejednoznaczność (bifurkacje) realizowanej formy czy też struktury pola przepływu w funkcji warunków brzegowych.

Obiektem badań jest przepływ wody w prostopadłościennym lub cylindrycznym kanale o chłodzonej izotermicznie górnej ścianie, a pozostałych ściankach o zadanych termicznych warunkach pozwalających na regulację przepływu ciepła do kanału od otaczającej go cieczy o stałej temperaturze (Rys. 1). Obniżenie temperatury górnej ścianki poniżej punktu zamarzania powoduje tworzenie się fazy stałej (lodu). Tego typu geometria do pewnego stopnia symuluje konfigurację spotykaną przy kierunkowej hodowli kryształów metodą Bridgmana [18].



Rys. 1. Schemat ideowy badanych kanałów z izotermiczną ścianką górną o temperaturze  $T_c$  i pozostałych ściankach nie-adiabatywnych, opływanych cieczą o stałej temperaturze  $T_b$ .

Sterowanie termicznymi warunkami na ściankach bocznych i ścianice dolnej zarówno poprzez ich konstrukcję (grubość, materiał, itp.), przez zmianę temperatury zewnętrznej, lokalne zmiany temperatury powierzchni przy pomocy folii grzejnej lub izolacji termicznej ma za zadanie znalezienie wpływu termicznych warunków brzegowych (TWB) na tworzenie się danej struktury przepływu, jej stabilność oraz wpływ tych czynników na tworzącą się fazę stałą.

Obok badań eksperymentalnych przeprowadzono liczne symulacje numeryczne zarówno dla prostopadłościennych geometrii kanału jak i dla geometrii cylindrycznej, dla przepływu zarówno z przemianą fazową jak i dla czystej konwekcji naturalnej. Badania numeryczne i ich porównanie z eksperymentem pozwoliły na znalezienie szeregu rozbieżności. Stwierdzono konieczność weryfikacji przyjmowanych powszechnie założeń dotyczących formułowania termicznych warunków brzegowych jak i modelowania procesu przemiany fazowej.

## 2. Metodyka i zakres pomiarów

Badania eksperymentalne miały na celu znalezienie istotnych charakterystyk przepływu w funkcji czasu. W szczególności polegały one na wyznaczeniu pól prędkości, pól temperatur oraz torów cząstek dla wybranych przekrojów pionowych i poziomych. Wyznaczano również kształt i wielkość frontu przemiany fazowej (lodu).

### 2.1 Stanowisko pomiarowe

Zasadniczym narzędziem pomiarowym jest procesor obrazowy, pozwalający na cyfrową rejestrację obrazów przepływu. Komputerowa analiza tych obrazów ma na celu zebranie poszukiwanych informacji.

Podstawowy schemat stanowiska pomiarowego stosowanego w doświadczeniach nad zachowaniem się przepływu konwekcyjnego ilustruje Rys. 2. Właściwa rejestracja obrazu przepływu odbywa się dla wybranych przekrojów zdefiniowanych płaszczyzną oświetlającą. Obserwacja odbywa się z kierunku prostopadłego do płaszczyzny światła. Podstawowe elementy układu pomiarowego to badany kanał wypełniony cieczą, kamera kolorowa 3CCD, komputer, karta akwizycji obrazów, system termostatów utrzymujących zadane temperatury, specjalnie skonstruowane liniowe źródła światła - wytwarzające płaszczyzną świetlną o szerokości 100mm i grubości 1-2mm i układ zwierciadeł. Temperaturę ścianki górnej oraz kąpieli otaczającej ustalano przy pomocy dwu termostatów. Dokładność stabilizacji temperatury wynosiła 0.1°C. System zaworów elektromagnetycznych pozwalał na szybkie przełączanie obiegu czynnika chłodzącego, tak by możliwa była realizacja niemal natychmiastowego (ok. 30s) obniżenia temperatury górnej ścianki.

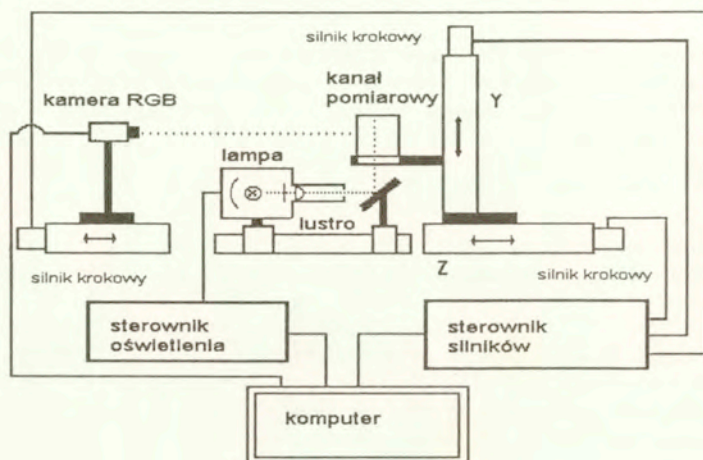
Kanał pomiarowy i kamera zostały umieszczone na prowadnicach silników krokowych, umożliwiających przemieszczanie tych elementów wzdłuż trzech niezależnych osi. Pozwala to na szybką rejestrację obrazów przepływu dla szeregu płaszczyzn. Dzięki systemowi zwierciadeł, dwóm niezależnym źródłom światła i dodatkowym silnikom krokowym, możliwa była również rejestracja przepływu dla przekrojów poziomych. W takim przypadku pozycje kamery i źródła światła zamieszczone na schemacie ulegały zamianie i obraz obserwowany był przez dolną ściankę kanału.

System kontroli silników krokowych, program do rejestracji obrazów, uruchamiania oświetlenia jak i dodatkowy program rejestrujący w wybranych punktach temperatury mierzone przy pomocy termopar i elementów Pt100 zostały połączone w jeden system komputerowy sterujący eksperymentem. Uruchamiany przez komputer system akwizycji pozwala na automatyczne zbieranie danych i obrazów, ich zapis na dysku, oraz jednoczesną kontrolę położenia obiektów przy pomocy silników krokowych. Stosunkowo długie czasy relaksacji przepływu umożliwiają wykonanie dla każdego punktu czasowego pomiaru pól przepływu w kilku płaszczyznach pionowych i poziomych. W ten sposób realizowano quasi-trójwymiarową obserwację przepływu w badanym kanale.

Rozdzielczość obrazów komputerowych wynosi od 512x512 pixli do 768x542 pixli. Rejestrowane obrazy przekrojów przepływu wykorzystywane były do określenia dla danej płaszczyzny rozkładu temperatury, pola prędkości, torów cząstek oraz kształtu frontu przemiany fazowej. Zastosowanie komputera Pentium 133/64MB wyposażonego w nowoczesną kartę akwizycji IC-PCI z modulem AM-CLR (Img. Tech. Inc.) umożliwiło rejestrowanie ok. 40 obrazów RGB w pamięci komputera w czasie rzeczywistym. Zarejestrowane obrazy przepływu zapisywane były na dyskach komputera i



archiwizowane w systemach pamięci masowej (dyski magneto-optyczne, taśmy magnetyczne i zapisywalne dyski optyczne CD-R).



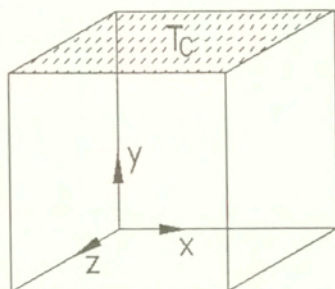
Rys. 2. Podstawowe elementy układu pomiarowego do badań konwekcji naturalnej. Schemat przedstawia elementy układu ustawione w pozycji do rejestracji pionowych przekrojów przepływu.

Problem archiwizacji danych w systemie pomiarowym nabiera poważnego znaczenia, jeśli zauważymy, że jeden obraz *RGB* wymaga około 1.2MB pamięci, a rejestracja 200 ujęć po 4 obrazu każde (dla korelacji obrazów metodą PIV), tworzy zbiór wymagający prawie 1GB pamięci. Pomiar taki przeprowadzony dla czterech przekrojów kanału odpowiada rejestracji zmian przepływu w 50 punktach czasowych. Efektywna obsługa systemu pomiarowego i transfer tak dużych zbiorów stały się możliwe dzięki sprzężeniu komputera pomiarowego poprzez sieć ethernet z dodatkowymi komputerami w laboratorium i komputerami sieci Instytutu.

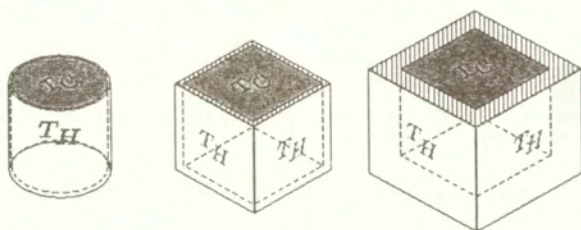
## 2.2 Geometria kanałów pomiarowych

Przyjęty układ współrzędnych dla kanału sześciennego z górną ścianką izotermiczną ilustruje Rys. 3. Pomiary przeprowadzono dla kanałów sześciennych i dla walca (Rys. 4). Kanały sześciennie wykonano z dwóch rodzajów materiału ścianek bocznych: pleksiglasu o grubości 8mm jako materiału o niskim przewodnictwie cieplnym ( $k_w=0.19W/mK$ ) oraz szkła o grubości 2mm ( $k_w=1.07W/mK$ ). Wewnętrzny wymiar kanału w obu wypadkach wyniósł 38mm.

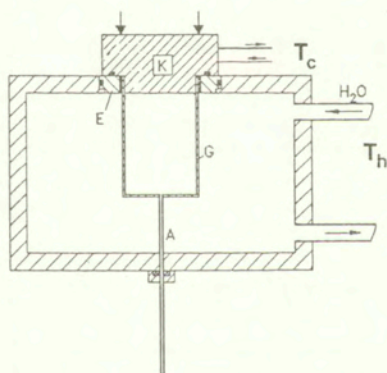
Stosowano dwa typy kanałów z pleksiglasu. Pierwszy z bocznymi kanalikami (od 2 do 5) dla wprowadzenia kilku termopar kontrolnych i dla zrównoważenia ciśnienia wewnętrznego w kuwecie. Stosowanie termopar pozwalało na dokładną kontrolę procesów termicznych zachodzących w kanale, wskazując na charakter zmian transportu ciepła od chłodzonej ścianki górnej. Zauważono jednak, że nawet te niewielkie (ok. 1mm średnicy) zaburzenia powierzchni bocznej mogą być czynnikiem stymulującym asymetryczny rozwój przepływu. W związku z tym większość badań w kuwecie z pleksiglasu została powtórzona dla modelu o jednym centralnym otworze w dolnej ścianie. Otwór ten o średnicy 0.5mm służył wyrównaniu ciśnienia wywołanego wzrostem objętości zamarzającej wody (Rys. 5).



Rys. 3. Układ współrzędnych przyjęty w badaniach. Izotermiczna ścianka górna ( $Y=1$ ) i pięć nie-adiabacyjnych ścianek bocznych.



Rys. 4. Geometria stosowanych kanałów pomiarowych: szklany kanał walcowy, kanał sześcienny o ściankach z 2mm szkła i z 8mm pleksiglasu.



Rys. 5. Schemat układu zasilania kanałów pomiarowych. K - izotermiczna ścianka górna, G - ścianki boczne wykonane ze szkła lub pleksiglasu, A - wyrównanie ciśnienia wewnętrznego (rurka 0.5mm), E - ścianki z pleksiglasu dla kanału kąpieli zewnętrznej.



Podobną konstrukcję stosowano dla kanałów walcowych. Pomiary przeprowadzono dla dwu modeli kanałów walcowych wykonanych ze szkła: o cenniejszej 1.3mm ścianie bocznej i denku oraz o ścianie bocznej i denku o grubości 2.4mm. W pierwszym przypadku średnica wewnętrzna kanału wynosiła 35.5mm a wysokość wewnętrzna 41.5mm. Dla grubszego szkła średnica wewnętrzna kanału wynosiła 37mm a jego wewnętrzna wysokość 41.1mm.

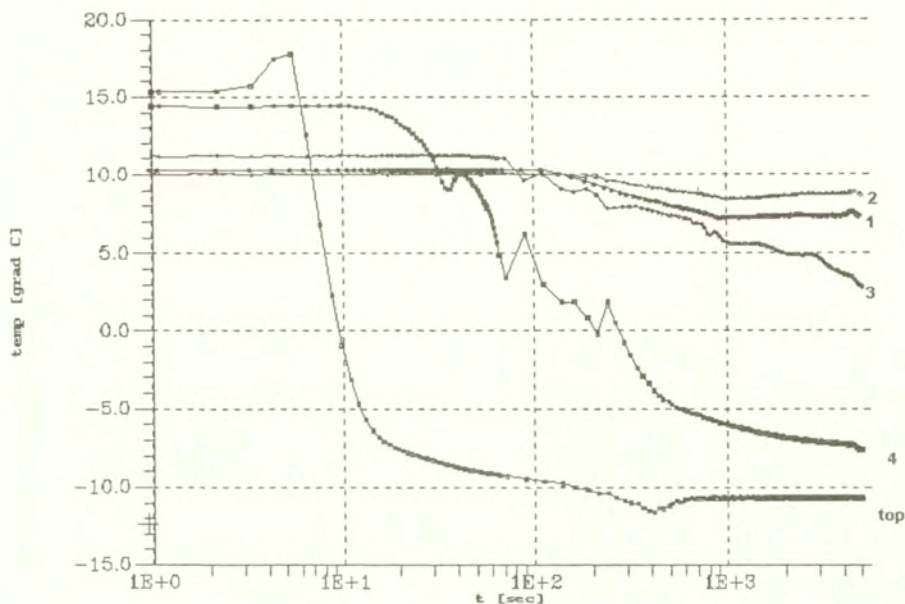
### 2.3 Pomiar temperatury

Pomiar temperatury jest jednym z istotniejszych elementów analizowanych przepływów. Tradycyjnie pomiar taki jest wykonywany przy pomocy cienkich (ok. 0.5-1mm) termopar umieszczanych wewnątrz badanego przepływu. Umożliwia to stosunkowo dokładny ( $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$ ) pomiar w jednym punkcie. Na ogół jest to informacja niewystarczająca dla pełnego zrozumienia struktur przepływu, zwłaszcza zmieniającego się w czasie. Umieszczenie dużej liczby termopar jest nie tylko trudne technicznie ale również powoduje zakłócenie samego przepływu. W niniejszej pracy pomiar temperatury przy pomocy termopar i elementów Pt100 dokonywano głównie w celach kontrolnych w kilku wybranych punktach.

Rys. 6 przedstawia typowy przebieg temperatury rejestrowany przy pomocy czterech termopar umieszczonych na bocznej ścianie kanału sześciennego. Trzy termopary znajdują się na linii symetrii, przy górnej ścianie, na środku i przy dnie kanału, a jedna z nich w dolnym narożniku kanału. Temperatura górnej, izotermicznej ścianki mierzona jest przy pomocy elementu Pt100. Przebieg temperatury odpowiada tzw. „startowi ciepłemu”. W chwili początkowej zarówno ciecz zewnętrzna jak i ciecz wewnątrz kanału mają tę samą temperaturę, w ilustrowanym przypadku  $+10^{\circ}\text{C}$ . Na wykresie górna powierzchnia kanału (top) wykazuje nieco wyższą temperaturę wskutek kontaktu z otoczeniem (temperatura powietrza w laboratorium wynosiła  $+25^{\circ}\text{C}$ ). W chwili otwarcia zaworów z cieczą chłodzącą, utrzymywaną w termostacie w temperaturze  $-10^{\circ}\text{C}$ , następuje gwałtowny spadek temperatury górnej powierzchni, rejestrowany również od strony cieczy przez sąsiadującą z górną ścianką termoparę nr 4. Widoczny na wykresie chwilowy skok temperatury górnej powierzchni jest wywołany opróżnieniem węży zasilających, w których ciecz ma początkowo temperaturę pokojową.

W ciągu niespełna 50s od chwili uruchomienia chłodzenia ustala się temperatura górnej powierzchni. Warto zwrócić natomiast uwagę na pojawiające się w kanale fluktuacje temperatury. Są one najsilniejsze w pobliżu górnej powierzchni, gdzie pojawia się początkowo przechłodzenie cieczy a następnie jej zamarzanie. Po około 100s górna termopara (nr 4) wskazuje już ujemne temperatury wewnątrz narastającej warstwy lodu. Oscylacje temperatury rejestrowane przez pozostałe termopary (zwłaszcza nr 3 i 4), wskazują na zmiany struktury przepływu. Ich interpretacja staje się możliwa dopiero dzięki informacjom uzyskanym dla całego pola przekroju przepływu przy zastosowaniu drugiej techniki rejestracji temperatury.

Pomiar pola temperatury w przekroju przepływu umożliwiło zastosowanie nowej, niestandardowej techniki Particle Image Thermometry (PIT), opartej na analizie barwy zawiesiny ciekłokrystalicznej, stosowanej jako posiew w przepływie [7-10,14,15]. Idea pomiaru oparta jest na zjawisku selektywnego rozpraszania światła przez niektóre substancje cholesterolowe. Białe światło przechodząc przez taką substancję ciekło-krystaliczną zostaje spolaryzowane „śrubowo” [6]. Periodyczny układ płaszczyzn molekuł tych substancji powoduje selektywną refrakcję światła, podobnie jak ma to miejsce dla siatki interferencyjnej. W efekcie dla wybranego kierunku obserwacji rozproszona zostaje fala elektromagnetyczna o jednej długości, widoczna w postaci charakterystycznego zabarwienia rejestrowanego po tym kątem światła. Barwa rozproszonego światła zależy od wymiaru charakterystycznego (skoku) tak powstałej siatki interferencyjnej.



Rys. 6. Przebieg zmian temperatury dla wybranych punktów kanału podczas pomiaru, tzw. „start ciepły”. 1 - termopara w dolnym, przednim narożniku kanału ( $x=0, y=0, z=0.95$ ); 2 - termopara w płaszczyźnie symetrii przy dnie ( $x=0, y=0, z=0.5$ ); 3 - termopara w płaszczyźnie symetrii w połowie wysokości ( $x=0, y=0.5, z=0.5$ ); 4 - termopara w płaszczyźnie symetrii przy górnej ścianie ( $x=0, y=0.95, z=0.5$ ); top - temperatura wewnątrz górnej ścianki.

Skok skręcenia płaszczyzny polaryzacji wynika z molekularnej struktury substancji i ulega zmianie z temperaturą. W ten sposób barwa światła rozproszonego w danym kierunku pozwala na określenie lokalnej temperatury substancji ciekłokrystalicznej. W rezultacie unoszona przepływem zawiesina ciekłokrystaliczna w postaci cząstek o średnicy rzędu  $50\mu\text{m}$  i bardzo małej koncentracji ( $< 0.05\%$ ) spełnia rolę miniaturowych termometrów rejestrujących lokalną temperaturę, nie zakłócając przy tym w istotny sposób przepływu. Selektywne rozpraszanie światła ma miejsce jedynie w ograniczonym zakresie temperatur. Zakres ten zależy od typu substancji i może wynosić od kilku do kilkunastu stopni Celsjusa. Szybkość reakcji struktury molekularnej ciekłego kryształu na zmiany temperatury jest rzędu  $1\text{ms}$ , co dla badanych przepływów jest wartością zupełnie wystarczającą.

Jak wspomniano barwa rozproszonego światła zależy zarówno od temperatury jak i kąta rozproszenia. Dlatego do analizy temperatury przepływu konieczne jest dokładne zdefiniowanie geometrii źródła światła - obserwator (kamera). Zrealizowano to oświetlając przepływ cienką (ok.  $2\text{mm}$ ) płaszczyzną światła i obserwując światło rozproszone pod kątem prostym do tej płaszczyzny przy pomocy kamery z obiektywem o wąskim kącie widzenia. Obrazy przepływu rejestrowane są dla dwuwymiarowych przekrojów płaszczyznami wyznaczonymi oświetlając równoległą wiązkę światła uformowaną w „warstwę świetlną” (tzw. technika „light sheet”). Poruszające się w przepływie cząstki widoczne są z kierunku prostopadłego do tej płaszczyzny w postaci zbioru kolorowych punktów na ciemnym tle.



Rejestrowany obraz kolorowy jest reprezentowany przez trzy barwy podstawowe: czerwoną, zieloną i niebieską (*RGB*) i zapisywany w postaci trzech plików odpowiadających wyciągom z każdego kanału barwnego kamery. Celem przeanalizowania koloru jako fizycznej wartości, należy przekształcić zawartą w obrazie informację barwną *RGB* na jej składowe *HSI*: kolor dominujący (*Hue*), nasycenie (*Saturation*) i jasność (*Intensity*). Interesującą nas wielkością jest wartość *hue*, będąca odpowiednikiem długości fali świetlnej w spektrometrii. Wyznaczenie tej wartości jest możliwe na wiele sposobów. Ponieważ stosowana metoda wymaga kalibracji zmian koloru (*hue*) w funkcji temperatury, istotne jest konsekwentne stosowanie tej samej transformacji przestrzeni barwnej *RGB* do *HSI*.

W początkowej fazie pomiarów zastosowano następujące przekształcenie przestrzeni *RGB* do *HSI*:

$$I = \sqrt{(R^2 + G^2 + B^2)} / \sqrt{3}$$

$$S = 255 \cdot (1 - \min(R, G, B) / I)$$

$$H = \begin{cases} 63 + ((G' - R') \cdot 63) / (G' + R') & \text{dla } B' = 0 \\ 189 + ((B' - G') \cdot 63) / (G' + B') & \text{dla } R' = 0 \end{cases}$$

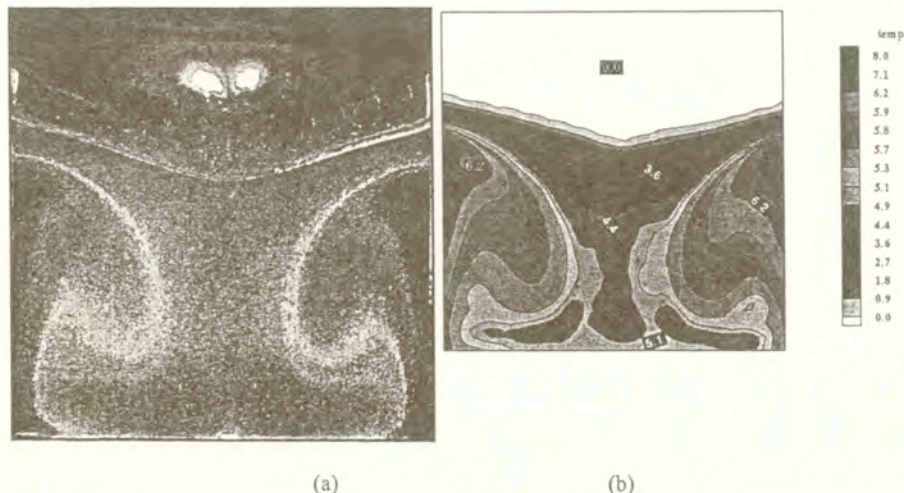
gdzie:  $R' = R - \min(R, G, B)$ ,  $G' = G - \min(R, G, B)$  i  $B' = B - \min(R, G, B)$ .

Zaletą powyższego algorytmu jest projekcja zmiennej *H* do 8-bitowego zakresu (dokładnie 0-252) liczb całkowitych, ograniczająca się jedynie do barw spektralnych (tzn. do zakresu R-B). Czystej barwie czerwonej odpowiada więc  $H=0$ , zielonej  $H=126$  a barwie niebieskiej  $H=252$ . Pozwala to na zwiększenie rozdzielczości metody i prostą eliminację „fałszywych” barw, nie mieszczących się w założonym zakresie. Praktyka pokazała jednak, że w warunkach pomiarowych wskutek nieliniowości charakterystyk kamery, odbić i rozproszenia światła, czy niedoskonałości materiału ciekłokrystalicznego, rejestrowane przez kamerę barwy często zawierają składowe poza-spektralne, tzn. z zakresu B-R. Tego typu barwy są oczywiście powszechne w przyrodzie jako wynik nakładania na siebie barwy czerwonej i niebieskiej. W rezultacie do analizy części obrazów zastosowano rozszerzoną wersję powyższego algorytmu, w której wartości *H* wyznaczane są dla całego „koła barw” R-G-B-R.

Rys. 7a przedstawia przykład obrazu barwnego zarejestrowanego dla przepływu w badanym kanale z chłodzoną powierzchnią górną. Strumień chłodnej cieczy, widoczny w postaci czerwonego „wachlarza” sphywa od powierzchni lodu do dna. Łatwo zauważyć, że chłodna cięższa woda niemal nie zmienia swojej temperatury płynąc w środku kanału. Przy dnie wpływ płaszczka zewnętrznego na temperaturę wewnątrz kuwety jest stosunkowo mały. Powolna zmiana barwy, widoczna w miarę przemieszczania się cieczy w kierunku ścianek bocznych świadczy o stopniowym nagrzewaniu się cieczy. W miarę nagrzewania się gęstość cieczy maleje. Powoduje to odwrócenie się kierunku przepływu i powrót cieczy w górę kanału wzdłuż ścianek bocznych. Temperatura nagrzewanej przez ścianki boczne cieczy silnie wzrasta, uzyskując maksymalne wartości w pobliżu górnego rogu kanału. W tym czasie zabarwienie unoszonej zawiesiny ciekłokrystalicznej zmienia się poprzez barwy żółta, zielona i błękitna do ciemnoniebieskiej. Jednak, jak to widać wyraźnie na obrazie barwnym (por. Rys. A 1), głębokość penetracji „gorącego” strumienia cieczy jest ograniczona. Bezpośrednio w pobliżu granicy faz utrzymuje się warstwa cieczy o niskiej temperaturze, widoczna na rysunku w postaci rozległego obszaru czerwonego. Wymiana ciepła między tą warstwą, a strumieniem cieczy

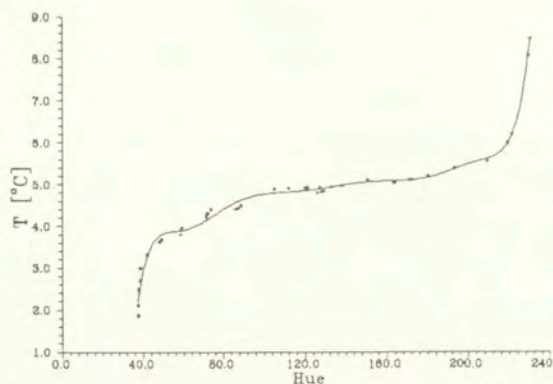


nagrzewanym przez ścianki boczne ma miejsce w obszarze „mieszania”. Jest on dobrze widoczny w postaci głębokiego wcięcia barwnego utworzonego przez zawracający w kierunku osi kanału strumień cieczy nagrzewany przez ścianki boczne. Analiza wartości *hue* dla tego obrazu barwnego pozwala nam na znalezienie rozkładów temperatur w tym przekroju przepływu w postaci izoterm (Rys. 7b).



Rys. 7. Konwekcja naturalna z przemianą fazową w kanale sześciokątnym o ściankach bocznych z pleksiglasu. Temperatura górnej ścianki  $T_c = -10^\circ\text{C}$ , temperatura otaczającej cieczy  $T_h = 20^\circ\text{C}$ . Tworzenie się lodu przy ścianie górnej po 3600s od rozpoczęcia procesu chłodzenia. (a) - wizualizacja temperatury przy pomocy zawiesiny ciekłych kryształów; (b) - obliczone izotermy.

Dokładność pomiaru temperatury omawianą metoda zależy od szeregu czynników. W pierwszej kolejności jest ona uwarunkowana dokładnością procesu kalibracji, który należy przeprowadzić w warunkach identycznych lub bardzo zbliżonych do właściwego pomiaru. W praktyce polega to na utrzymaniu stałej temperatury w kanale pomiarowym, rejestracji obrazów *RGB* i wyznaczeniu barwy dominującej (*hue*). Ponieważ w warunkach kalibracji małe gradienty temperatury powodują bardzo powolne ustalanie się temperatury, dla zapewnienia jej równomierności w badanej objętości konieczne było dodatkowo wymuszanie konwekcji cieczy (mieszadło elektryczne). Poprzez skokowe zmiany temperatury (co  $0.2^\circ\text{C}$  -  $0.5^\circ\text{C}$ ) wyznaczano krzywą kalibracji *temperatura - hue*. Dla obliczeń temperatury krzywa ta jest przybliżana wielomianem wyższego rzędu (Rys. 8). Łatwo zauważyć na podstawie tego rysunku, że wskutek silnej nieliniowości dokładność wyznaczenia temperatury zależy od analizowanego zakresu. I tak dla skrajnych zakresów, tzn. barw na granicy czerwieni i dla barwy niebieskiej dokładność pomiaru jest najniższa i wynosi  $\pm 10\%$ . W zakresie przejścia barwy czerwonej w zieloną i początek niebieskiej czułość metody jest bardzo wysoka i pozwala wyznaczyć temperaturę z dokładnością ok. 2%. Dodatkowe czynniki takie jak nierównomierność barwy światła padającego, pochłanianie i rozpraszanie się światła wewnątrz kanału, stałe zniekształcenia barw spowodowane przez optykę kamery i cechy przetwornika CCD, powodują obniżenie precyzji pomiaru. Należy jednak podkreślić, że omawiana metoda mimo mniejszej dokładności określenia wartości temperatury w porównaniu z metodami klasycznymi ma bardzo istotną zaletę jaką jest możliwość jednoczesnego pomiaru w całym badanym przekroju.



Rys. 8. Typowa krzywa kalibracji temperatury dla zawiesiny ciekłokrystalicznej. Obserwacja pod kątem prostym do płaszczyzny oświetlającej.

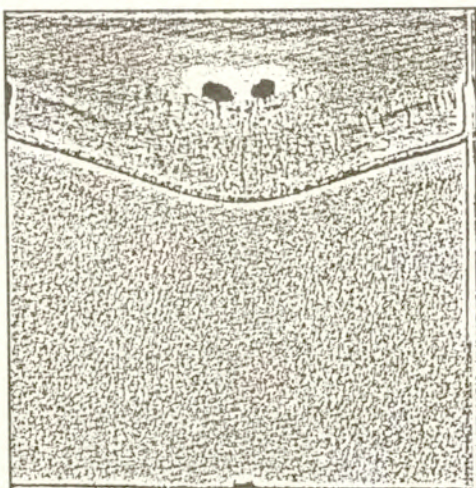
## 2.4 Pola prędkości

Zarejestrowane obrazy przepływu z unoszoną niewielką ilością drobnej zawiesiny (posiewu) wykorzystywano do znalezienia pól prędkości metodą korelacji obrazów [1,10,24]. Jak wspomniano, obrazy przepływu rejestrowano dla dwu-wymiarowych przekrojów płaszczyznami powstałymi dzięki zastosowaniu oświetlenia równoległą płaszczyzną świetlną. Poruszające się w przepływie cząstki widoczne są z kierunku prostopadłego do tej płaszczyzny w postaci zbioru jasnych punktów. Dla zawiesiny ciekłokrystalicznej barwa tych punktów pozwala znaleźć lokalną temperaturę. Natomiast ich przemieszczanie się w czasie pozwala wyznaczyć drugi istotny parametr przepływu, pole prędkości.

Dla znalezienia przemieszczenia cząstek posiewu (będącego funkcją prędkości cieczy) poszukiwana jest funkcja korelacji (splotu) obrazów położenia cząstek dla dwu kolejnych rejestracji. Podstawową zastosowaną techniką jest tzw. Digital Particle Image Velocimetry (DPIV), czyli cyfrowa anemometria obrazowa bazująca na wykorzystaniu szybkich transformat Fouriera (FFT) przy obliczaniu funkcji korelacji dla fragmentów analizowanych obrazów. Cały analizowany obraz zostaje podzielony na kilkadziesiąt regularnych fragmentów (sekcji) i obliczana korelacja fragmentów dwóch obrazów wykonanych w znanym odstępie czasu pozwala na wyznaczenie średniego przemieszczenia elementów obrazu, a więc wyznaczenie pola prędkości.

Przed wykonaniem operacji korelacji analizowane obrazy przepływu wymagają przygotowania, tak by możliwie wyraźnie wydobyć strukturę posiewu. Zwykle techniki podnoszenia kontrastu obrazu na ogół zawodzą, ze względu na nierównomierności koncentracji cząstek jak i zmiany oświetlenia. W związku z tym opracowano nową technikę, polegającą na lokalnej analizie średniej intensywności obrazu i wyznaczeniu na jej podstawie lokalnie kryterium zmiany kontrastu obrazu. Opracowany program komputerowy realizuje to zamierzenie przemieszczając przez cały obraz małe „okno” (5x5 pixli) i wykonując analizę intensywności zapisuje punkty określone jako jaśniejsze od średniego poziomu do nowego obrazu. Obrazy powstałe dzięki tej „lokalnej binaryzacji” są dopiero poddawane procesowi korelacji. Przykład rezultatu operacji lokalnej binaryzacji dla obrazu barwnego pokazanego powyższej przedstawia Rys. 9.





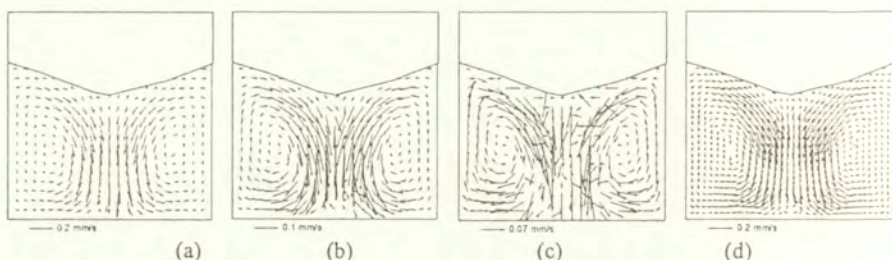
Rys. 9. Operacja przygotowująca obrazy do procesu korelacji PIV. Obraz zawiesziny ciekłokrystalicznej (Rys. 7) po filtracji pozwalającej na jednorodnie uwypuklenie struktury posiewu.

Dokładność pomiaru prędkości przepływu metodą PIV zależy głównie od takich parametrów jak:

- wielkość analizowanego okna (sekcji obrazu) - większe okno zwiększa obszar przepływu gdzie prędkość ulega uśrednieniu. Zmniejszenie tego okna ogranicza dynamikę rejestracji i dokładność obliczeń FFT. W praktyce minimalne stosowane okno wynosiło 32x32 pixeli obrazowych.
- względna prędkość przepływu - maksymalna wielkość rejestrowanego przemieszczenia nie powinna przekraczać 1/2 wielkości okna.
- wartość „trzeciej” składowej pola prędkości, prostopadłej do płaszczyzny świetlnej. Pojawianie się i znikanie cząstek przecinających płaszczyznę świetlną w czasie pomiaru pogarsza statystykę korelacji, a więc i dokładność wyznaczenia średniego przemieszczenia.

Dolną granicę pomiaru wyznacza minimalna wartość przemieszczenia jaka można zarejestrować i następnie wyznaczyć. Zastosowana w tej pracy metoda „over-sampling”, polegająca na podwojeniu macierzy rejestrowanych pixeli pozwala na uzyskanie rozdzielczości ok. 0.5 pixela. Dla typowej wielkości analizowanego okna 64x64 pixeli pozwala to osiągnąć dokładność pomiaru maksymalnych prędkości rzędu 3%. Zachowanie podobnej dokładności dla szerszego zakresu zmian prędkości jest możliwe przez zmianę odstępu czasowego między kolejnymi obrazami. Pozwala to uzyskać duże przemieszczenia zarówno dla wolnych jak i szybkich obszarów przepływu. W praktyce taka technika stosowana była przez rejestrowanie serii kilku (4-5) obrazów. Korelacja obrazów skrajnych takiej serii pozwala na dokładny pomiar małych przemieszczeń, a więc identyfikację obszarów o małej prędkości przepływu. Obrazy kolejne czasowo stosowano dla analizy obszarów o dużych prędkościach. Ilustruje to Rys. 10. Dla małych odstępów czasowych między obrazami wielkość przemieszczenia w obszarach powolnych wynosi tylko kilka pixeli, jest więc określana z małą dokładnością. Poprawa dokładności przez zwiększenia odstępu czasowego (Rys. 10b i c) powoduje, że przemieszczenia w rejonach szybkich (głównie na osi przepływu) stają się zbyt duże. Powoduje to





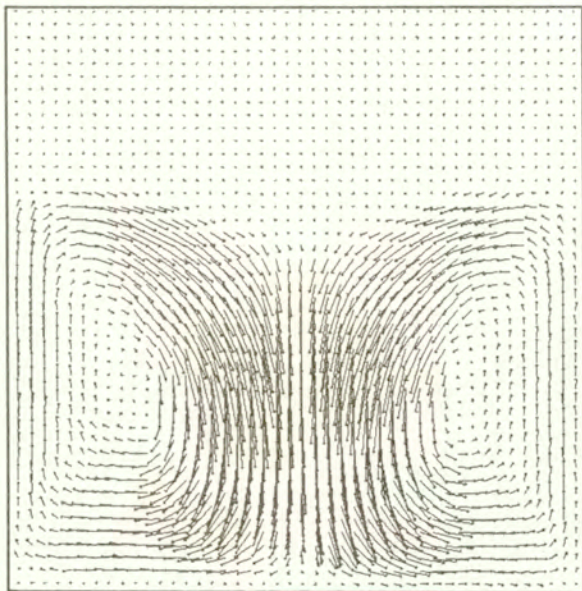
**Rys. 10.** Pole wektorowe obliczone na podstawie serii czterech barwnych obrazów przepływu (Rys. 7) wykonanych w odstępach 400ms. (a) - korelacja sąsiednich obrazów ( $\Delta t=0.4s$ ), okno 48 pixli, (b) - korelacja obrazu 1 i 3 ( $\Delta t=0.8s$ ), okno 48 pixli, (c) - korelacja obrazu 1 i 4 ( $\Delta t=1.2s$ ), okno 48 pixli; (d) - korelacja obrazów 1 i 2 ( $\Delta t=0.4s$ ) z oknem 32 pixli.

generacje błędnych wektorów w tych miejscach. Poprawę rozdzielczości przestrzennej można uzyskać zmniejszając wielkość okna. Można zauważyć na Rys. 10d, że pozwoliło to na lepsze uwidocznienie dodatkowych struktur przepływu bezpośrednio pod powierzchnią lodu, ale z drugiej strony ograniczyło dokładność rejestracji wektorów prędkości dla „szybkich” rejonów wzdłuż osi przepływu. Połączenie informacji z tych czterech obrazów pozwala na podwyższenie dynamiki rejestracji i zachowanie zbliżonej dokładności względnej w różnych rejonach przepływu. Oczywiście jeśli charakterystyka czasowa przepływu na to pozwala, możliwe jest dalsze przedłużanie serii obrazów nawet do kilkunastu. Jednak związane z tym dodatkowe zapotrzebowanie na pamięć masową dysku, jak i nadmiernie wydłużająca się i komplikująca procedura ewaluacji rezultatów powoduje, że za praktyczną granicę wykonywanych serii przyjęto cztery obrazu.

Ponieważ obliczenie pola prędkości dla jednej pary obrazów wymaga około 15min czasu CPU dla szybkiego procesora (Pentium 133Mhz), tego typu analiza wykonywana była dla całych serii pomiarów (200-300 obrazów przepływu) automatycznie przy zastosowaniu specjalnie przygotowanych skryptów dla systemu operacyjnego Unix.

Jak wspomniano powyżej metoda PIV wykorzystując technikę FFT pozwala na stosunkowo prostą realizację funkcji korelacji obrazów. Stosowanie techniki FFT powoduje jednocześnie nałożenie szeregu ograniczeń, wśród których jednym z istotniejszych jest ograniczona rozdzielczość przestrzenna. Statystyczny charakter metody wymaga wykonywania operacji na możliwie dużej próbie pixli a więc możliwie dużym oknie, dla którego wyznaczana jest średnia wartość przemieszczenia. Powoduje to spłaszczenie charakterystyk przepływu na obszarach o dużych gradientach prędkości. Jednym z możliwych rozwiązań tego problemu jest analiza przemieszczeń fragmentów obrazów oparta na tzw. programowaniu dynamicznym. Metoda taka stosowana przy analizie ruchu obiektów dla tzw. *potoków optycznych* (*optical flow*) została odpowiednio zaadaptowana [20] dla obrazów przepływów we współpracy z francuskim ośrodkiem komputerowym LMSI (CNRS). W rezultacie tej nowej procedury obliczeniowej, przemieszczenie jest określone dla każdego pixla obrazu. Powstaje więc „gęste” pole wektorowe, pozwalające na znalezienie subtelnych struktur przepływu i precyzyjną analizę obszarów o dużych gradientach prędkości. Przeprowadzone testy wskazują, że dokładność metody w określeniu wartości wektora prędkości wynosi 0.2 pixla, co dla typowych przemieszczeń wielkości 20 pixli oznacza błąd rzędu 1%. Wysoka dokładność, możliwość odtworzenia pola prędkości dla rejonów o dużych gradientach oraz duża rozdzielczość przestrzenna metody są szczególnie przydatne przy eksperymentalnej weryfikacji rezultatów obliczeń numerycz-

nych. Dodatkową zaletą opracowanej metody jest możliwość analizy sekwencji wielu obrazów jednocześnie. Pozwala to w automatyczny sposób rozwiązać problem zachowania podobnej dokładności pomiaru dla rejonów o dużych i małych prędkościach. Rys. 11 przedstawia przykład pola wektorowego, uzyskanego tą nową metodą, nazwaną przez nas ODP-PIV, dla powyżej omawianej serii czterech obrazów przepływu.



Rys. 11. Pole prędkości obliczone metodą ODP-PIV dla serii czterech obrazów przepływu z Rys. 7. Spośród obliczonych prawie 250000 wektorów pokazano tylko co 12 wektor dla każdej z osi.

Obliczenia ODP-PIV są jednak bardzo czasochłonne. Dla serii czterech obrazów czas obliczeń na komputerze Pentium 133Mhz przekracza 6 godzin. Dalsza optymalizacja kodu obliczeniowego wydaje się niezbędna. Dlatego w obecnych badaniach stosowanie tej metody ograniczono jedynie do wybranych przypadków, porównując rezultaty pomiarów z symulacją numeryczną.

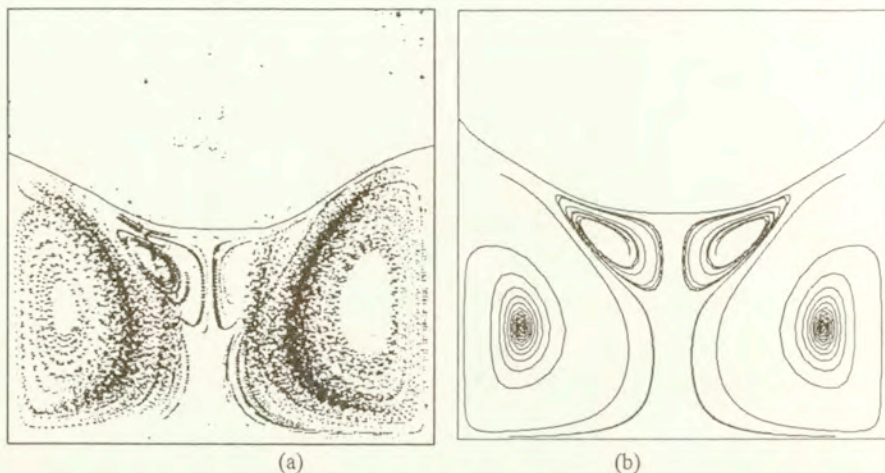
## 2.5 Tory cząstek

Jednym z istotnych elementów analizy struktury przepływu jest wizualizacja torów cząstek wskaźnikowych umieszczonych w przepływie. Pełna trójwymiarowa analiza torów pozwala na precyzyjne porównanie struktur wybranych rejonów z obliczeniami [9,17]. Komplikacje analizy trójwymiarowej i wymaganie bardzo małej koncentracji cząstek powoduje, że często trudno jest otrzymać informację tam gdzie jest to akurat istotne. W związku z tym w niniejszej pracy ograniczono się do wizualizacji dwuwymiarowej, pozwalającej na analizę torów cząstek widocznych w płaszczyźnie oświetlającej.

Analiza torów stanowi cenne uzupełnienie obrazu pola prędkości, pozwalające zidentyfikować drobne zmiany kierunku przepływu, obszary martwe i rejon o bardzo małych prędkościach.



Realizacja komputerowej rejestracji torów odbywa się przez zsumowanie kilkunastu obrazów przepływu wykonanych w znanych odstępach czasu. Przy małej koncentracji posiewu dają się wyróżnić fragmenty pojedynczych torów, przy większych koncentracjach i przemieszczeniach widoczna jest ogólna struktura pola przepływu. Zmiana odstępu czasowego między poszczególnymi obrazami pozwala, podobnie jak przy pomiarach pól prędkości, bardziej uwypuklić rejony o dużych lub małych prędkościach. Sumowane obrazy wymagają wcześniejszego przygotowania, tak by zminimalizować niekorzystne narastanie jasności tła obrazu. Sam proces sumowania przeprowadzono *off-line* dla serii uprzednio zarejestrowanych i utworzonych plików pojedynczych obrazów, jak i *on-line* dodając poszczególne obrazy podczas akwizycji w pamięci komputera i rejestrując jedynie wypadkową sumę. Pierwsza z metod pozwala na dodatkowe zabiegi filtracyjne, poprawiające kontrast rezultatu, konieczne jednak jest wtedy zablokowanie wielu megabajtów pamięci masowej dla obrazów cząstkowych.



Rys. 12. Konwekcja naturalna w wodzie z tworzącym się lodem po 4 godzinach (por. Rys. 7). (a) - tory cząstek w przepływie stworzone przez zsumowanie 20 obrazów wykonanych co 800ms; (b) - symulacja komputerowa torów cząstek.

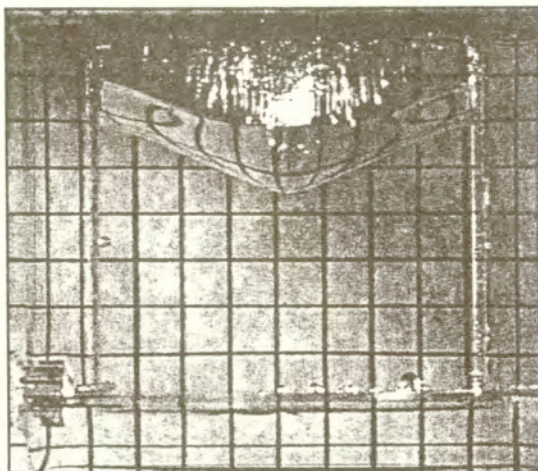
Rys. 12 ilustruje strukturę przepływu dla wcześniej omawianego przypadku (Rys. 7). Warto zauważyć drobne struktury tworzące się w górnych partiach kanału, trudne do wykrycia na podstawie samych pól prędkości. Wskutek anomalii gęstości wody, obserwujemy w tym rejonie bardzo powolny przepływ w kierunku odwrotnym do przepływu głównego. Symulacja numeryczna torów cząstek (*particle tracking*) wskazuje na analogiczny przebieg linii prądu.

## 2.6 Kształt i struktura fazy stałej

Badane przypadki konwekcji naturalnej charakteryzuje tworzenie się fazy stałej (lodu) na górnej, izotermicznej ściance kanału. Szybkość narastania i kształt tworzącej się fazy stałej jest jednym z ważnych parametrów opisu zjawiska. Wskutek oddziaływania przepływu powierzchnia lodu wykazuje często charakterystyczne wgłębienia czy wyźłobienia. Rejestracja kształtu lodu, a zwłaszcza struktury jego powierzchni, wymaga odmiennych niż dotychczas omówione technik oświetleniowych. W związku z tym równolegle do eksperymentów, których celem była rejestracja dwuwymiarowych przekrojów, wykonywano rejestracje obrazów powstałych przy oświetleniu

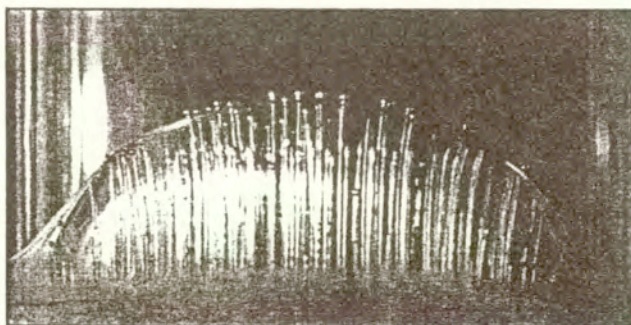


specjalnie dobranym światłem rozproszonym lub kontrastowym. Przykład takiego obrazu ilustruje Rys. 13.



Rys. 13. Struktura lodu tworzącego się w kanale z pleksiglasu na tle 5mm kraty,  $T_b=20^{\circ}\text{C}$ ,  $T_c=-10^{\circ}\text{C}$ .

Na rysunku widoczne są zewnętrzne ścianki sześciokątnej kuwety pomiarowej o grubości 8mm. W dolnej lewej części kuwety widoczny jest kanałek o średnicy 1mm umożliwiający doprowadzenie do kanału termopary. Paraboloidalna powierzchnia lodu posiada charakterystyczne wyźłobienia, widoczne dzięki zniekształceniom struktury znajdującej się w tle siatki.



Rys. 14. Struktura wtrąceń tworzących się w lodzie. Widoczne z zdjęcia liczne kanaliki powietrzne o średnicy ok. 0.2mm.

Widoczne na ilustracji jasne plamy wewnątrz lodu świadczą o wtrąceniach (widoczne są one również na Rys. 7). Tego typu wtrącenia, mające charakterystyczną budowę dendrytów, były obserwowane

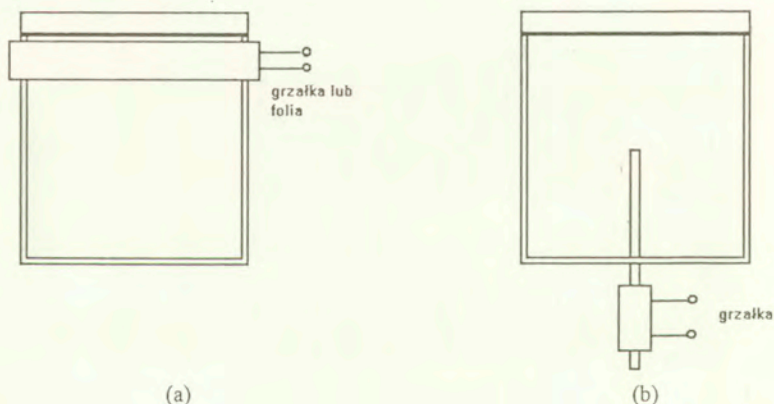
praktycznie we wszystkich pomiarach z lodem. Początkowo wydawało się, że są to być może nie zamarzające zanieczyszczenia, czy też przechłodzona woda [12]. Badania mikroskopowe wykonane w dodatkowym kanale o odwrotnej konfiguracji (chłodzenie od dołu), wyraźnie wykazały, że jest to powietrze uwalniające się z wody podczas procesu zamarzania (Rys. 14).

Specjalne przygotowywanie wody destylowanej stosowanej do doświadczeń, polegające na jej długotrwałym gotowaniu, a później odgazowywaniu w aparaturze próżniowej pozwoliło na zredukowanie liczby tych „dendrytów”. Nie udało się ich jednak całkowicie uniknąć. Fakt istnienia tego typu wtrąceń może mieć istotne znaczenie dla bilansu cieplnego, gdyż uśrednione przewodnictwo cieplne lodu ulega wtedy zmniejszeniu.

## 2.7 Zakres wykonanych badań doświadczalnych

Jak już wspomniano powyżej badania wykonano dla czterech typów kanałów: kanału sześciennego szklanego i z pleksiglasu oraz kanału walcowego szklanego o dwu rodzajach ścianki. Pomiary wykonywano zawsze dla górnej ścianki w temperaturze  $T_c = -10^\circ\text{C}$ . Wartość ta jest wystarczająca by w stosowanej wodzie destylowanej uzyskać pierwsze zarodniki przemiany fazowej [12]. Temperatura  $T_h$  kąpieli wodnej otaczającej kanał z pięciu stron wyznacza warunki generacji przepływu. Pomiary zostały przeprowadzone dla zakresu temperatur  $T_h = 5-25^\circ\text{C}$ . W dolnym zakresie tego przedziału anomalia gęstości wody powoduje, że przepływ w dużej części kanału jest odwrócony. Powoduje to, że schłodzona na granicy faz woda tylko w niewielkim stopniu miesza się z przepływem generowanym przez ciepłe ścianki boczne.

W miarę wzrostu temperatury zewnętrznej  $T_h$  maleje obszar, w którym ma miejsce inwersja funkcji gęstości wody. Przepływ ustalony charakteryzuje szybki strumień zimnej cieczy spływający symetrycznie z powierzchni lodu w dół wzdłuż osi kanału. Tam stopniowo ogrzewana ciecz penetruje wzdłuż ścianek bocznych z powrotem do górnej ścianki.



Rys. 15 Schemat położenia dodatkowych elementów modyfikujących termiczne warunki brzegowe w kanale walcowym. (a) - grzałka lub folia o szerokości 5mm umieszczona pod górną krawędzią boczną, (b) - cienki pręt grzejny umieszczony na osi kanału.



Ten sam typ przepływu obserwowano zarówno dla kanałów sześciennych jak i dla walca. Różnice można zaobserwować analizując szczegóły struktur przepływu. Te różnice wywołane są głównie zmianami termicznych warunków brzegowych na ściankach bocznych (grubość ścianek, przewodnictwo cieplne). Dla kanału walcowego dodatkowo modyfikowano termiczne warunki brzegowe wprowadzając lokalne źródło ciepła (spirala elektryczna umieszczona w górnej części kanału) lub zmieniając lokalnie strumień ciepła z zewnątrz (nałożona folia izolacyjna) - Rys. 15a. Dodatkowym elementem sterującym tworzeniem się struktury przepływu było zastosowanie cienkiej (1mm) grałki umieszczonej na osi walca w połowie jego wysokości (Rys. 15b).

Początkowy rozwój przepływu w kanale chłodzonym od góry ma charakter niestabilny. Wskazały na to przeprowadzone doświadczenia jak i symulacje numeryczne. W związku z tym wykonano testy dwóch różnych warunków początkowych dla rozwijającego się przepływu. W pierwszym przypadku, tzw. start ciepły, zarówno ciecz zewnętrzna jak i ciecz w kanale i górna ścianka mają w chwili początkowej tę samą temperaturę, równą temperaturze zewnętrznej  $T_h$ . Otwarcie zaworów z cieczą chłodzącą powoduje gwałtowny spadek temperatury górnej ścianki do temperatury  $T_c$ , inicjalizując proces konwekcji naturalnej. Schłodzona ciecz tworzy przy górnej ściance warstwę termiczną, której grubość szybko narasta. W pewnym momencie warstwa ta staje się niestabilna i przechłodzona ciecz „spada” na dół kuwety. Ten proces ma charakter mniej lub bardziej stochastyczny. Na ogół przepływ „preferuje” początkowy kierunek przepływu wzdłuż ścianek bocznych a powrót wzdłuż osi kanału. Odwrócenie się przepływu do stabilnej orientacji, z głównym strumieniem zimnej cieczy wzdłuż osi kanału ustala się po stosunkowo długim okresie czasu (10-15min). Jak zaznaczono, proces ten jest niestabilny i niewielkie zaburzenia, zawsze obecne w eksperymencie, powodują zachwianie symetrii przepływu (i tworzącej się fazy stałej).

Uzyskanie stabilnego, symetrycznego wzrostu fazy stałej jest możliwe przez modyfikacje warunków początkowych, realizując tzw. „start zimny”. Dla tego typu warunków początkowych początkowa temperatura górnej ścianki wynosi  $0^{\circ}\text{C}$ . W kanale utrzymuje się wtedy rozwinięty, stacjonarny przepływ konwekcyjny. W chwili zero temperatura górnej ścianki zostaje gwałtownie obniżona do temperatury docelowej  $T_c = -10^{\circ}\text{C}$ . Przechłodzona ciecz tworząca się w pobliżu górnej ścianki zostaje porwana przez główny przepływ i utrzymująca się jedynie bardzo cienka warstwa przysięenna daje początek pierwszej warstwie lodu. Symetria przepływu i jego globalne struktury zostają zachowane.

Zestawienie głównych charakterystyk przeprowadzonych pomiarów przedstawia

Tabela 1. Zaznaczono tam zakresy temperatur, rodzaje geometrii kanałów pomiarowych, rodzaj prowadzonych pomiarów oraz liczbę jednocześnie rejestrowanych płaszczyzn przekroju badanego obszaru.

Podstawowe informacje zbierane były dla centralnej płaszczyzny pionowej ( $Z=0.5$ ) oraz płaszczyzny poziomej znajdującej się bezpośrednio pod górną powierzchnią. Dla początkowych chwil, przy braku lodu, odpowiadało to płaszczyźnie ( $Y=0.9$ ), później w miarę narastania warstwy lodu, górna płaszczyzna przekroju poziomego odpowiadała najniższej wypukłości powierzchni frontu. Pozostałe położenia mierzonych przekrojów to powierzchnia pionowa w pobliżu przedniej ścianki ( $Z=0.9$ ) i między osią symetrii a powierzchnią ścianki przedniej ( $Z=0.75$ ). Dla przekrojów poziomych wybierano dodatkowe płaszczyzny dla położenia środkowego ( $Y=0.5$ ) i w pobliżu dna naczynia ( $Y=0.1$ ).

Tabela 1. Tabela zbiorcza pokazująca zakres wykonanych badań doświadczalnych.

Temp. $T_h$ [°C]	Rodzaj startu	Rodzaj badania							
		kształt łodu		PIV		PIT		tory cząstek	
		geometria + TWB	przekrój	geometria +TWB	przekrój	geometria +TWB	przekrój	geometria +TWB	przekrój
5	$T_c = T_h$	S	V1	S	V2,H1			S	V1
	$T_c = 0^\circ\text{C}$					W2	V3	S	V1,H2
10	$T_c = T_h$			W2,F S	V1 V2,H1			W2,F W2,G S	V1 V1 V1,H3
	$T_c = 0^\circ\text{C}$	W1 P	V V1	W2 S P	V1,H3 V2,H1 V2,H1	W2 S	V1 V2,H1	W2 S S P.	H3,V1 V1 V8 V1
15	$T_c = T_h$			W2,F W2,G	V1 V1			W2,F W2,G	V1 V1
	$T_c = 0^\circ\text{C}$			W2	V4,H3	W2	V4,H7	W2	V1,H3
20	$T_c = T_h$	W1,F W1,R	V1 V1	W2,F W2,G S	V1 V1 V2,H1			W2,G W1,R W2,F S	V1 V2 V1 V1,H1
	$T_c = 0^\circ\text{C}$	P	V1	W2 S P	V1,H3 V2,H1 V2,H1	S P	V2,H1 V2,H1	W2 S S P	V1,H3 V1 V8 V2,H1
25	$T_c = T_h$	W2	V1	W2,F	V2	W2	V1	W2 W1,R	V1 V1
	$T_c = 0^\circ\text{C}$	W1	V1	P	V2,H1	P	V2,H1		

Oznaczenia w tabeli:

W1 - walec, ścianka szkło grubość 2,4 mm

W2 - walec, ścianka szkło grubość 1,3 mm

P - sześcián, ścianka pleksi grubość 8 mm

S - sześcián, ścianka szkło grubość 2 mm

G - podgrzewanie grzałką górnej części kuwety

R - podgrzewanie grzałką rurkową średnicy ok. 1 mm w osi przepływu

F - dodatkowa folia izolacyjna w górnej części kuwety

V# - przekrój pionowy, # oznacza liczbę rejestrowanych przekrojów

H# - przekrój poziomy, # oznacza liczbę rejestrowanych przekrojów

PIV - pomiar pól prędkości metodą korelacji obrazów

PIT - pomiar pól temperatur metodą ciekłokrystaliczną



### 3. Numeryczne modelowanie konwekcji naturalnej z przemianą fazową

Procesy przemiany faz, do których należy solidifikacja, zawierają w sobie złożone zjawiska transportu masy i ciepła, których rozwiązanie nie jest trywialnym problemem. Jest to związane z nieliniowością i niejawnością sprzężeń pól prędkości i temperatury w opisie płynu z ruchomą granicą. Dowolność kształtu ograniczającej przepływ granicy faz stanowi dodatkową trudność, wymagającą rozwiązywania problemu w zmieniającym się w czasie krzywoliniowym układzie współrzędnych. Wprawdzie istniejące tzw. *metody entalpowe*, umożliwiają realizację obliczeń na siatce stałej, traktując obie fazy jako jeden ośrodek o zmieniających się własnościach kinematycznych, ale ich zastosowanie wymaga jednak przyjęcia niefizycznych założeń stawiając tym samym rezultat obliczeń pod znakiem zapytania.

W niniejszej pracy modelowanie procesów konwekcji z przemianą fazową wykonywano wykorzystując zmodyfikowaną wersję kodu FREEZE, stworzonego przez grupę CFD z Uniwersytetu New-South-Wales (Sydney) [26,27]. Jest to niestacjonarny, trójwymiarowy kod oparty o metodę różnic skończonych, w którym obszar rozwiązania podzielony został na część ciekłą i stałą. Dla fazy ciekłej rozwiązywane są podstawowe równania ciągłości, transportu pędu i energii. Dla fazy stałej rozwiązywane jest równanie energii (przewodnictwa cieplnego). Sprzężenie obu obszarów odbywa się poprzez warunki brzegowe na granicy faz, gdzie bilans energii wyznacza warunek na zmianę położenia frontu faz. Ze względu na deformację tego frontu konieczne jest dostosowanie kształtu siatki obliczeniowej. Dla uniknięcia komplikacji numerycznych związanych z przyjęciem zmiennego w czasie krzywoliniowego układu współrzędnych, przyjęto metodę transformacji krzywoliniowych współrzędnych fizycznych do kartezjańskiego układu współrzędnych obliczeniowych. W związku z tym dla każdego kroku czasowego związanego z przemieszczeniem się frontu fazowego obliczana jest nowa, krzywoliniowa, fizyczna siatka obliczeniowa a następnie jej transformata do układu kartezjańskiego.

Dla fazy ciekłej przepływ płynu z uwzględnieniem wymiany ciepła opisany jest układem równań różniczkowych bilansu masy, pędu i energii - dla płynu nieściśliwego o zmiennych własnościach termo-fizycznych oraz odpowiednimi warunkami początkowo-brzegowymi. W przyjętej reprezentacji pole przepływu opisywane jest *potencjałem-wektorowym* ( $\vec{\psi}$ ) i *wirowością* ( $\vec{\omega}$ ). Pozwala to na automatyczne spełnienie równania ciągłości i wykluczenie z równania pędu ciśnienia. Potencjał wektorowy prędkości  $\vec{u}$  zdefiniowany jest równaniem:

$$\vec{u} = \nabla \times \vec{\psi}$$

a wirowość przez równanie

$$\vec{\omega} = \nabla \times \vec{u}$$

Prowadzi to do następującego związku między wirowością a potencjałem wektorowym:

$$\vec{\omega} = -\nabla^2 \vec{\psi} \quad (1)$$

Podstawowe równia, to równanie transportu wirowości:

$$\frac{\partial \vec{\omega}}{\partial t} + \nabla \times (\vec{\omega} \times \vec{u}) = \text{Pr} \left[ \nabla^2 (\mu \vec{\omega}) - \nabla (\vec{\omega} \nabla \mu) + 2 \nabla \times (\nabla \vec{u} \cdot \nabla \mu) \right] + \left[ \frac{\text{Ra Pr}}{\varphi \vartheta} \right] \nabla \times \rho \vec{g} \quad (2)$$

równanie energii dla fazy ciekłej

$$\frac{\partial (C_l \theta)}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla (C_l \theta) = \nabla \cdot (k_l \nabla \theta) \quad (3)$$

i dla fazy stałej

$$\frac{\partial (C_s \theta)}{\partial t} = \frac{\alpha_s}{\alpha_l} \nabla \cdot (k_s \nabla \theta) \quad (4)$$

gdzie  $g$ ,  $c$ ,  $k$ ,  $\alpha$ ,  $\rho$ ,  $\mu$  oznaczają odpowiednio stałą grawitacji, ciepło właściwe, współczynnik przewodnictwa cieplnego, dyfuzyjność cieplną, gęstość i lepkość dynamiczną. Indeksy  $l$  i  $s$  oznaczają odpowiednio fazę ciekłą i stałą. Przepływ charakteryzują trzy podstawowe wielkości bezwymiarowe, liczba Rayleigha (Ra), liczba Prandtla (Pr) oraz liczba Stefana (Ste):

$$\text{Ra} = \frac{g \beta \rho_l \Delta T H^3}{\mu \alpha_l}$$

$$\text{Pr} = \frac{\mu}{\rho_l \alpha_l}$$

$$\text{Ste} = \frac{c_l \Delta T}{L_f}$$

$L_f$  - jest ciepłem przemiany fazowej,  $\beta$  - współczynnikiem rozszerzalności cieplnej cieczy,  $H$  - długością charakterystyczną (wysokość kanału).

Temperatura bezwymiarowa  $\theta$  zdefiniowana jest jako funkcja względnej różnicy temperatur cieczy  $T$  i temperatury odniesienia  $T_{ref}$  (przemiany fazowej) w stosunku do różnicy temperatury zewnętrznej i temperatury odniesienia ( $\Delta T = T_h - T_{ref}$ ):

$$\theta = (T - T_{ref}) / \Delta T$$

Pomocnicze funkcje  $\varphi$ ,  $\vartheta$  zdefiniowane są jako:

$$\varphi = \Delta T / T_{ref} \quad \text{oraz} \quad \vartheta = \beta T_{ref}.$$

Obok termicznych i kinematycznych warunków brzegowych rozwiązywany układ równań (1-4) sprzęga równanie ruchu granicy faz. Warunek zachowania masy i bilans energii wyznacza



następujący warunek dla ruchu każdego punktu powierzchni (wektora normalnego do powierzchni  $\vec{n}$ ):

$$\rho \frac{dn}{dt} = \text{Ste} \frac{\rho_l}{\rho_s} \left( \frac{k_s}{k_l} (\nabla \theta_s \cdot \vec{n}) - (\nabla \theta_l \cdot \vec{n}) \right) \quad (5)$$

Ze względu na założoną zmienność własności fizycznych z temperaturą matematyczny bezwymiarowy opis problemu ma jedynie charakter formalny. Powyższe wielkości bezwymiarowe zdefiniowane są dla wybranej temperatury odniesienia (na ogół temperatury przemiany fazowej). Własności fizyczne zdefiniowane są w jednostkach SI jako następujące funkcje wyrażonej w Kelvinach temperatury  $T$  [21]:

ciepło właściwe (przy stałym ciśnieniu) dla wody

$$c_l = 8.95866 - 0.040534 \cdot T + 1.1234 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 - 1.01379 \cdot 10^{-7} \cdot T^3,$$

przewodnictwo cieplne wody

$$k_l = 0.566 \cdot (1 + 0.001 \cdot T),$$

i lepkość wody

$$\mu = \mu_{ref} \exp \left[ 6.18 \cdot 10^7 \left( \frac{1}{T^3} - \frac{1}{T_{ref}^3} \right) \right]$$

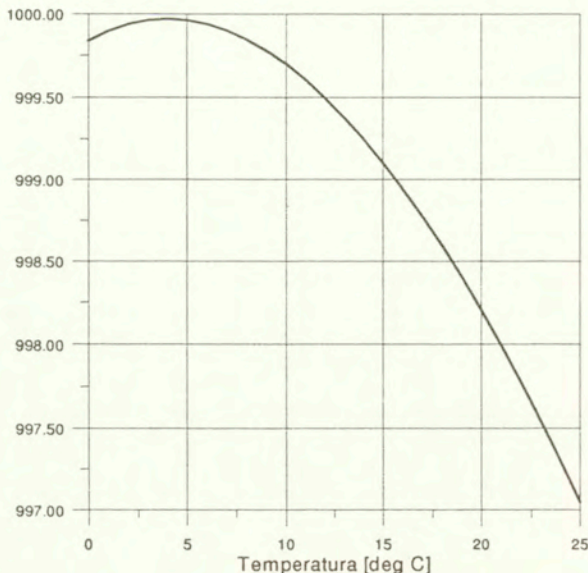
gdzie:  $\mu_{ref} = 1.79 \cdot 10^{-3}$  [N·s/m<sup>2</sup>],  $T_{ref} = 273.15$ .

Konwekcja naturalna jest wywołana zmianą gęstości cieczy z temperaturą. Ten najistotniejszy parametr fizyczny w przypadku wody nabiera szczególnego znaczenia, ze względu na nieliniowy przebieg funkcji gęstości (anomalia wody), w pobliżu temperatury przemiany fazowej. Wybór funkcji gęstości ma więc istotne znaczenie. W niniejszych obliczeniach gęstość wody opisano wielomianem czwartego rzędu uzyskanym z dopasowania tej funkcji metodą najmniejszych kwadratów do danych literaturowych zebranych tabelarycznie przez Kohlraush'a [13]:

$$\rho_l = 999.840281167108 + 0.0673268037314653 \cdot t - 0.00894484552601798 \cdot t^2 + 8.78462866500416 \cdot 10^{-5} \cdot t^3 - 6.62139792627547 \cdot 10^{-7} \cdot t^4$$

gdzie  $t$  jest temperaturą wyrażoną w stopniach Celsjusa.

Średni błąd kwadratowy dopasowania nie przekracza 0.02%. Przebieg funkcji gęstości w interesującym nas zakresie pokazuje poniższy wykres:



Rys. 16. Funkcja gęstości wody stosowana w obliczeniach.

Niestacjonarny problem konwekcji swobodnej z przemianą fazową rozwiązywany jest metodą krocząca w czasie (*marching in time*), polegająca na przyjęciu, że zmiany pól prędkości, temperatur i frontu fazowego są bardzo małe. Następującą procedurą obliczeniową została zastosowana dla rozwiązania układu równań (1-5):

1. Wygenerowanie siatki obliczeniowej fazy ciekłej i stałej. Dla chwili początkowej konieczne jest przyjęcie istnienia cienkiej warstwy lodu (typowa wartość 0.01). Obliczenie współczynników transformacji siatki do współrzędnych kartezjańskich. Inicjacja wartości początkowych dla pola temperatury i prędkości.
2. Obliczenie wartości funkcji własności termo-fizycznych cieczy i fazy stałej dla danego pola temperatury.
3. Rozwiązanie równań (3) i (4) celem wyznaczenia pola temperatury metodą ADI. Warunki brzegowe dla temperatury.
4. Rozwiązanie równania pędu (2) metodą ADI celem wyznaczenia pola wirowości.
5. Rozwiązanie równania (1) metodą SOR celem wyznaczenia pola potencjału wektorowego.
6. Obliczenie składowych pola prędkości z definicji potencjału prędkości. Obliczenie warunków brzegowych dla wektora wirowości i potencjału wektorowego.
7. Obliczenie nowego położenia granicy faz na podstawie równania (5).
8. Generacja nowej siatki obliczeniowej. Obliczenie współczynników transformacji do współrzędnych kartezjańskich.
9. Następnym krokiem czasowym i powrót do punktu 2.



### 3.1 Termiczne warunki brzegowe

Struktura przepływu wywołanego gradientami temperatury w istotny sposób zależy od Termicznych Warunków Brzegowych (TWB). W rozpatrywanym zagadnieniu temperatura górnej ścianki kanału jest stała i można tam założyć izotermiczny warunek brzegowy. Podobny warunek stałej temperatury obowiązuje na granicy faz. Dla pozostałych granic kanału strumień ciepła wpływającego z zewnątrz zależy od różnicy temperatur po obu stronach ścianki, przewodnictwa cieplnego ścianki, jej grubości oraz współczynnika przemieszczania ciepła od zewnętrznej kąpieli. Z uwagi na duże zmiany temperatury wewnątrz kanału, często przyjmowane w takich przypadkach założenie stałości strumienia ciepła nie jest spełnione. Lepsze przybliżenie tych warunków można uzyskać przyjmując tzw. konwekcyjne termiczne warunki brzegowe, zapisane symbolicznie jako:

$$A \cdot \theta + B \frac{\partial \theta}{\partial n} = C$$

Zapisując równania przewodnictwa cieplnego dla układu ścianka - ciecz zewnętrzna o temperaturze  $T_h$ , ciecz wewnętrzna o nieznannej temperaturze  $T$  i przepływ ciepła przez ściankę, możemy jednoznacznie wyznaczyć stałe  $A$ ,  $B$ ,  $C$ , konieczne dla postawienia warunków brzegowych w obliczeniach. Model taki odpowiada założeniu jedno-wymiarowego ( $1-D$ ) przewodnictwa cieplnego przez ściankę boczną, dopuszczając strumień ciepła jedynie w kierunku prostopadłym do ścianki.

Rezultaty badań eksperymentalnych wskazały, że założenie  $1-D$  TWB może prowadzić do poważnych rozbieżności między obserwowanymi a obliczonymi strukturami przepływu. Jest to spowodowane pominięciem przewodnictwa cieplnego wzdłuż ścianek kanału, tym istotniejszego im większe są gradienty temperatur i grubość ścianki. W związku z tym schemat obliczeniowy został dodatkowo rozbudowany przez rozszerzenie obszaru obliczeniowego na zewnętrzne ścianki. Wymaga to rozwiązania dodatkowego równania przewodnictwa cieplnego wewnątrz ścianek:

$$\frac{\partial (C_w \theta)}{\partial t} = \frac{\alpha_w}{\alpha_l} \nabla \cdot (k_w \nabla \theta) \quad (6)$$

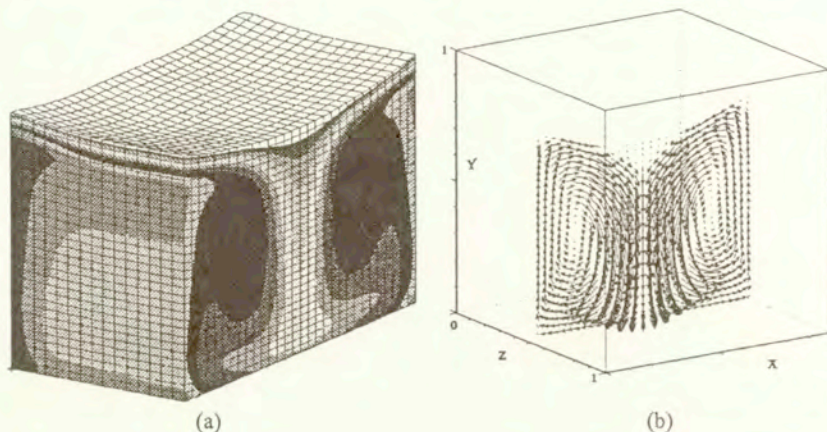
gdzie indeks  $w$  oznacza odpowiednie własności fizyczne dla materiału ścianki.

Termiczne warunki brzegowe zostają faktycznie przeniesione na zewnętrzne powierzchnie ścianek. Tego typu model warunków brzegowych będziemy nazywali trójwymiarowym ( $3-D$  TWB).

W niniejszej pracy większość obliczeń dotyczących przepływu z przemianą fazową w naczyniach sześciennych została wykonana za pomocą powyższego programu, którego zmodyfikowane wersje zostały nazwane ICE3D - poprawiono zasadniczy algorytm oryginalnego FREEZE oraz ICE3D3W - zmieniona wersja ICE3D z dodatkową siatką obliczeniową i równaniem energii dla ścianek.

Rys. 17 ilustruje typowe rezultaty obliczeniowe dla kanału z pleksiglasu. Widoczna jest adaptacja siatki obliczeniowej w pobliżu granicy faz. Izotermy i pole prędkości wskazują na utworzenie się regularnej, symetrycznej cyrkulacji z centralnym strumieniem zimnej cieczy spływającej z wierzchołka powierzchni lodu i powracającej wzdłuż ścianek bocznych. W miarę tworzenia się lodu przepływ staje się coraz wolniejszy. Rozpatrując zagadnienie w kategoriach liczb bezwymiarowych, wskutek przyrostu lodu maleje efektywna wysokość kanału, powodując spadek z trzecią potęgą

efektywnej liczby Rayleigh'a. Spadek intensywności wymiany ciepła powoduje powiększanie się strefy inwersji gęstości wody, wyraźniej widocznej na Rys. 12b.



Rys. 17. Rezultaty obliczeń dla kanału z pleksiglasu,  $T_h=20^{\circ}\text{C}$ , czas  $t=1000\text{s}$  od „zimnego startu”, (a) - siatka obliczeniowa i izotermy dla cieczowej domeny obliczeniowej (pokazany przekrój centralny dla połowy kanału), (b) - pole wektorowe prędkości dla centralnego przekroju pionowego.

Obliczenia wykonywane powyższym kodem są bardzo czasochłonne. Jest to związane ze złożonością kodu, koniecznością uwzględnienia dodatkowych równań wynikających ze zmienności parametrów fizycznych, transformacją siatki i warunkiem małego kroku czasowego. Dla komputera przeciętnej klasy cały cykl obliczeń od startu do ok. 1 godziny czasu rzeczywistego, dla stosowanej na ogół typowej siatki  $31 \times 31 \times 31 + 41$  (dodatkowe 10 węzłów dla lodu), zajmują od 1 do 2 miesięcy czasu CPU. Z tego też względu szereg problemów, dotyczących wpływu termicznych warunków brzegowych testowano wstępnie dla konwekcji swobodnej bez przemiany fazowej. Stosowano do tego celu, również przy współpracy z Uniwersytetem NSW, kod FRECON3D [5] i jego zmodyfikowane wersje FRECON3E, FRECON3S i FRECON3V. Programy te, oparte podobnie jak wyżej wymieniony ICE3D na równaniach dla potencjału wektorowego i wirowości, pozwalają dzięki zastosowaniu nad-relaksacji czasu (*false-transient*) [16] w szybki sposób znaleźć rozwiązanie stacjonarne dla konwekcji swobodnej, uwzględniając zmienność parametrów fizycznych cieczy (FRECON3V) oraz pełne 3-D przewodnictwo ścianek (FRECON3S). Podobnie uzyskiwano rozwiązania konwekcji swobodnej, będące punktem startowym dla rozpoczęcia obliczeń procesu przemiany fazowej od przepływu rozwiniętego (tzw. zimny start).

### 3.2 Geometria cylindryczna

Adaptacyjny charakter siatki obliczeniowej stosowanej w programie ICE3D umożliwia teoretycznie stosowanie go dla dowolnych geometrii. Jednak w szczególności dla geometrii walcowej transformacja okręgu do kwadratu powoduje generację współczynników o bardzo dużych wartościach, uniemożliwiając stabilne obliczenia. Z tego względu do symulacji przepływu w walcu zastosowano programy operujące we współrzędnych cylindrycznych: FRECYL oraz CYLIND.



Pierwszy z tych programów FRECYL jest osiowosymetrycznym kodem opartym o różnice skończone, operującym, podobnie jak omawiane wyżej programy, w zmiennych *potencjał wektorowy - wirowość*. Kod ten powstał we współpracy z grupą CFD z Uniwersytetu New-South-Wales (Sydney). Podstawową jego zaletą jest szybkość działania, uzyskana dzięki nad-relaksacji czasowej. Nie pozwala to jednak na badanie rozwoju czasowego zjawiska.

Ograniczeń tych nie posiada opracowany w IPPT PAN osiowo-symetryczny kod CYLIND [23], oparty na elemencie skończonym dla *zmiennych prymitywnych*  $\bar{u}$  i  $p$  (prędkość i ciśnienie). We współrzędnych cylindrycznych ten dwuwymiarowy, niestacjonarny model układu równań ciągłości, zachowania energii i pędu ma postać:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho r v)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial z} = 0$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho r v u)}{r \partial r} + \frac{\partial(\rho u u)}{\partial z} = \frac{\partial}{r \partial r} \left( r \mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial z} \right) - \frac{\partial p}{\partial z} - \rho g$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho r v v)}{r \partial r} + \frac{\partial(\rho u v)}{\partial z} = \frac{\partial}{r \partial r} \left( r \mu \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{2 \mu v}{r^2}$$

gdzie  $u$  i  $v$  oznaczają osiową i radialną składową wektora prędkości,  $h$  oznacza entalpię właściwą  $h=h(r,z,t)$ ;  $\rho$  oznacza gęstość masową,  $c_p$  - ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu,  $k$  - przewodnictwo cieplne,  $\mu$  - lepkość.

Wszystkie współczynniki materiałowe zależą wyłącznie od entalpii (temperatury) według zależności zdefiniowanych powyżej dla kodu ICE3D. Powyższe równania zostały rozwiązane metodą tzw. „obszaru kontrolnego” opisaną przez Patankar’a [19]. Do rozwiązania równania pędu zastosowano algorytm SIMPLEC [3]. Dla odpowiednio dużych czasów otrzymujemy rozwiązania stacjonarne. W obliczeniach użyto jednorodnej siatki o 20 węzłach w kierunku radialnym i 40 węzłach wzdłuż osi symetrii  $z$ .

Próbie analizy trójwymiarowej przepływu konwekcyjnego w kanale cylindrycznym podjęto stosując komercyjny kod oparty o element skończony NISA. Program symulujący warunki eksperymentu wykonywanego w IPPT PAN, został uruchomiony we Francji w ramach współpracy z ośrodkiem obliczeń numerycznych LIMSI-CNRS. Siatka obliczeniowa składała się z ponad 30000 elementów, modelując zarówno przepływ cieczy i ciepła wewnątrz kanału jak i przewodnictwo cieplne szklanych ścianek. Obliczenia wykonywane na komputerze Silicon Graphics okazały się bardzo czasochłonne, i modelowanie ograniczono jedynie do pierwszych 10 minut formowania się struktur przepływu.

### 3.3 Śledzenie cząstek

Analiza struktury przepływu na podstawie obliczonych pól prędkości i temperatury charakteryzują te same ograniczenia, o których wspomniano wyżej w części eksperymentalnej. Identyfikacja rejonów o małych prędkościach, znalezienie obszarów recyrkulacji i zawirowań cieczy, mogą być znacznie ułatwione metodą śledzenia wirtualnej cząstki unoszonej przez przepływ (*particle tracking*). Całkowanie toru takiej cząstki na podstawie obliczonego pola prędkości pozwala na wyznaczenie linii, analogicznej do linii prądu, ilustrującej kierunek przemieszczeń cieczy w całej objętości naczynia. Szczególnie trójwymiarowa analiza takich torów dostarcza cennych informacji, umożliwiających interpretację zmian pól prędkości i temperatury. Metoda śledzenia cząstek pozwala też znacznie szybciej wykryć różnice, czy też rozbieżności między analizowanymi strukturami. Jest to związane z kumulacją informacji o polu prędkości w trakcie całkowania toru cząstki, i narastania ewentualnych różnic w miarę przedłużania tego toru.

Dla potrzeb niniejszej pracy przygotowano specjalny pakiet programowy VELTRK3E, który obok funkcji generacji torów cząstek pozwalał na elastyczną analizę zbiorów binarnych pól prędkości i temperatur otrzymany w trakcie obliczeń. Należy zwrócić uwagę na fakt, że porównanie torów cząstek fizycznych i obliczonych może się poważnie różnić jeśli wymiar i masa tych pierwszych są nie do pominięcia dla danego pola przepływu. Warunek ten dla powolnych przepływów, jakie mają miejsce w tej pracy, wydaje się być zawsze spełniony. Jednak nawet dla małych cząstek, kumulacja drobnych efektów może powodować, że z biegiem czasu niektóre tory zaczynają być preferowane. Powoduje to, często obserwowaną w eksperymencie, *segregację* stosowanych cząstek wskaźnikowych (posiewu). Po odpowiednio długim czasie obserwacji pojawiają się w kanale obszary o obniżonej koncentracji cząstek, w których pomiar pól prędkości i temperatury zaczyna być problematyczny oraz obszary o wyraźnie podwyższonej koncentracji (por. Rys. 12a). Analiza teoretyczna i numeryczna procesów prowadzących do tej akumulacji cząstek w przepływie konwekcyjnym została omówiona w pracy [25].

### 3.4 Zakres przeprowadzonych symulacji numerycznych

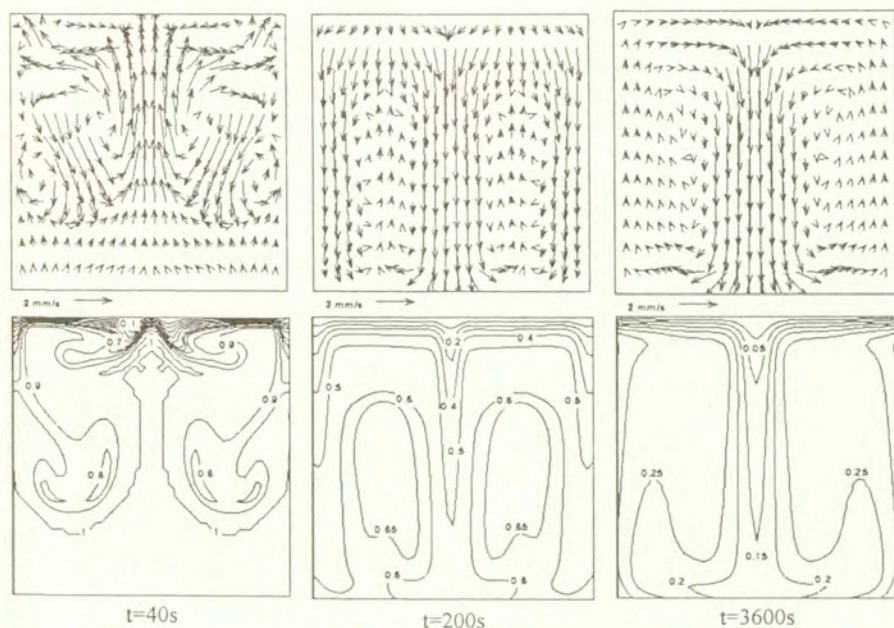
Jak wspomniano, równoległe do badań eksperymentalnych przeprowadzono szereg obliczeń numerycznych, symulujących warunki fizyczne. Większość obliczeń została wykonana dla geometrii sześciennego wykorzystując kod ICE3D i jego wariant ICE3DW3. Obliczenia wykonywano zwykle dla siatki  $31^3$  dla części cieczonej z dodatkowymi 10 węzłami dla lodu. Dla sprawdzenia wpływu siatki na dokładność obliczeń wykonano również część obliczeń dla siatek  $41^3 + 11$  oraz  $45^3 + 7$ . Obliczenia wykonywane programem ICE3DW3 uwzględniały dodatkowo geometrię ścianek bocznych. Dla tych ścianek przyjęto stałą wielkość siatki wynoszącą 5 węzłów dla każdej strony. Zmiana grubości ścianek bocznych odpowiadała zmianie odstępu między węzłami.

Obliczenia dla kanału sześciennego zostały wykonane przyjmując dwie grubości ścianki wykonanej z pleksiglasu: 6mm i 8mm. Miało to na celu sprawdzenie wrażliwości przewodnictwa cieplnego przez ściankę na strukturę przepływu. Obliczenia wykonane zostały zarówno dla tzw. jednowymiarowych termicznych warunków brzegowych (1-D TBC), jak i dla pełnych 3-D TBC uwzględniających ściankę w strukturze siatki obliczeniowej. Obliczenia dla ścianki z pleksiglasu wykonano dla temperatur zewnętrznych  $T_h$  wynoszących 5°C, 10°C, 15°C i 20°C. Odpowiada to zakresom przeprowadzonych pomiarów. Temperatura górnej izotermicznej ścianki była stała we wszystkich obliczeniach i wynosiła -10°C.



Obliczenia przepływu dla sześcianu o szklanych ściankach bocznych wykonane zostały jedynie dla temperatur  $T_h = 5^\circ\text{C}$ ,  $10^\circ\text{C}$ . Ze względu na znacznie większy strumień ciepła przez szklane ścianki obliczenia te wymagały wyjątkowo małego kroku czasowego, dla zapewnienia stabilności rozwiązania.

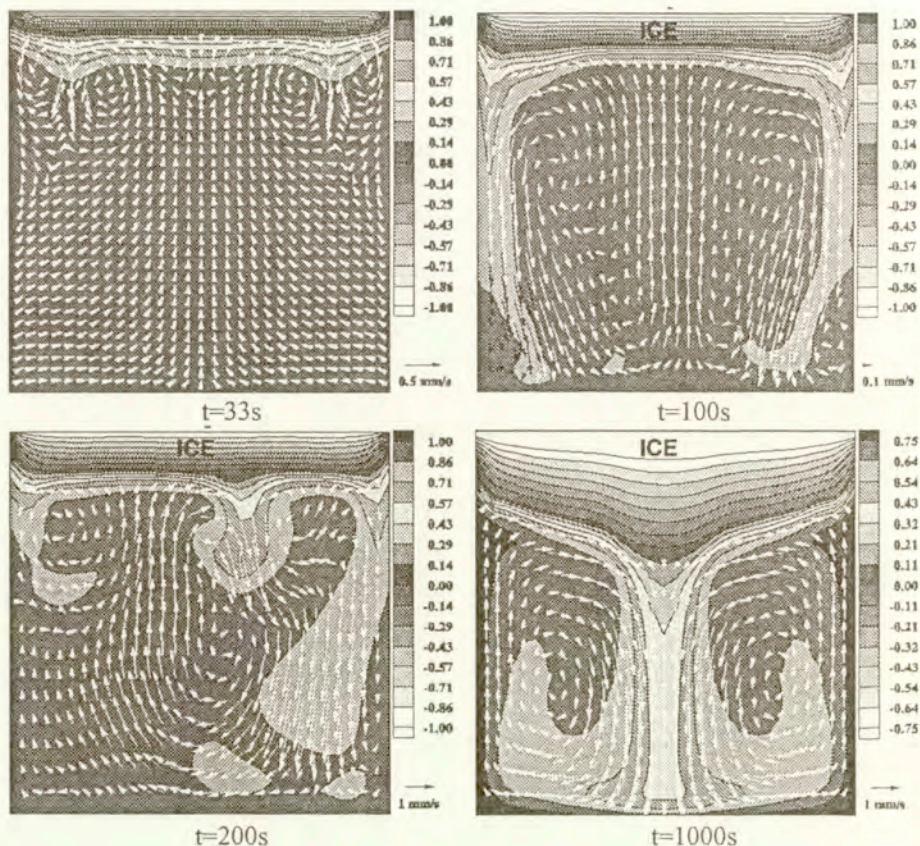
Warunki początkowe przyjęte w obliczeniach odpowiadały zakładanym warunkom początkowym w pomiarach. Dwa rozpatrywane warunki to tzw. „start ciepły” i „start zimny”. Dla większości przypadków obliczenia zostały wykonane dla obydwu rozpatrywanych warunków początkowych, tzn. „ciepły start” - od stanu równomiernej temperatury równej  $T_h$  w całej domenie obliczeniowej i zerowego pola prędkości oraz tzw. „zimny start” - od uzyskanego wcześniej rozwiązania dla konwekcji naturalnej w tej samej geometrii i temperaturze ścianki górnej równej  $T_c = 0^\circ\text{C}$ . W obu przypadkach właściwa symulacja rozpoczynała się w momencie nagłego obniżenia temperatury górnej ścianki do  $-10^\circ\text{C}$ .



**Rys. 18.** Rozwój konwekcji naturalnej w kanale z pleksiglasu podczas tzw. „ciepłego startu”, tzn. warunki początkowe odpowiadają stałej temperaturze, równej  $T_h = 21^\circ\text{C}$  dla całej domeny obliczeniowej, z wyjątkiem ścianki górnej ( $T_c = 15.5^\circ\text{C}$ ). Górny wiersz - obliczone pola wektorowe, dolny izotermny.

W pierwszym przypadku („ciepły start”) symulacja komputerowa wskazuje na periodyczną zmianę struktury i kierunku przepływu. Wiąże to się ze wspomnianą niestabilnością tworzącej się pod górną ścianką warstwy termicznej. W idealnych warunkach, tego typu warunki początkowe mogą prowadzić to symetrycznej struktury przepływu, jak to widzimy na Rys. 18. Mimo gwałtownych zmian w strukturze, przepływ zachowuje regularność i jego interpretacja nie nastęrcza trudności.

Stan taki jest jednak quasi-stabilny i każde niewielkie zaburzenie powoduje złamanie symetrii przepływu, realizując jego odmienne struktury. W badaniach numerycznych przyjęcie stochastycznego zaburzenia początkowego pola temperatury ( $T=T_h$ ) amplitudą wynoszącą 0.01%  $\Delta T$  powodowało już realizację przepływu charakteryzującego się w początkowej fazie nie jednym symetrycznym



Rys. 19. Rozwój przepływu w kanale sześciennym o ściankach szklanych,  $T_h=10^{\circ}C$ ,  $T_c=-10^{\circ}C$ . Rezultaty obliczeń dla 33s, 100s, 200s i 1000s od „ciepłego startu” pokazujące bezwymiarowe izotermie i pole prędkości dla centralnego przekroju pionowego.

strumieniem spływającej w dół cieczy, ale kilkoma niesymetrycznymi „termikami” (plums), pojawiającymi się i znikającymi w nieregularny sposób (Rys. 19). W miarę wzrostu stożkowej warstwy lodu przepływ ulega „regularyzacji”, asymetryczne struktury przepływu stopniowo zanikają. W efekcie dopiero po stosunkowo długim czasie (500-2000s) obserwujemy regularny, symetryczny rozwój przepływu i wzrost fazy stałej. Taki rozwój przepływu był obserwowany w eksperymencie, gdzie zawsze istniejące fluktuacje temperatury i zaburzenia symetrii uniemożliwiają zapoczątkowanie symetrycznego przerwania i spływu cieczy z zimnej warstwy termicznej tworzącej



się pod górną ścianką izotermiczną. Ten charakter początkowych zmian choć wizualnie zbliżony do symulacji komputerowej, ze względu na swoją przypadkowość nie może być jednoznacznie modelowany. W związku z tym dla lepszego kontrolowania warunków początkowych zarówno w eksperymencie jak i w obliczeniach realizowano również drugi scenariusz inicjacji przemiany fazowej - wspomniany już „start zimny”.

Rozwój przepływu symulowano do osiągnięcia czasu rzeczywistego 3600s dla kanałów ze ściankami z pleksiglasu i 800s dla kanałów wykonanych ze szkła. W tym drugim wypadku, wskutek większego przepływu ciepła przez ścianki boczne, zmiany charakterystyk przepływu następowały znacznie szybciej. Typowe kroki czasowe zapamiętywane w postaci pełnych zbiorów binarnych obliczanych pól to 30s, 60s, 100s, 200s, 300, 500s, 1000s, 1500s, 2000s, 2500s, 3000s i 3600s. Jeden zbiór wyników zajmuje (zależnie od wielkości siatki) od 4 do 11MB pamięci masowej. Z tego też względu archiwizacja rezultatów wymagała stosowania dodatkowych urządzeń specjalistycznych (dyski magneto-optyczne i dyski optyczne CD-R).

Dla geometrii walcowej obliczenia wykonano jedynie dla cienkiej ścianki szklanej, badając struktury przepływu bez przemiany fazowej. W tym wypadku temperatura górnej ścianki wynosiła  $0^{\circ}\text{C}$ . Ze względu na bardzo małe grubości warstwy lodu tworzącej się w kanale walcowym, obserwowany przepływ w małym stopniu odbiega od przyjętego w modelu numerycznym.

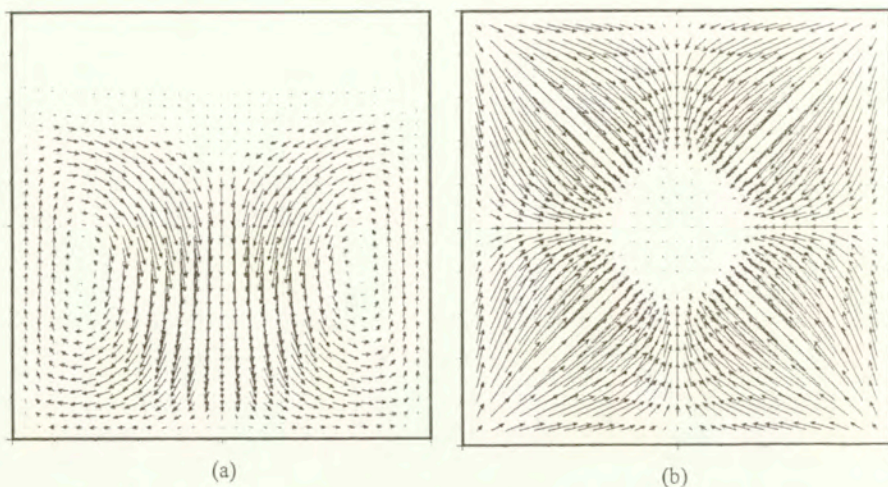
Rozpatrzenie dużej liczby przypadków przy wysokiej czasochłonności obliczeń było możliwe dzięki prowadzeniu równoległych prac na czterech dostępnych nam komputerach: IBM RS6000/350 (MPI Göttingen), Sparc2000 (IPPT PAN), CRAY-CS6400 (COI PW) oraz komputer PC Pentium 133 w systemie Linux.

## 4. Rezultaty badań

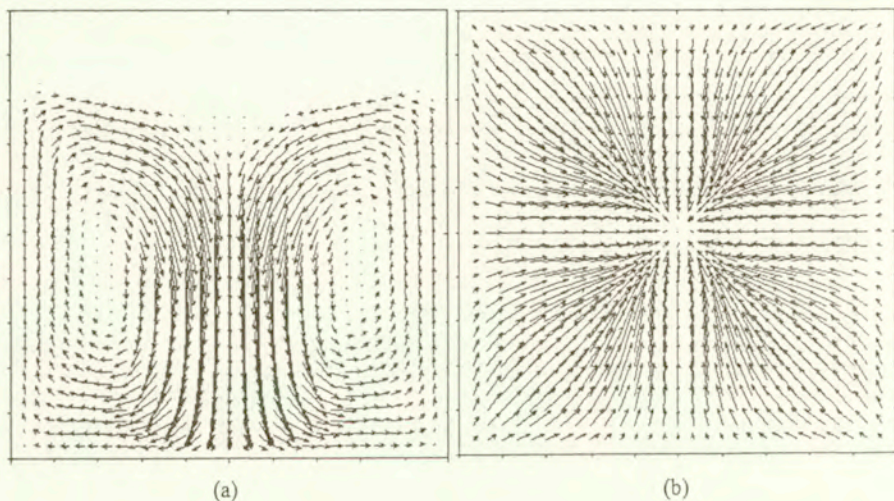
Zebrany w trakcie badań olbrzymi materiał doświadczalny jak i numeryczny jest trudny do zbiorczego przedstawienia i ze zrozumiałych względów powodów wymaga selekcji. W niniejszym raporcie ograniczymy się więc do przedstawienia jedynie wybranych wyników, wskazując przede wszystkim na nowe czy też interesujące zjawiska.

### 4.1 Podstawowe charakterystyki przepływu

Ustalony przepływ w badanych geometriach charakteryzuje typowa struktura, którą ilustrują pola wektorowe (Rys. 20 i Rys. 21). Przepływ w przekroju centralnym cechuje szybki strumień cieczy na osi przepływu. Średnica tej centralnej „strugi” wynosi około 10% szerokości kanału dla temperatury zewnętrznej  $T_h=10^{\circ}\text{C}$ , i maleje dla wyższych temperatur, co łatwo zauważyć w przekrojach poziomych (Rys. 20b i Rys. 21b). Przekroje poziome wyraźnie wskazują też na linie podziału symetrii struktury, których efekt widoczny jest później na powierzchni tworzącego się lodu.

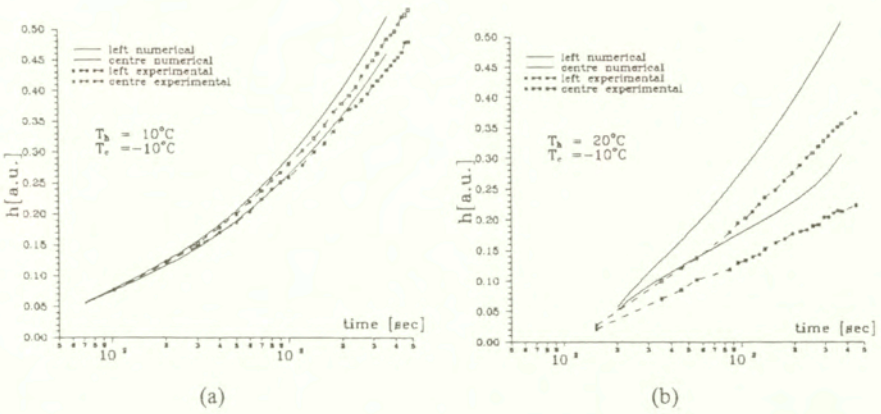


Rys. 20 Pola prędkości obliczone dla kanału z pleksiglasu dla: (a) - pionowego przekroju centralnego  $Z=0.5$ ; (b) - przekroju poziomego pod powierzchnią lodu ( $Y=0.75$ ). Temperatura zewnętrzna  $T_h=10^\circ C$ , czas  $t=300s$ , „zimny start”.

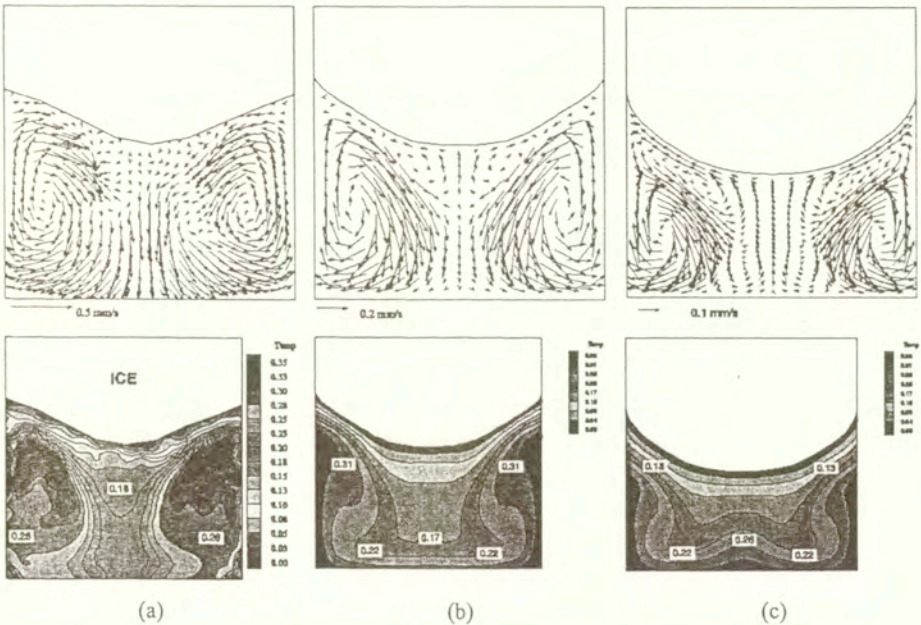


Rys. 21 Pola prędkości obliczone dla kanału z pleksiglasu dla: (a) - pionowego przekroju centralnego  $Z=0.5$ ; (b) - przekroju poziomego pod powierzchnią lodu ( $Y=0.71$ ). Temperatura zewnętrzna  $T_h=20^\circ C$ ,  $t=500s$ ; „zimny start”.





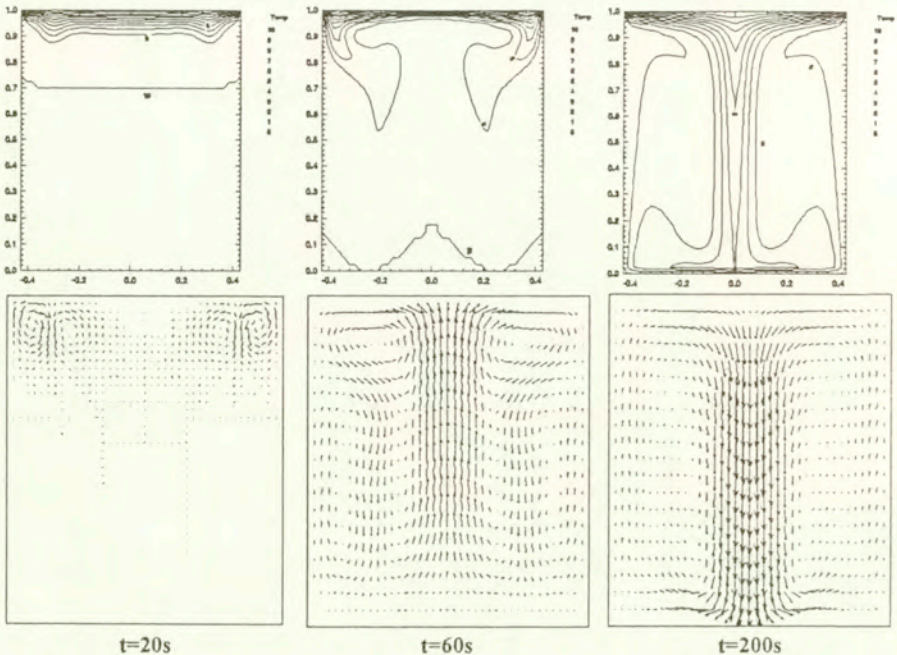
Rys. 22. Krzywe wzrostu wysokości warstwy lodu zmierzone (punkty) w kanale sześciennym z pleksiglasu (P) na osi kanału i na środku ścianki bocznej. Linia ciągła - symulacja numeryczna (3-D TBC); (a) - temperatura zewnętrzna  $T_h = 10^\circ\text{C}$ , (b) -  $T_h = 20^\circ\text{C}$ .



Rys. 23. Wektory pola prędkości (górny wiersz) i izotermy (dolny wiersz) dla przepływu w kanale sześciennym z pleksiglasu (P) przy temperaturze zewnętrznej  $T_h = 20^\circ\text{C}$ , „ciepły start”; (a) - eksperyment dla czasu  $t=20400\text{s}$ ; (b) - obliczenia dla czasu  $t=3700\text{s}$ ; (c) - obliczenia dla numerycznego stanu ustalonego.

Rys. 22 przedstawia typowe charakterystyki pokazujące szybkość wzrostu kryształu lodu dla wybranych eksperymentów. Na wykresach linią ciągłą oznaczono rezultaty symulacji numerycznej. Rezultaty symulacji numerycznych pokrywają się stosunkowo dobrze z pomiarami dla niższych temperatur zewnętrznych (niższa efektywna liczba Rayleigh'a). Przy wzroście temperatury zewnętrznej pojawiają się rozbieżności, szczególnie jeśli chodzi o prognozę szybkości narastania lodu. Wskazuje to na powstanie dodatkowych struktur przepływu lub mechanizmów transportu ciepła trudnych do precyzyjnego uchwycenia w przyjętym modelu. Jednym z takich mechanizmów jest proces konwekcyjnego mieszania się cieczy między cyrkulacją powstałą w malejącej warstwie przysiennej przy górnej ścianie, gdzie ma miejsce inwersja gęstości, a główną cyrkulacją w dolnej części kanału. Przy większych gradientach temperatury grubość tej warstwy przysiennej ulega znacznej redukcji i być może dla przyjętej rozdzielczości siatki obliczeniowej jest poza kontrolą dokładności numerycznej.

Rys. 23 pokazuje porównanie zmierzonych i obliczonych pól prędkości i temperatur dla stanu zbliżonego do ustalonego. Możemy zauważyć, że wyniki symulacji numerycznej mimo generalnej zgodności obliczanych pól temperatury i prędkości „przeceniają” szybkość wzrostu kryształu lodu.

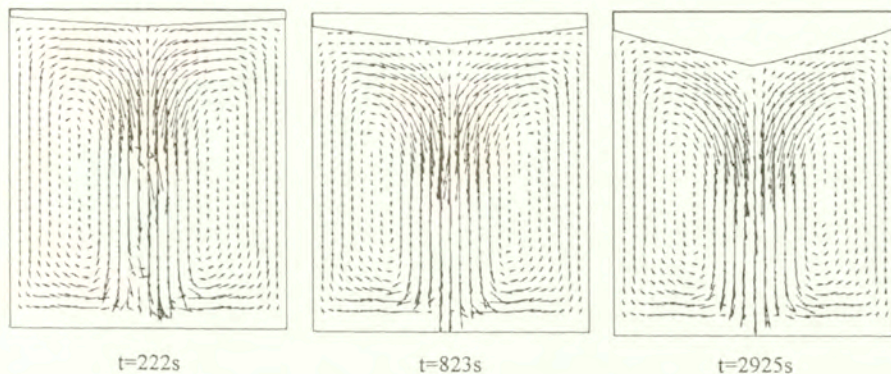


Rys. 24. Rozwój konwekcji naturalnej w kanale cylindrycznym, symulacja numeryczna dla 20s, 60s i 200s od chwili „ciepłego startu”, tzn.  $T_c = T_h = 10^\circ\text{C}$  w chwili początkowej. Bezwymiarowe izotermi (górny wiersz) i pola wektorowe (dolny wiersz).

Rozwój konwekcji naturalnej w szklanym kanale cylindrycznym przedstawia Rys. 24. Symulacja numeryczna od „startu ciepłego” wykonana dla przypadku osiowo-symetrycznego (CYLIND) pokazuje rozwój przepływu bardzo zbliżony do tego jaki obserwowaliśmy w kanale sześciennym.



Warto zwrócić uwagę na charakterystyczne „zawirowania” pojawiające się w chwili początkowej w górnych narożach kanału. Ten typ początkowych struktur, charakteryzujący również rozwój przepływu w kanale sześciennym (por. Rys. 19a), świadczy o silnej stratyfikacji cieplnej i powstaniu warunków typu Rayleigha-Benarda dla górnej warstwy cieczy. W miarę upływu czasu rozwój przepływu w górnych narożnikach kanału prowadzi do przzerwania warstwy termicznej i utworzenia „opadających” w dół wzdłuż ścianek strumieni chłodnej cieczy. Powoduje to ustalenie się początkowej struktury przepływu z głównym strumieniem na osi kanału skierowanym do góry. W drodze kolejnych perturbacji następuje odwrócenie cyrkulacji płynu i ostatecznie już po 200s ustala się struktura zbliżona do ostatecznej, tzn. z głównym strumieniem cieczy na osi kanału spływającym do dolnej ścianki. Analogiczny scenariusz obserwowano w eksperymentach, jednak wskutek zawsze występujących tam perturbacji początkowy rozwój cyrkulacji na ogół nie był osiowo symetryczny. Podobnie jak miało to miejsce w kanale sześciennym, zanim ustaliła się regularna końcowa struktura, przepływ rozpadał się na mniej regularne strugi („plums”), spadające od górnej powierzchni w kierunku dna kanału. Po ustaleniu się przepływu (ok. 200s), jego struktura jest porównywalna do obserwowanej dla startu „zimnego”. Przykład zarejestrowanego rozwoju pola prędkości w kanale walcowym pokazuje Rys. 25.



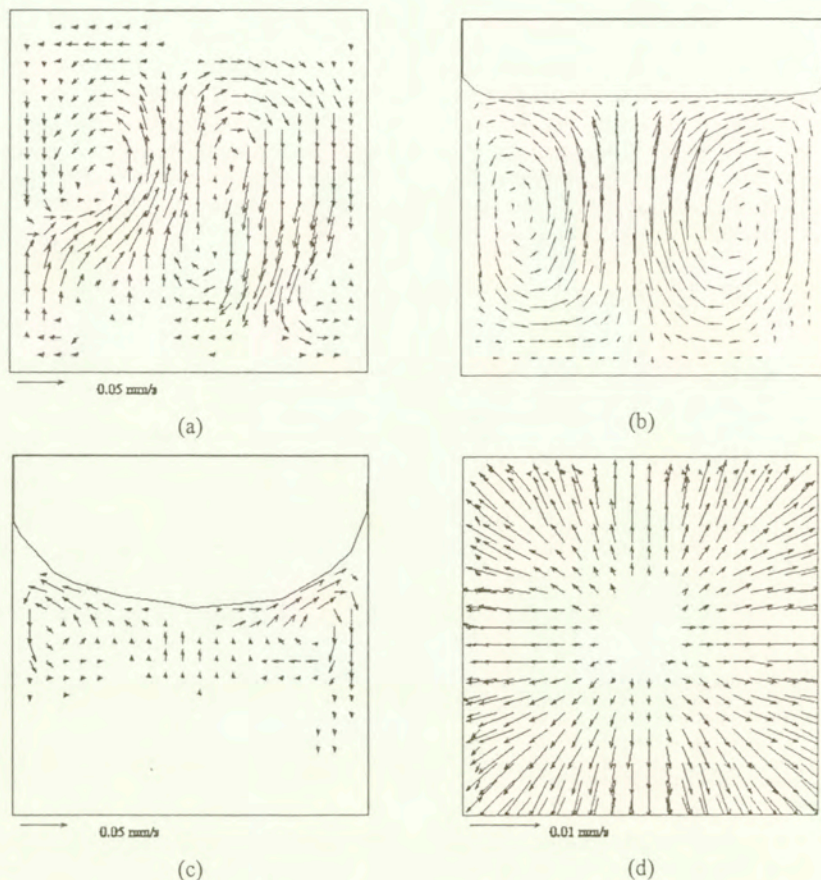
Rys. 25. Pola prędkości w przekroju centralnym szklanego walca (W1) zmierzone (PIV) dla 222s, 823s i 2925s od „startu zimnego”,  $T_h=10^{\circ}C$ .

#### 4.2 Wpływ temperatury zewnętrznej

Przepływ w rozpatrywanej geometrii jest wywołany gradientem temperatury między górną powierzchnią ograniczającą a otaczającą kanał ze wszystkich stron kąpielą wodną o temperaturze  $T_h$ . W chwili początkowej ciecz w pobliżu górnej ścianki zostaje przechłodzona, nawet do temperatury  $-10^{\circ}C$ . Jednak wkrótce po utworzeniu się pierwszej warstwy lodu możemy we wszystkich przypadkach przyjąć temperaturę  $0^{\circ}C$ , jako stałą temperaturę górnej granicy przepływu.

Zmiana temperatury zewnętrznej  $T_h$  od  $5^{\circ}C$  do  $25^{\circ}C$  pozwala prześledzić tworzenie się szeregu odmiennych form przepływu. Dla temperatury  $T_h = 5^{\circ}C$  praktycznie w całej objętości kanału obowiązuje inwersja gęstości wody. Powoduje to powstanie bardzo interesującej cyrkulacji, w której zimna ciecz unosi się do góry. W badanej konfiguracji powinno to powodować całkowite ustanie ruchu i ograniczenie transportu ciepła do przewodnictwa. W rzeczywistości ruch zamiera i dobrze widoczna stratyfikacja temperatury ma miejsce dopiero w końcowej fazie eksperymentu, gdy blisko połowa kanału jest już wypełniona lodem (małe efektywna wysokość a więc i efektywna liczba

Rayleigh'a). Wcześniej istniejące gradienty temperatury powodują ruch cieczy w górę wzdłuż osi kanału i po schłodzeniu w dół wzdłuż ścianek bocznych, wyraźnie wpływając na kształt tworzącego się lodu (Rys. 26). Po osiągnięciu stanu ustalonego (Rys. 26b) przepływ odbywa się jedynie w górnej części przy ścianie, a prędkości przepływu są bardzo małe, rzędu  $0.02\text{mm/s}$ . Pod powierzchnią lodu widać wyraźnie radialny przepływ od osi symetrii kanału do ścianek (Rys. 26d).

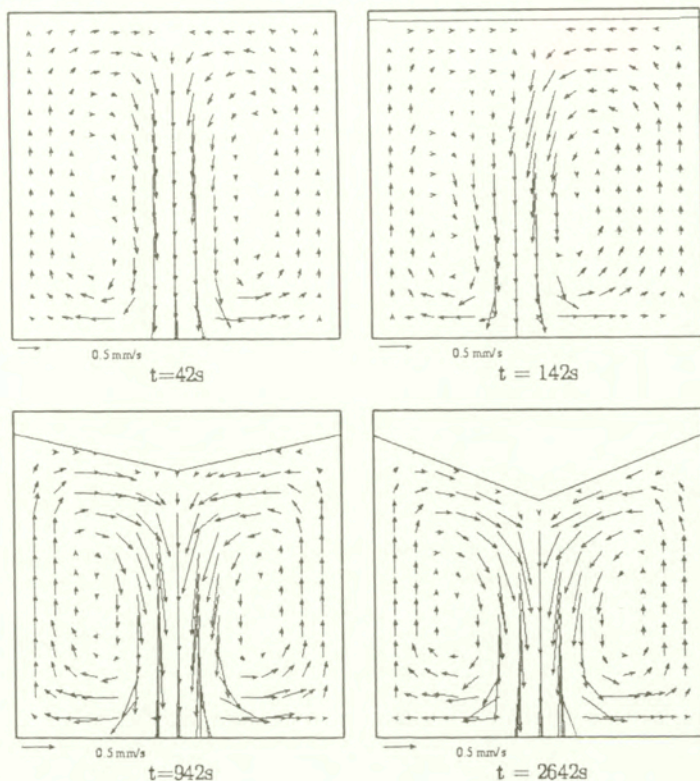


Rys. 26. Wektory prędkości zmierzone metodą PIV dla kanału sześcian-szkło (S) i temperatury zewnętrznej  $T_h=5^\circ\text{C}$ , „start ciepły”. (a) - centralny przekrój pionowy  $z=0.5$ , czas  $t=42\text{s}$ ; (b) -  $t=747\text{s}$ ; (c) -  $t=6445\text{s}$ ; (d) - przekrój poziomy pod lodem ( $y=0.9$ ),  $t=442\text{s}$ .

Dla kanału wykonanego z pleksiglasu spadek temperatury na ściankach bocznych jest większy niż ma to miejsce w kanale szklanym. Ruch cieczy wywołany inwersją temperatury staje się jeszcze wolniejszy a tworzący się front lodu jest niemal płaski.

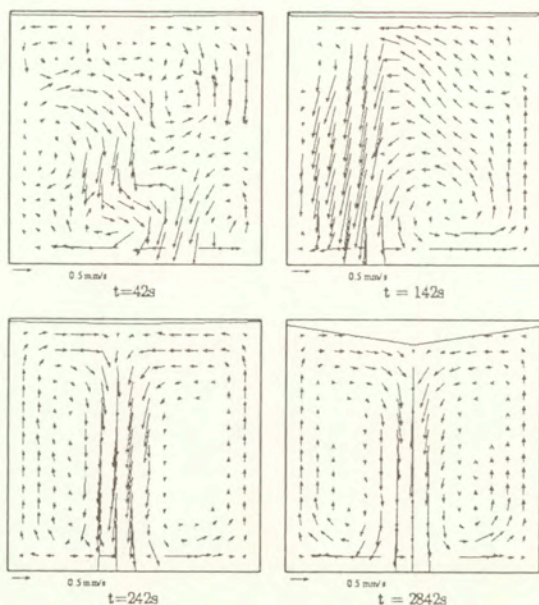


Wzrost temperatury zewnętrznej  $T_h$  do  $10^\circ\text{C}$  zmienia charakter przepływu. Dominuje symetryczna cyrkulacja, z przepływem wzdłuż osi kanału (Rys. 27). Mimo początkowo symetrycznego startu, powstanie lodu powoduje chwilowe zaburzenia struktury przepływu. Ulegają one wytłumieniu, w miarę jak od górnej ścianki narasta stożkowy front lodu, stabilizujący oś symetrii przepływu.

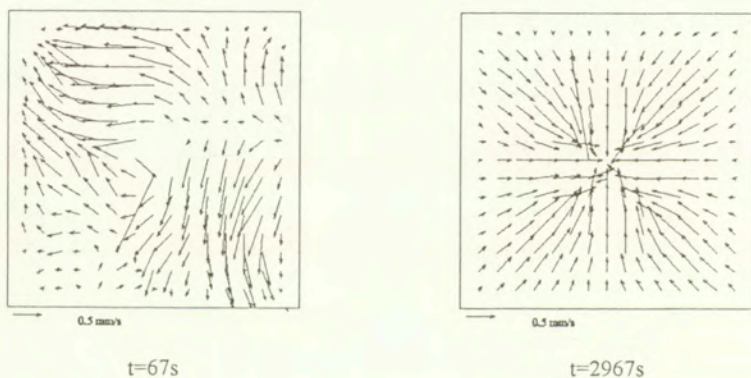


**Rys. 27.** Rozwój pola prędkości zmierzony metodą PIV dla kanału sześcian-szkło (S) i temperatury zewnętrznej  $T_h=10^\circ\text{C}$ , „start zimny” - od rozwiniętego przepływu, centralny przekrój pionowy  $z=0.5$ .

Charakterystyczna prędkość przepływu znacznie wzrasta, w porównaniu z przypadkiem poprzednim i wynosi początkowo na osi przepływu około  $5\text{mm/s}$ . W miarę wzrostu lodu prędkość przepływu maleje.



Rys. 28. Rozwój pola prędkości zmierzony (PIV) dla kanału sześcian-szkło (S) i temperatury zewnętrznej  $T_h=20^\circ\text{C}$ , „start ciepły” - od stanu zerowego, centralny przekrój pionowy  $z=0.5$ .



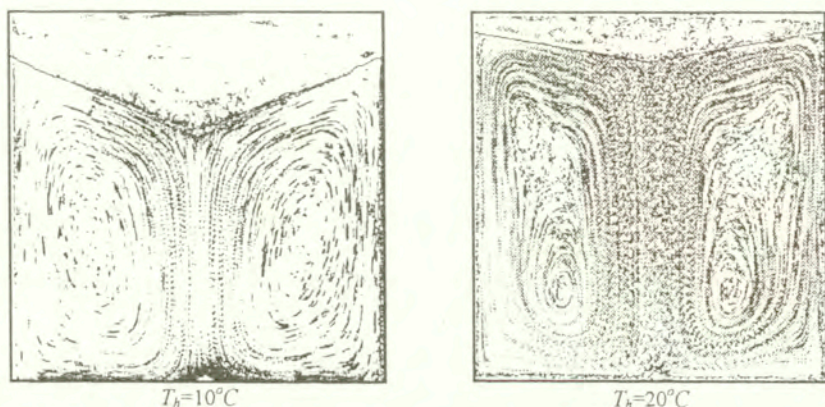
Rys. 29. Pola prędkości zmierzone (PIV) w przekroju poziomym ( $y=0.9$ ) dla kanału sześcian-szkło (S) i temperatury zewnętrznej  $T_h=20^\circ\text{C}$ , „start ciepły”.

Dalszy wzrost zewnętrznej temperatury prowadzi do dalszego przyspieszenia przepływu i jednoczesnego spadku prędkości wzrostu kryształu lodu. W stanie ustalonym zasadniczy charakter struktury przepływu zostaje zachowany (Rys. 28). Jednak w przeciwieństwie do poprzedniego przypadku, początkowy rozwój przepływu jest inny, wyraźnie widać niesymetryczny charakter



rozwoju struktur. Po przejściu wielu niesymetrycznych stanów pośrednich struktura przepływu ustala się. Stabilizującą rolę odgrywa tu niewątpliwie powstanie stożkowej struktury lodu na górnej ścianie. Początkową asymetrię pól prędkości rejestrowanych pod powierzchnią lodu oraz późniejszą stabilizację przepływu ilustruje Rys. 29.

Porównanie torów cząstek pozwala lepiej uwidocznic różnicę struktury pola przepływu między przypadkiem  $T_h=10^{\circ}\text{C}$  i  $20^{\circ}\text{C}$  (Rys. 30). Dla wyższej temperatury wyraźnie widoczne jest zniekształcenie struktury torów wewnątrz głównej cyrkulacji, świadczące o utworzeniu się przynajmniej dwóch dodatkowych struktur. Ponieważ mamy do czynienia z ruchem trójwymiarowym, obserwowane tory są faktycznie fragmentami toroidalnych spiral, przemieszczających ciecz nie tylko w płaszczyźnie, lecz również w trzecim wymiarze. W rezultacie w przepływie tworzą się zamknięte „komórki”, których liczba i wielkość zależy między innymi od termicznych warunków brzegowych. Różnice prędkości pól przepływu dla różnych temperatur zewnętrznych uwidaczniają zmiany w transporcie ciepła. Zwiększona wymiana ciepła powoduje oczywiście spadek szybkości przyrostu lodu.

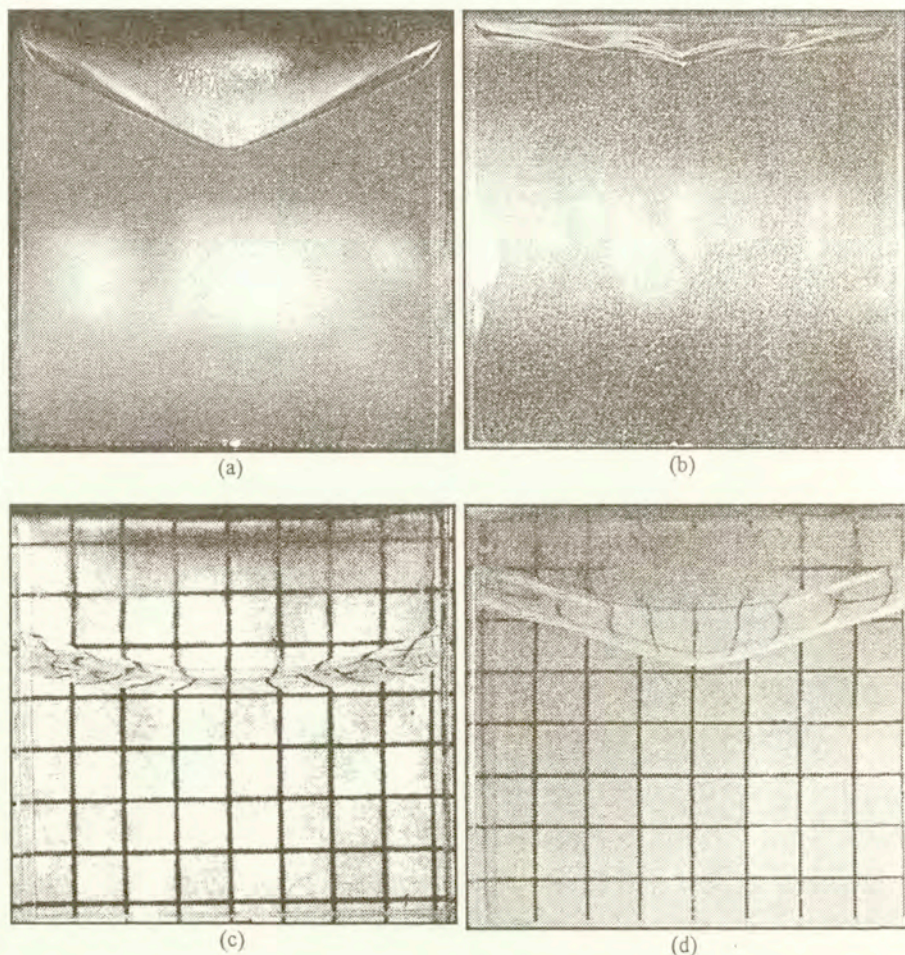


Rys. 30. Tory cząstek obserwowane dla rozwiniętego przepływu w centralnej płaszczyźnie pionowej ( $z=0.5$ ) dla kanału sześcian-szkło przy dwóch różnych temperaturach zewnętrznych.

Przyglądając się strukturze powierzchni lodu (Rys. 31), możemy dodatkowo zauważyć, że pozornie podobne pola przepływu, charakteryzują różne formy cyrkulacji, uzewnętrzniające się w kształcie i zafalowaniach powierzchni lodu. Te zaburzenia powierzchni, widoczne dla niższych temperatur w postaci charakterystycznych wgłębień na powierzchni lodu, są najwyraźniejsze dla maksymalnych strumieni ciepła tzn. ścianki szklanej i temperatury zewnętrznej  $T_h=20^{\circ}\text{C}$ .

#### 4.3 Wpływ przewodnictwa ścianek bocznych

W eksperymentach badano jak różne warunki brzegowe wpływają na symetrię przepływu i wzrost kryształu lodu. Warunki brzegowe zmieniano poprzez zmianę przewodnictwa ścianek (pleksi / szkło), geometrię naczynia (walec / sześcian), temperaturę płaszcza zewnętrznego i temperaturę początkową ścianki górnej i cieczy.



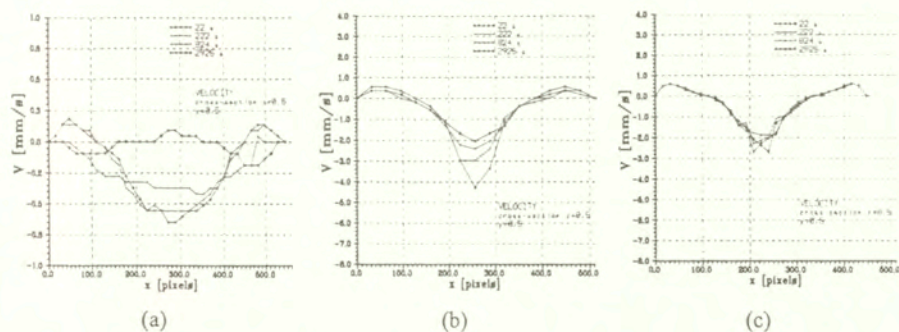
**Rys. 31.** Wpływ temperatury zewnętrznej na kształt powierzchni lodu. Widoczne nierówności powierzchni odzwierciedlają wpływ struktury przepływu. Górny wiersz - kanał sześcienny ze szkła (a) -  $T_h=10^{\circ}\text{C}$ , (b) -  $T_h=20^{\circ}\text{C}$ , dolny wiersz - kanał sześcienny z pleksiglasu (c) -  $T_h=10^{\circ}\text{C}$ , (d) -  $T_h=20^{\circ}\text{C}$ .

Stwierdzono szereg ogólnych prawidłowości. Dla „startu zimnego” prędkość maksymalna w osi przepływu maleje w miarę rozwoju przepływu i wzrostu warstwy lodu. Dla startu „ciepłego”, po początkowym okresie „rozruchu” i ustaleniu się ostatecznej struktury, przepływ (300-500s) zachowuje się analogicznie jak dla „zimnego startu”. Zarówno szybkość wzrostu kryształu lodu jak i prędkości przepływu stają się bardzo zbliżone.

Rys. 32 ilustruje zmiany pola prędkości w czasie dla trzech rozpatrywanych kanałów na przykładzie wybranego profilu prędkości pionowej. Punkty na wykresie odpowiadają składowym wektorów



prędkości wyekstrahowanym z pola wektorowego zmierzonego dla przekroju centralnego metodą PIV.

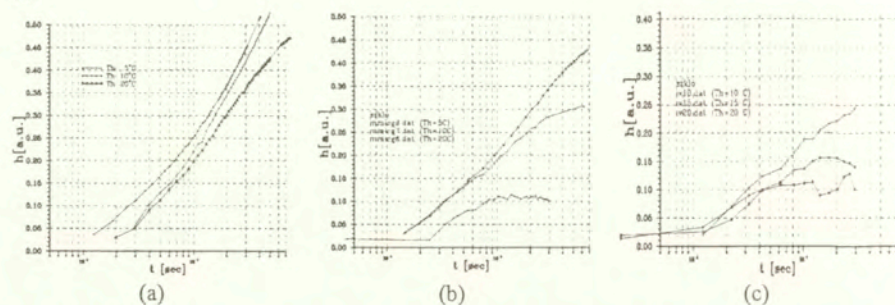


Rys. 32. Rozwój pola prędkości w czasie na podstawie profili pionowej składowej prędkości w przekroju centralnym ( $Z=0.5$ ), w połowie wysokości kanału ( $y=0.5$ ). Temperatura zewnętrzna  $T_h=10^\circ\text{C}$ ,  $T_c=-10^\circ\text{C}$ , „ciepły start”; (a) - kanał sześcienny z pleksyglasu (P)  $t=96\text{s}, 295\text{s}, 795\text{s}$  i  $3095\text{s}$ ; (b) - kanał sześcienny ze szkła (S),  $t=42\text{s}, 242\text{s}, 842\text{s}$  i  $2842\text{s}$ ; (c) - kanał cylindryczny ze szkła (W1),  $t=22\text{s}, 222\text{s}, 824\text{s}$  i  $2925\text{s}$ .

Porównując pole przepływu dla  $T_h=10^\circ\text{C}$  w kuwecie sześcienniej o ściankach z pleksyglasu (P) i ściankach ze szkła (S) możemy zauważyć, że w podobnych fazach rozwoju przepływu prędkości maksymalne w kanale szklanym są 3 do 10 razy większe niż w kanale o ściankach ze słabo przewodzącego pleksyglasu (Rys. 32), zaś obszar zajmowany przez przepływ osiowy jest znacznie węższy dla przepływu w kanale szklanym. Większy strumień ciepła przez ścianki szklane powoduje, że dla przepływu ustalonego występowanie wyraźnie wyodrębnionego obszaru inwersji gęstości obserwuje się dla tego kanału dopiero przy obniżeniu temperatury zewnętrznej do  $T_h=5^\circ\text{C}$ .

Dla kanału sześciennego o ściankach z pleksyglasu (P) porównanie pola przepływu obserwowanego dla temperatur zewnętrznych dla  $T_h=10^\circ\text{C}$  i  $T_h=20^\circ\text{C}$  pokazuje, że maksymalna prędkość przepływu dla temperatury  $T_h=20^\circ\text{C}$  jest w początkowym okresie rozwoju nawet pięciokrotnie większa niż dla temperatury zewnętrznej  $T_h=10^\circ\text{C}$ . Jednocześnie dla wyższej temperatury zewnętrznej ( $T_h=20^\circ\text{C}$ ) strefa osiowego przepływu w kierunku dna ulega wyraźnemu zawężeniu. Po dojściu do stanu ustalonego w obu przypadkach, tzn. zarówno dla temperatury zewnętrznej  $T_h=10^\circ\text{C}$  jak i  $T_h=20^\circ\text{C}$ , maksymalna prędkość przepływu maleje do ok. 30% jej wartości początkowej. Dla  $T_h=10^\circ\text{C}$  w stanie ustalonym strefa inwersji pola przepływu związana z anomalią gęstości wody powiększa się i obejmuje blisko połowę objętości cieczy.

Silny wpływ przewodnictwa cieplnego ścianek uwidacznia się wyraźnie w tempie wzrostu kryształu lodu. Porównując charakterystyki narastania lodu w kanale o ściankach z pleksyglasu i ze szkła zauważymy, że przy temperaturze zewnętrznej  $T_h=20^\circ\text{C}$  charakterystyka narastania frontu lodu dla kanału z pleksyglasu jest w przybliżeniu taka sama jak dla kanału ze szkła i temperatury zewnętrznej  $T_h=5^\circ\text{C}$  (por. Rys. 33).



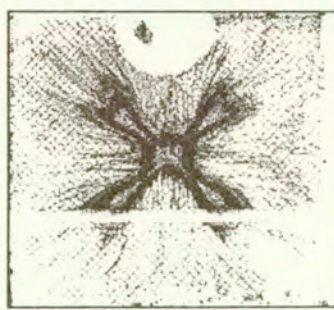
Rys. 33. Krzywe wzrostu kryształu lodu zmierzone na osi kanału dla temperatur zewnętrznych  $T_h=5^\circ\text{C}$ ,  $10^\circ\text{C}$  i  $20^\circ\text{C}$ ; (a) - kanał sześcienny pleksiglas (P), (b) - kanał sześcienny szkło (S), (c) - kanał cylindryczny szkło (W1).

Wydaje się również interesująca, widoczna na Rys. 33a, słaba zależność tempa wzrostu kryształu lodu od zewnętrznej temperatury w przypadku dobrze izolującej ścianki bocznej z pleksiglasu. Należy jednak zauważyć, że wykres ten pokazuje maksymalny wzrost kryształu, rejestrowany na osi przepływu. W pobliżu ścianek różnice tempa wzrostu lodu dla różnych temperatur zewnętrznych są już znaczne. Ilustruje to Rys. 31, gdzie można zauważyć, że ze wzrostem temperatury zewnętrznej kształt lodu zmienia się ze stosunkowo płaskiego na stożkowy, chociaż wysokość tego stożka ulega niewielkiej modyfikacji.

Symulacja numeryczna wykazuje najlepszą zgodność obliczeń numerycznych z eksperymentem dla sześciangu ze szkła i temperatur zewnętrznych nieprzekraczających  $T_h=10^\circ\text{C}$ . Dla tego przypadku obliczone pola prędkości i temperatury mają podobną do obserwowanej strukturę, zarówno dla uproszczonych warunków brzegowych (1-D TWB) jak i dla rozwiązań otrzymanych dla domeny rozszerzonej (3-D TWB). Tak dobrej zgodności nie wykazują badania numeryczne dla grubej ścianki z pleksiglasu, jeśli przyjąć w nich uproszczone warunki brzegowe (1-D TWB) [1,22]. Okazuje się, że tego typu warunki powodują wygenerowanie struktury pola przepływu analogicznej do tej obserwowanej dla ścianek szklanych, choć eksperyment wskazuje na istotne różnice.



(a)



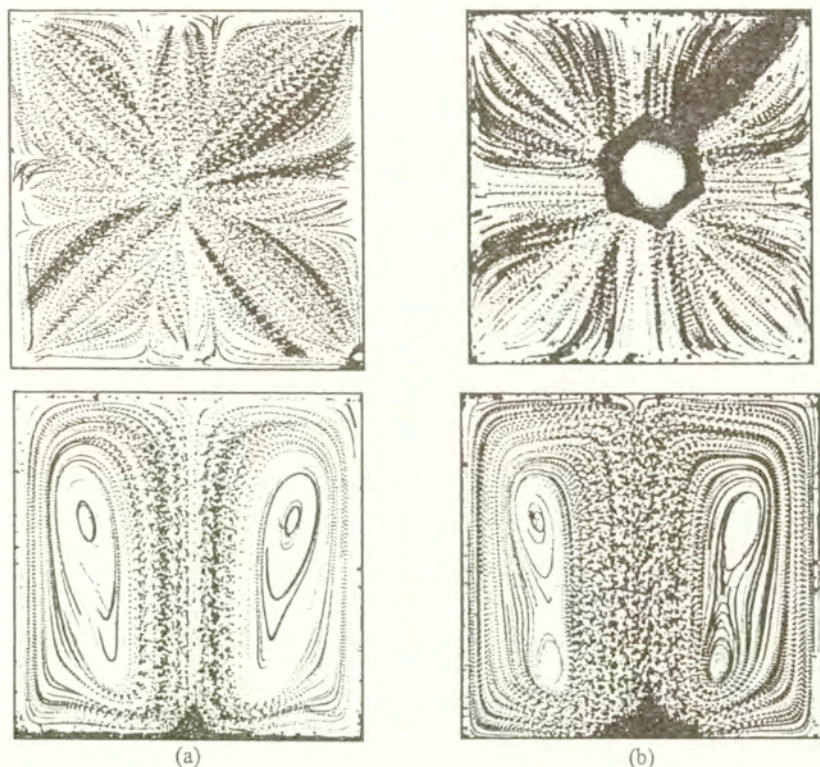
(b)

Rys. 34. Rozkład temperatury rejestrowany przy pomocy zawiesziny ciekłokrystalicznej w pobliżu górnej ścianki kanału sześciennego; (a) - 8mm ścianka boczna z pleksiglasu (P); (b) - 2mm ścianka ze szkła (S). Ciemniejsze zabarwienie (kolor czerwony) odpowiada niższej temperaturze (por. Rys. A 2).



Bardziej szczegółowe obserwacje wskazały na istnienie istotnych różnic w samej realizacji struktury przepływu. Różnice te najłatwiej było zaobserwować porównując pola temperatur zmierzone dla poziomych przekrojów w pobliżu górnej ścianki. Dla ścianki o małym przewodnictwie cieplnym (Rys. 34a) izotermy tworzą w górnej płaszczyźnie kształt ośmio-ramiennej „gwiazdy”, co sugeruje powstanie dodatkowych komórek przepływu. Dla dobrze przewodzącej ścianki szklanej struktura izoterm jest zgodna z oczekiwaną z obliczeń numerycznych i odpowiada strukturze komórek przepływu ograniczonych czterema głównymi osiami symetrii kanału.

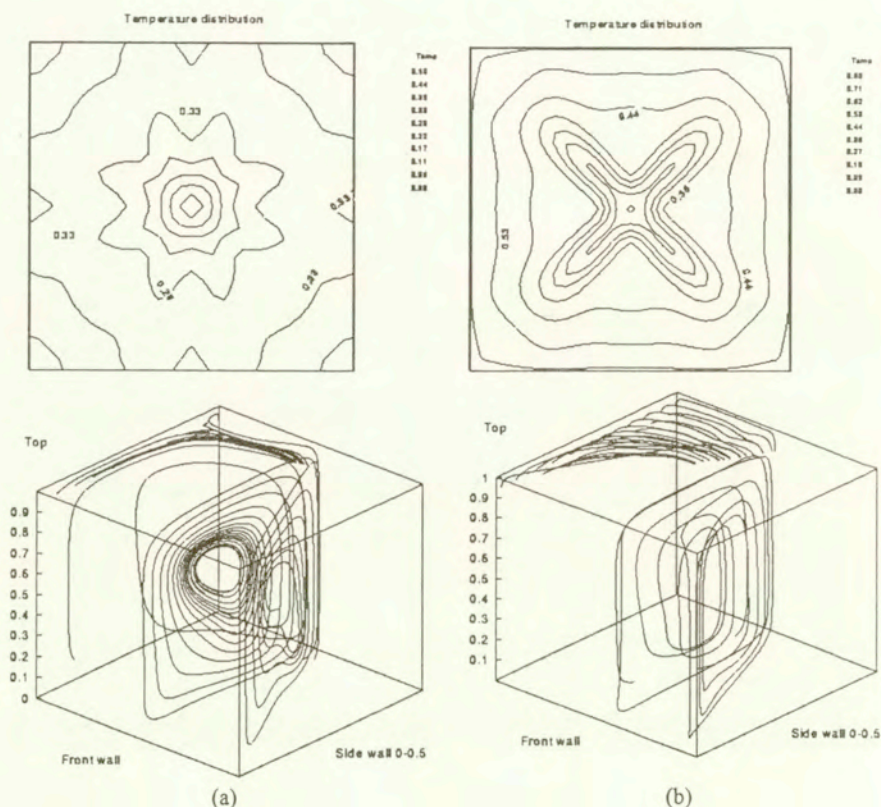
Na istnienie wyraźnych różnic w strukturze przepływu, których najbardziej ewidentnym efektem są widoczne na Rys. 34 zmiany rozkładu temperatury, wskazuje obserwacja torów cząstek. Typowe różnice struktur, widoczne zarówno w przekrojach poziomych jak i pionowych, ilustruje Rys. 35. W przekrojach poziomych tory cząstek dla kanału o małym przewodnictwie cieplnym ścianek (Rys. 35a), wskazują na istnienie dodatkowych linii rozdziału, potwierdzając przypuszczenie o utworzeniu się dodatkowych struktur zamkniętych (komórek), poza głównymi osiami symetrii układu.



Rys. 35. Tory cząstek rejestrowane dla przekroju poziomego pod górną powierzchnią ( $Y=0.92$ ), oraz dla centralnego przekroju pionowego ( $Z=0.5$ ); (a) - sześcian-pleksi (P), (b) - sześcian-szkło (S).

Obserwowane zmiany struktury przepływu dla ścianek wykonanych z materiału o małym przewodnictwie cieplnym (pleksiglas) i o stosunkowo dużym przewodnictwie (szkło) wskazują na to, że wpływ przewodnictwa ścianek nie ogranicza się jedynie do zmiany wielkości strumienia ciepła

dostarczanego do kanału z zewnątrz. Okazuje się, że również przewodnictwo cieplne wzdłuż ścianek może w istotny sposób modyfikować ten strumień i tym samym zmieniać pole przepływu w kanale. Potwierdzają to badania numeryczne. Wprowadzenie w obliczeniach numerycznych „kompletnych” warunków brzegowych w postaci równania energii dla trójwymiarowej ścianki (3D-TWB) pozwoliło na uzyskanie wyników zgodnych z eksperymentem, zarówno dla „grubych” ścianek z pleksiglasu jak i dla cienkich ścianek ze szkła. Potwierdza to przypuszczenie, że powszechnie stosowane jednowymiarowe uproszczone termiczne warunki brzegowe mogą prowadzić do niedokładnych rozwiązań, jeśli przewodnictwo ścianki jest małe a ścianki są stosunkowo grube. Okazuje się, że w takim wypadku nie można pominąć wpływu na realizowaną strukturę przepływu strumienia ciepła wzdłuż ścianek bocznych. Jest to między innymi efektem pewnej „dowolności” wyboru struktury przepływu dla geometrii o dużym stopniu symetrii. Geometria sześcianu narzuca podstawową symetrię w postaci ośmiu płaszczyzn. Obszary między tymi płaszczyznami stanowią zamknięte



Rys. 36. Obliczone rozkłady temperatury pod górną ścianką i tory cząstek (pokazana połowa kanału) dla ścianek wykonanych z pleksiglasu - (a) i szkła - (b).



komórki, gdzie odbywa się cyrkulacja cieczy. Podstawowy kierunek cyrkulacji wzdłuż osi symetrii od ścianki górnej do ścianki dolnej jest narzucona przez pionowy gradient temperatury. Dla tworzących się między płaszczyzną przekroju centralnego i płaszczyzną diagonalną zamkniętych komórek przepływu istnieją dwie możliwości „powrotu” linii prądu z płaszczyzny przekroju centralnego do płaszczyzny diagonalnej. Albo poprzez spiralę „rozwijającą się” na pierwszej z płaszczyzn i „związującą” się na płaszczyźnie diagonalnej lub też w odwrotnej kolejności. Zmiana kierunku tej cyrkulacji wpływa na zmianę rozkładu temperatur obserwowanych w górnych przekrojach kanału. Obecność różnych struktur przepływu realizowanych w symulacji komputerowej przy zmianie własności termicznych ścianek bocznych, potwierdziły uważne obserwacje torów cząstek wykonanych dla płaszczyzn przekroju centralnego i diagonalnych kanału sześciennego.

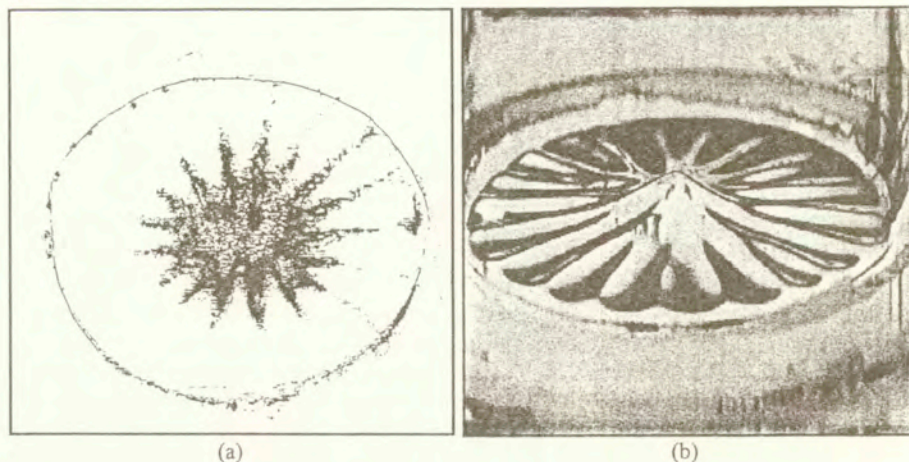
Rys. 36 ilustruje rozkłady temperatur i struktury torów cząstek uzyskanych w rezultacie obliczeń wykonanych dla pełnych 3-D TWB. Dzięki uwzględnieniu w obliczeniach pełnych warunków przewodnictwa w ściankach poważnej modyfikacji uległo rozwiązanie dla kanału wykonanego z pleksiglasu. Pierwotna, „krzyżowa” forma symetrii struktury (analogicznej jaka występuje dla ścianek szklanej) uległa zmianie na symetrię „ośmio-ramienną”, obserwowaną w eksperymencie. Również struktura torów obliczonych przy powierzchni ścianki stała się porównywalna do obserwowanej.

Struktura przepływu utrwała się w strukturze powierzchni tworzącej się fazy stałej. Uwidacznia to się w postaci symetrycznych wgłębień i zafalowań, widocznych w przezroczystym lodzie przy odpowiednim oświetleniu jako odbicia lub zniekształcenia (por. Rys. 31).

#### 4.4 Wpływ geometrii kanału

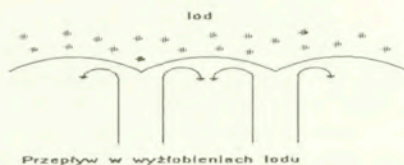
Geometria naczynia, w którym odbywa się przepływ, ma oczywiście istotny wpływ na formę i strukturę rozwijającego się tam przepływu. Proste geometrie charakteryzuje na ogół jedna lub więcej płaszczyzn symetrii. Badania przeprowadzono dla dwu „klasycznych” geometrii kanałów: sześcianu - bryły o 4 podstawowych płaszczyznach symetrii oraz walca o wysokości zbliżonej do średnicy. Wpływ płaszczyzn symetrii na strukturę przepływu i fazy stałej w sześciannie widoczny jest dla omawianych wyżej przypadków. Geometria kanału powoduje tworzenie się szeregu zamkniętych komórek przepływu, jednak na ogół nie tylko rozdzielonych głównymi płaszczyznami symetrii ale również komórek pośrednich, których liczba wydaje się silnie zależeć od TWB na ściankach bocznych.

Symetria walcowa jest szczególnie interesująca, nie tylko ze względu na jej częste występowanie w praktyce. Posiada ona pełną symetrię osiową, co wskazywało by na istnienie warunków dla powstania przepływu osiowo-symetrycznego, znacznie prostszego, ze względu na dwuwymiarowość problemu, do interpretacji matematycznej i fizycznej. Obecne badania eksperymentalne wskazały jednak, że symetria przepływu generowanego pionowym gradientem temperatury, wskutek zaburzeń strumienia ciepła w pobliżu górnej ścianki horyzontalnym strumieniem ciepła od ścianek bocznych, ulega degradacji. Objawia się to przede wszystkim w postaci promienistych zaburzeń pola temperatury, wywołujących później podobne zaburzenia powierzchni tworzącej się fazy stałej (por. Rys. 37).



Rys. 37. Konwekcja naturalna w szklanym naczyniu walcowym (W1) o izotermicznej górnej ścianie. (a) - rozkład temperatury widoczny w postaci zmiany zabarwienia zawiesiny ciekłokrystalicznej (ciemny kolor, odpowiadający barwie czerwonej wskazuje rejony zimniejsze - por. Rys. A 2); (b) - wpływ struktury przepływu na powierzchnię tworzacego się lodu.

Istnienie promienistych struktur wskazuje na tworzenie się pod powierzchnią górnej ścianki dodatkowych cyrkulacji cieczy wywołanych niestabilnością termiczną warstwy przyściennej. Interesujące jest poznanie przyczyny powstania w przybliżeniu stałej liczby takich struktur (16-18). Struktury te tworzą się w cienkiej warstwie cieczy w pobliżu górnej ścianki. Występujący tam silny pionowy gradient temperatury stwarza warunki zbliżone do tych, które charakteryzuje przepływ Rayleigha-Benarda, z charakterystycznymi komórkami w postaci spiral czy rolek linii prądu. Wielkość tych komórek zależy od grubości warstwy termicznej, a to definiuje ich liczbę na obwodzie koła. Tę roboczą hipotezę wydają się potwierdzać obserwacje torów cząstek bezpośrednio przy krawędzi bocznej ścianki. Rys. 38 pokazuje fragmenty spiral o średnicy rzędu 2mm, wzdłuż których ciepła ciecz transportowana jest od ścianek bocznych cylindra do jego osi. Spirale te w przekroju poziomym tworzą znaną nam już strukturę gwiazdzistą.

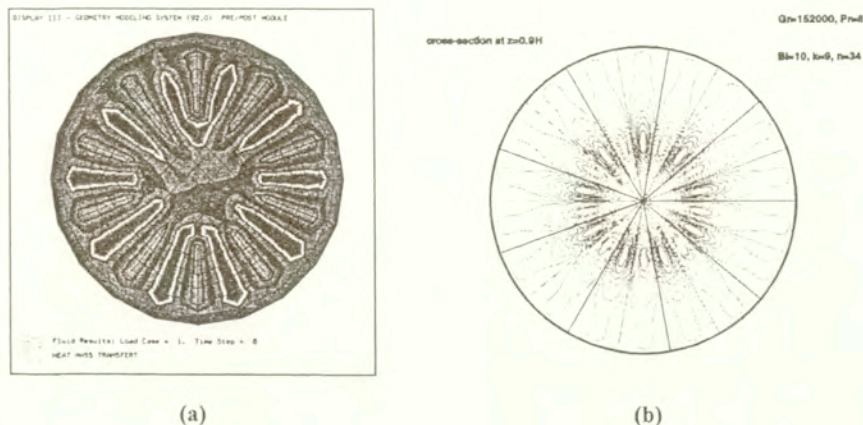


Rys. 38. Tory cząstek w kanale walcowym (W1) bezpośrednio pod górną ścianką widoczne w przekroju pionowym w odległości 5mm od ścianki bocznej.

Identyfikacja numeryczna omawianych struktur wymaga przyjęcia pełnego trójwymiarowego opisu przepływu. Próbę takich obliczeń przeprowadzono wykorzystując komercyjny trójwymiarowy kod



NISA dla konwekcji swobodnej bez przemiany fazowej. Zakładając warunki geometryczne i fizyczne analogiczne do eksperymentalnych, przeprowadzono obliczenia stanu przepływu od „ciepłego startu”. Rys. 39a przedstawia pole temperatury będące rezultatem obliczeń dla chwili czasowej wynoszącej 70s. Widoczna na rysunku periodyczna struktura gwiazdzista izoterm wydaje się potwierdzać przeprowadzone obserwacje.



Rys. 39. Konwekcja naturalna w kanale walcowym (W1). (a) - rozkład temperatury pod powierzchnią górnej ścianki obliczony programem NISA dla czasu  $t=70s$  od „startu ciepłego”. (b) - azymutalne fluktuacje temperatury dla stanu ustalonego znalezione przez Gelfgat'a i innych [4].

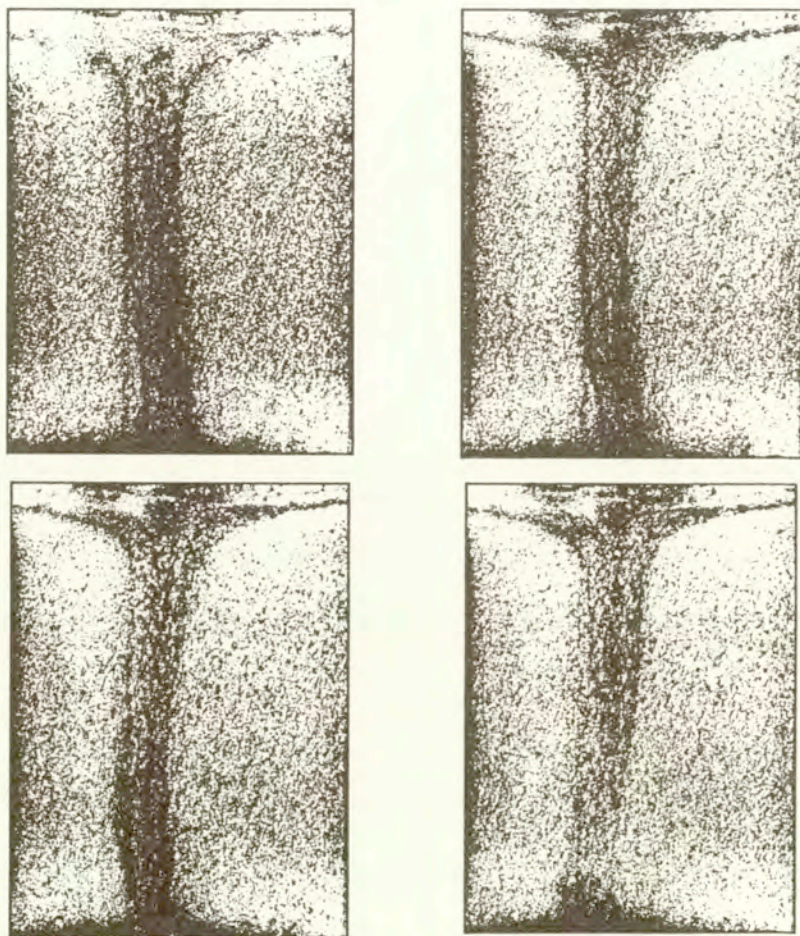
Sprowokowana obecnymi rezultatami analiza stabilności warstwy termicznej wykonana metodą spektralną Galerkiną przez Gelfgat'a i innych [4] dla szklanego walca o górnej chłodzonej ściance wskazuje, że faktycznie w badanych warunkach pod powierzchnią górnej ścianki mogą występować azymutalne mody przepływu. Liczba tych modów wynosi kilkanaście - podobnie do liczby ramion obserwowanej na powierzchni ścianki „gwiazdy” izoterm (Rys. 39b).

Wpływ geometrii kanału na szybkość wzrostu kryształu lodu można zauważyć porównując krzywe wzrostu w sześciennym ze szkła (Rys. 33b) oraz w walcu szklanym (Rys. 33c) zarejestrowane przy tych samych warunkach termicznych. W początkowym okresie czasu charakterystyki narastania lodu są podobne bez względu na rodzaj naczynia. Różnice pojawiają się dopiero po ok. 1000 sec, kiedy to szybkość narastania lodu w naczyniu sześciennym staje się wyraźnie wyższa niż w naczyniu walcowym.

#### 4.5 Wpływ warunków początkowych

W przypadku startu procesu konwekcji z przemianą fazową od stanu zerowego („start ciepły”), osiągnięcie przez przepływ quasi-stacjonarnego stanu rozwiniętego poprzedza szereg przypadkowych fluktuacji i niejednorodnych form przepływu. Ten stan przejściowy obserwowany w większości eksperymentów trwa dosyć długo (od 4 do 20min), wpływając na proces tworzenia się struktury

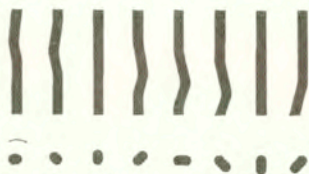
stałej. Z drugiej strony geometria struktury fazy stałej wyznacza nowe warunki brzegowe dla przepływu, wpływając tym samym na jego transformację. W sześcianie z pleksiglasu wskutek mniejszego strumienia ciepła tworzący się lód przez większą grubość przy ściankach kanału ma stosunkowo płaski kształt. Powoduje to, że jego wpływ na stabilizację struktur przepływu jest stosunkowo niewielki. Dla kanału sześciennego ze szkła w tych samych warunkach temperaturowych na górnej ścianie i w płaszczu zewnętrznym proces „wysmuklania” się struktury lodu przebiega znacznie wyraźniej (por. Rys. 31a), co istotnie przyspiesza symetryzację struktur przepływu.



Rys. 40. Niestabilności przepływu podczas procesu zamarzania wody w kanale walcowym (W1);  $T_h=25^{\circ}\text{C}$ ,  $T_c=-10^{\circ}\text{C}$ ,  $\Delta t=800\text{ms}$ . Wizualizacja temperatury przy pomocy zawiesiny ciekłokrystalicznej w pionowym przekroju centralnym. Ciemniejsze rejony (kolor czerwony) odpowiadają niższej temperaturze.



Badania w kanale walcowym pokazują, że scenariusz procesu ustalania się przepływu dla temperatur zewnętrznych  $T_h$  nieprzekraczających  $10^\circ\text{C}$  jest analogiczny do obserwowanego w kanałach sześciennych. Dla wyższych temperatur zewnętrznych ( $T_h = 15^\circ - 25^\circ\text{C}$ ) przepływ nie osiąga stanu ustalonego. Zarówno dla „startu zimnego” jak i „ciepłego” widoczny w przekroju poziomym centralny strumień cieczy ma postać fluktuującego barwnego koła, które zaciskając zewnętrzny czerwony pierścień (chłodny) zamyka w swoim wnętrzu obszar zielony (cieplejszy). W przekroju pionowym pojawiają się silne fluktuacje pola przepływu i temperatury, dobrze widoczne jako periodyczne (ok.  $1.2\text{Hz}$ ) fluktuacje barwy zawiesiny ciekłokrystalicznej. Efekt ten ilustruje Rys. 40, gdzie przepływ zimnej cieczy w dół, widoczny w postaci ciemniejszego słupa, wykazuje charakterystyczne oscylacje. Mają one charakter odchyżeń strugi chłodnej cieczy, podobnych do niestabilności strugi lepkiej opadającej na płaszczyznę (tzw. „jet buckling”). Obserwowane wyboczenie strugi obraca się wzdłuż osi przepływu i jednocześnie propaguje w dół dając wypadkową oscylację jako ruch śrubowy (por. Rys. 41).

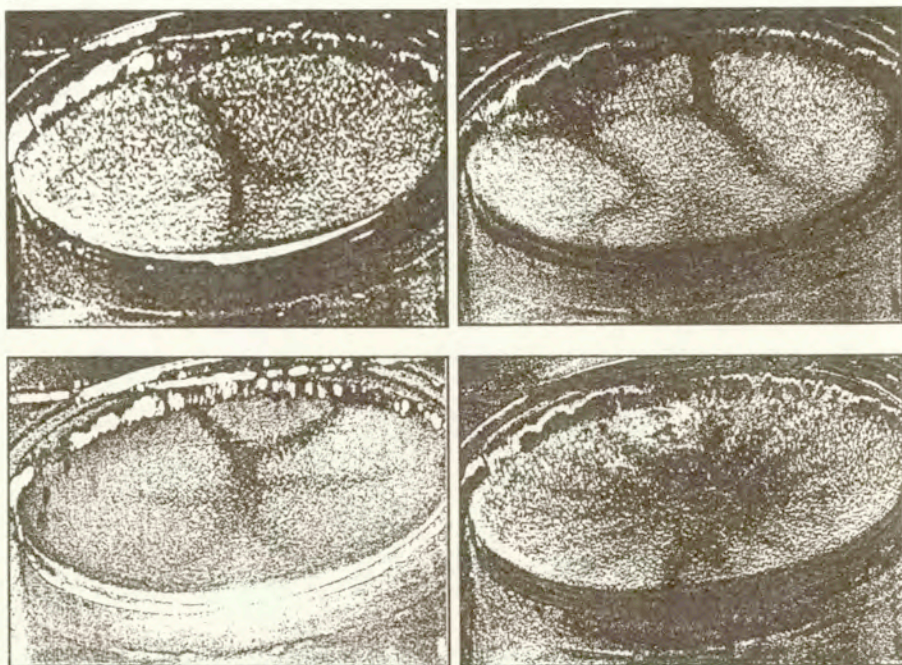


Rys. 41 Schemat ilustrujący charakter obserwowanych niestabilności strugi zimnej cieczy w przekroju pionowym kanału walcowego.

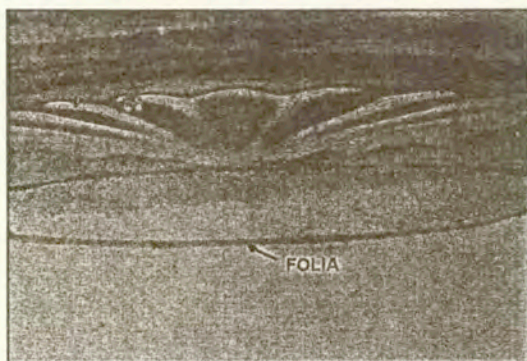
Obserwowany w płaszczyźnie pionowej ruch niewątpliwie wiąże się z niestabilnością tworzących się struktur przepływu. Rys. 42 ilustruje widoczne w przekroju poziomym fluktuacje linii podziału, odpowiadają obszarom o niskiej temperaturze, które tworzą się na granicach wydzielonych struktur przepływu. Zmiany tych struktur wskazują, że przepływ bezpośrednio pod ścianką górną, ulega kolejnym podziałom na mniej, lub bardziej niesymetryczne komórki. Nawet po pojawieniu się stosunkowo stabilnej warstwy lodu wspomniane oscylacje położenia frontu chłodnego dla wyższych temperatur zewnętrznych ( $T_h = 15^\circ - 25^\circ\text{C}$ ) nie zanikają całkowicie.

#### 4.6 Wpływ dodatkowych zaburzeń TWB

Celem zbadania wpływu regularności termicznych warunków brzegowych na obserwowane struktury przepływu przeprowadzono dla kanału walcowego szereg eksperymentów z wykorzystaniem urządzeń wspomagających takich jak elektryczna spirala grzejna nawinięta w górnej części ścianki bocznej na wysokość ok. 4mm, cienka folia izolująca termicznie górną (4mm) część ścianki bocznej czy też cienka (1mm) rurka grzejna wsunięta do wnętrza kuwety wzdłuż jej osi przez dolną ściankę, do  $2/3$  wysokości kanału. Wszystkie te urządzenia miały pomóc w ustaleniu natury powstawania charakterystycznych wyżłobień w lodzie (por. Rys. 37b). Stwierdzono, że dodatkowy strumień ciepła dostarczany przez podgrzewanie spiralą grzejną górnej części kanału częściowo eliminował wyżłobienia, lecz nie usuwał ich całkowicie. Odwrotne znaczenie miała folia umieszczona na zewnątrz, która częściowo izolowała górną część kuwety od zewnętrznego płaszcza wodnego. Jej obecność powodowała tworzenie się głębszych wyżłobień (Rys. 43).



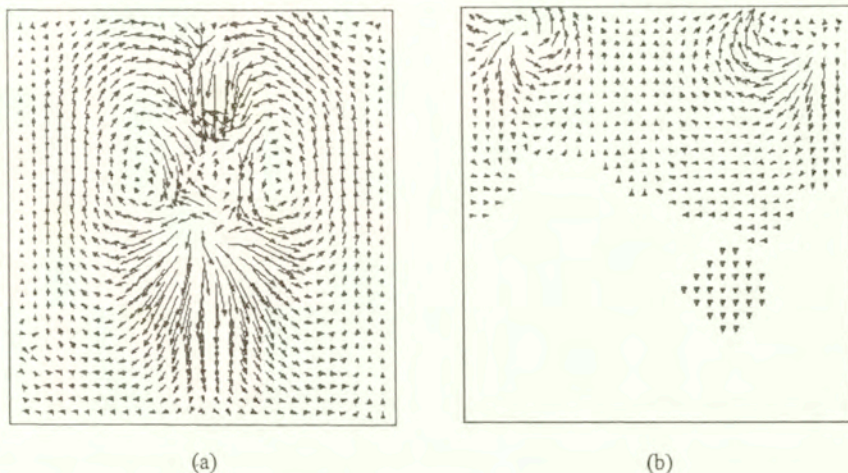
Rys. 42. Niestabilności struktury przepływu w kanale walcowym (W1);  $T_h=25^\circ\text{C}$ ,  $T_c=-10^\circ\text{C}$ . Fluktuacje pola temperatury obserwowane pod górną powierzchnią widoczne w postaci zmian zabarwienia zawiesiny ciekłokrystalicznej. Ciemny kolor (czerwony) odpowiada niższej temperaturze.



Rys. 43. Struktura powierzchni lodu w walcu szklanym (W2) z paskiem folii izolacyjną (4mm) w górnej części;  $T_h=20^\circ\text{C}$ .



Porównując rozwój przepływu od „startu ciepłego” ( $T_c=T_h=20^\circ\text{C}$ ) w kanale walcowym z grzałką wyłączoną i włączoną, stwierdzono stabilizujący wpływ tego dodatkowego źródła ciepła na inicjację przepływu. Podczas gdy dla grzałki wyłączonej przepływ startuje z niestabilnym termikiem (plum) przy osi przepływu (Rys. 44a), dla grzałki włączonej pojawia się toroidalny wir (Rys. 44b) na styku chłodzonej ścianki górnej i ścianki bocznej. Podobny rozruch „ciepły” jest obserwowany w symulacji numerycznej przy braku dodatkowych zaburzeń (por. Rys. 24) i prowadzi to utworzenia symetrycznej struktury przepływu.



Rys. 44. Wpływ dodatkowego źródła ciepła na inicjację konwekcji w walcu szklanym (W2),  $T_h = 20^\circ\text{C}$ ; wektorowe pole prędkości (PIV) zmierzone dla pionowego przekroju centralnego. (a) - wyłączona grzałka, typowy „plum” zimnej cieczy opadający od górnej ścianki, (b) - włączona grzałka w pobliżu górnej ścianki.

Wpływ tego dodatkowego strumienia ciepła zanika w miarę rozwoju przepływu i dla rozwiniętego przepływu staje się niezauważalny. Umieszczenie wewnątrz kanału podgrzewanego pręta pozwalało w znacznym stopniu wyłumić początkowe fluktuacje struktur przepływu, obecne zawsze przy tzw. „ciepłym” rozruchu. Obecność tego dodatkowego źródła ciepła nie miała natomiast istotnego wpływu na przepływ ustalony i na strukturę powierzchni lodu.

Całkowite wyeliminowanie struktur na powierzchni lodu było możliwe przez globalne zaburzenie struktury przepływu umieszczonym w kanale walcowym miesadłem magnetycznym. Kryształ lodu hodowany w warunkach wymuszonej konwekcji wykazuje znacznie powolniejszy wzrost (większa wymiana ciepła), tworząc na powierzchni górnej cienką płasko-równoległą płytkę. Wstrzymanie konwekcji wymuszonej powodowało natychmiast gwałtowny przyrost lodu i uformowanie bryły lodu stycznej do izotermi krystalizacji ustalającej się w przepływie.

Interesujący efekt wpływ gradientu temperatury w ściankach bocznych na postać przepływu wywołuje wprowadzenia dodatkowej osłony termicznej górnego fragmentu ścianki bocznej, przy braku istotnej różnicy temperatur między górną powierzchnią a kapielą zewnętrzną (stan początkowy dla „startu ciepłego”). Zaobserwowano, że zarówno izolacja termiczna w postaci cienkiej folii, czy obecność umieszczonej tam grzałki (wyłączonej), powoduje generację regularnej cyrkulacji

cieczy w wąskiej warstwie pod powierzchnią górnej ścianki. Oznacza to że, do „uruchomienia” konwekcji w tym obszarze wystarczają te drobne fluktuacje temperatury, obecne przy ustalaniu się stanu równowagi termicznej. Taki stan przepływu może działać stabilizująco na strukturę przepływu powstającą w chwili włączenia chłodzenia ścianki górnej.

## 5. Wnioski końcowe

Przeprowadzone badania konwekcji naturalnej z przemianą fazową w kanale z chłodzoną górną powierzchnią wskazały na skomplikowany charakter przepływu. Podstawowe obserwacje można podsumować następującymi wnioskami:

- Termiczne warunki brzegowe dla bocznych ścianek mają dla rozpatrywanych układów istotny wpływ na charakter przepływu. Dla podobnych warunków globalnych (różnica temperatur, geometria, własności termo-fizyczne cieczy), przepływ tworzy odmienne struktury, jeśli przewodnictwo ciepła ścianek się zmienia. Związane to jest z dodatkowym stopniem swobody wyboru kierunku „spiralizacji” linii prądu w tworzących się wokół osi symetrii komórek przepływu.
- Pominięcie w symulacji numerycznej, przy formułowaniu termicznych warunków brzegowych, pełnych równań (3D) przewodnictwa ścianek bocznych może prowadzić do błędnych rozwiązań. Jest to związane z wpływem przewodnictwa *wzdłuż ścianek* na struktury przepływu.
- Zmiana własności ścianek jest istotnym parametrem sterującym przepływem. Modyfikacja warunków termicznych umożliwia kontrolowanie struktur przepływu.
- Kształt i struktura powierzchni fazy stałej odzwierciedla charakter struktury przepływu. Podział pola przepływu na symetryczne komórki objawia się w postaci charakterystycznych wyżłobień powierzchni tworzącego się lodu.
- Symetria walcowa kanału nie gwarantuje realizacji symetrycznej dwu-wymiarowej struktury przepływu. Niestabilności których źródłem jest warstwa termiczna przy górnej powierzchni prowadzą często do podziału struktury na kilkanaście symetrycznych komórek. Efekt tego podziału, widoczny na powierzchni tworzącej się fazy stałej, wydaje się być stabilizowany przez pojawiające się tam promieniste kanały.
- Sterowanie warunkami termicznymi w pobliżu górnej ścianki umożliwia w pewnych granicach kontrolowanie inicjacji przepływu i jego późniejszej struktury.
- Warunki początkowe wpływają na początkowy wzrost kryształu lodu i jego symetrię. Tzw. „ciepły start”, od jednorodnego pola temperatury i zerowej prędkości, prowadzi do niestabilnych struktur przepływu przyczyniając się w efekcie do niesymetrycznego wzrostu kryształu. Rozpoczynając proces solidifikacji od ustalonej struktury przepływu konwekcyjnego, pozwala uzyskać stabilny, symetryczny wzrost kryształu lodu.
- Rezultaty symulacji numerycznej procesu zamarzania wody dobrze oddają obserwowane struktury przepływu i parametry wzrostu lodu dla niższych temperatur badanego zakresu ( $T_b=10^{\circ}\text{C}$ ). Przy wyższych temperaturach przewidywany przyrost lodu jest wyższy niż ma to miejsce w eksperymencie.



## 6. Podziękowania

Niniejsza praca powstała w wyniku realizacji projektu „*Struktury przepływu w konwekcji swobodnej cieczy z przemieszaną fazową w kanale zamkniętym z chłodzoną górną powierzchnią*” finansowanego przez KBN (grant nr 3P40400107). Część obliczeń numerycznych została wykonana na komputerze CRAY-CS6400 Politechniki Warszawskiej (COI).

Realizacja tego projektu była w dużej mierze możliwa dzięki życzliwości Dyrekcji Instytutu Max Plancka w Getyndze. Pragniemy tu podziękować za udostępnienie części aparatury, umożliwiającej zapoczątkowanie budowy nowego laboratorium, jak i osobiście za współpracę koledze W. Hiller i ówczesnym studentom C. Söller, St. Koch oraz C. Abegg.

Za współpracę w zakresie symulacji numerycznych chcielibyśmy szczególnie podziękować Computer Fluid Mechanics Group z New South Wales University, Sydney w szczególności kolegom G. de Vahl Davis, E. Leonardi i G. Yeoh jak również F. Stella z Università di Roma „la Sapienza”, J. Pakleza z CNRS LIMSI oraz A. Gelfgat z Technion.

## 7. Literatura

- [1] Abegg, C., de Vahl Davis, G., Hiller, W.J., Koch, St., Kowalewski, T.A., Leonardi, E., Yeoh, G.H., Experimental and numerical study of three-dimensional natural convection and freezing in water, Proc. of 10th Int. Heat Transfer Conf., 4, pp 1-6, Edt. G.F. Hewitt, IChemE 1994.
- [2] Brewster, R.A., Gebhart, B., An experimental study of natural convection effects on downward freezing of pure water, Int. J. Heat Mass Transfer, 31, pp 331-348, 1988.
- [3] Doormaal van, J.P. and G.D. Raithby, Enhancements of the SIMPLE method for predicting incompressible fluid flows, Numer. Heat Transfer, 7, 147-163, 1984
- [4] Gelfgat A. Yu., Bar-Yoseph P.Z., Solan A., Axisymmetry-breaking instabilities of axially symmetric convective flows, preprint dla 10th Symposium On Transport Process, Kyoto, 1997.
- [5] Goh, L.P., Leonardi, E. & de Vahl Davis, G., FRECON3D -Users Manual. A program for the numerical solution of mixed convection in a three-dimensional rectangular cavity, Report 1988/FMT/7, University of New South Wales, Sydney 1988.
- [6] Hay J.L., Hollingsworth D.K., A comparison of trichromic systems for use in the calibration of polymer-dispersed thermochromic liquid crystals, Exp. Thermal Fluid Sci. 12, pp 1-12, 1996.
- [7] Hiller, W., Kowalewski, T.A., Simultaneous measurement of the temperature and velocity fields in thermal convective flows, Flow Visualization IV, (Editor Claude Veret), pp. 617-622, Hemisphere, Paris 1987.
- [8] Hiller, W.J., Koch, St., Kowalewski, T.A., Three-dimensional structures in laminar natural convection in a cube enclosure, Exp. Therm. and Fluid Sci., 2, pp 34-44, 1989.
- [9] Hiller, W.J., Koch, St., Kowalewski, T.A., de Vahl Davis, G., Behnia, M., Experimental and numerical investigation of natural convection in a cube with two heated side walls, Proc. of

- IUTAM Symposium, Cambridge UK, Aug. 13-18, 1989, (Edits. H.K. Moffat & A. Tsinober), pp 717 - 726, CUP 1990.
- [10] Hiller, W.J., Koch, St., Kowalewski, T.A. & Stella, F., Onset of natural convection in a cube, *Int. J. Heat Mass Transfer*, **36**, pp 3251-3263, 1993.
- [11] Huang HT; Fiedler HE; Wang JJ, Limitation and improvement of PIV. Part I: Limitation of conventional techniques due to deformation of particle image patterns. *Exp Fluids* **15**, pp.168-174, 1993.
- [12] Knight, C.A., The freezing of supercooled liquids, D. Van Nostrand Co., Toronto 1967.
- [13] Kohlrausch, F., *Praktische Physik*, Band 3, 22 Auflage, Table 22203, p 1.692-1.693, B.G. Teubner Stuttgart 1968.
- [14] Kowalewski, T. A. Cybulski A., Experimental and numerical investigations of natural convection in freezing water, *Int. Conf. on Heat Transfer with Change of Phase*, Kielce (Poland), Dec. 8-10, 1996, in *Mechanics*, Vol. **61/2**, pp. 7-16, 1996.
- [15] Kowalewski, T.A., Cybulski, A., de Vahl Davis, G., Leonardi, E., Free surface natural convection in differentially heated rectangular cavity, paper presented at 19th ICTAM Congress, Kyoto, 1996
- [16] Mallison G.D., de Vahl Davis G., The method of the false transient for the solutions of coupled elliptic equations, *J. Comp. Physics*, **12**, pp. 435-461, 1973.
- [17] Mitgau P.M., Hiller, W.J., Kowalewski T.A., Verfolgung von Teilchen in einer dreidimensionalen Strömung, *ZAMM*, Vol. **74(5)**, pp T394-396, 1994.
- [18] Müller, G., Neumann, G. & Matz, H., A Two-Rayleigh-Number model of buoyancy-driven convection in vertical melt growth configurations, *J. Crystal Growth*, **84**, pp. 36-49, 1987.
- [19] Patankar S.V., *Numerical Heat and Fluid Flow*, Hemisphere, Publishing, Washington DC, 1980
- [20] Quénot G., Pakleza J., Kowalewski T.A., *Particle Image Velocimetry with Optical Flow, Experiments in Fluids*, złożone do wydawnictwa 1997.
- [21] Reizes, J., Leonardi, E. & de Vahl Davis, G., Natural convection near the density extremum of water, *Proc. of Fourth Int. Conf. on Numerical Methods in Laminar and Turbulent Flow*, pp 794-804, U.K. 1985.
- [22] Söller C., Hiller W.J., Kowalewski T.A. & Leonardi E., Experimental and numerical investigation of convection in lid cooled cavities - effects of non-ideal thermal boundary conditions on three-dimensional flow, 3rd ICIAM Congress, Hamburg 1995, *ZAMM* 1996.
- [23] Szymański Z., Badania spektroskopowe i modelowanie numeryczne plazmy podtrzymywanej laserem, *Prace IPPT PAN* **30/1991**, Warszawa 1991.



- [24] Westerweel J., Digital Particle Image Velocimetry - Theory and Application, Delft, Delft University Press, 1993.
- [25] Yarin, A., Kowalewski T.A., Hiller, W.J., Koch, St., Distribution of particles suspended in 3D laminar convection flow, Physics of Fluids, **8**, pp. 1130-1140, 1996.
- [26] Yeoh, G.H., Behnia, M., de Vahl Davis, G., Leonardi E., A numerical study of three-dimensional natural convection during freezing of water, Int. J. Num. Meth. Eng., **30**, pp.899-914, 1990.
- [27] Yeoh, G.H., Natural convection in a solidifying liquid, Ph.D. Thesis, University of New South Wales, Sydney 1993.

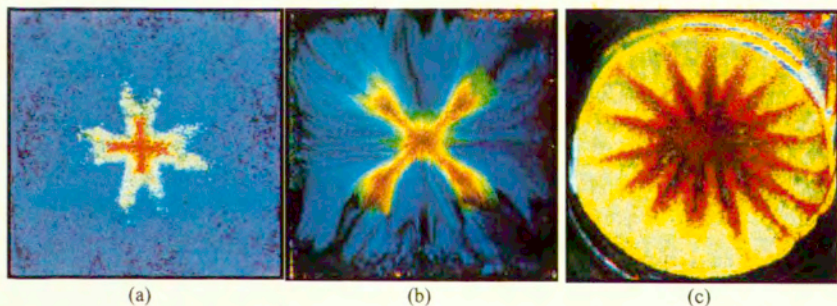


56550

## Wizualizacja temperatury przy pomocy zawiesiny ciekłokrystalicznej



Rys. A 1. Konwekcja naturalna z przemianą fazową w kanale sześciokątnym o ściankach bocznych z pleksiglasu (por. Rys. 7a).



Rys. A 2. Rozkład temperatury w pobliżu górnej ścianki dla kanału sześciennego z pleksiglasu (a) i ze szkła (b), dla walca szklanego (c). Por. Rys. 34 i Rys. 37.