

原子炉容器内冷却材の温度成層化の評価(第4報)

応力代数式乱流モデルの検討

1989年9月

動力炉・核燃料開発事業団
大洗工学センター

複製又はこの資料の入手については、下記にお問い合わせください。

〒311-13 茨城県東茨城郡大洗町成田町4002

動力炉・核燃料開発事業団

大洗工学センター システム開発推進部・技術管理室

Enquires about copyright and reproduction should be addressed to: Technology Management Section O-arai Engineering Center, Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation 4002 Narita-cho, O-arai-machi, Higashi-Ibaraki, Ibaraki-ken, 311-13, Japan

動力炉・核燃料開発事業団 (Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation)

原子炉容器内冷却材の温度成層化の評価（第4報） — 応力代数式乱流モデルの検討 —

村松 寿晴*，二ノ方 寿*

要 旨

原子炉容器内の冷却材温度成層化現象を精度良く評価できる様にするため、AQUAコード内で使用している $k-\epsilon$ 方程式乱流モデルに替えて、応力代数式乱流モデルを組込んだ。この新乱流モデルでは、乱流プラントル数等の経験定数を用いないことから、作動流体によらない高精度な解析が実現される。

この乱流モデルを用いて水およびナトリウムを作動流体とした温度成層化実験の解析を行ない、以下の結果を得た。

〔水実験解析〕

- (1) 温度成層界面に揺動が発生しないリチャードソン数領域の解析では、従来界面の上昇速度を過小評価していた。今回の応力代数式モデルを使用することで、実験結果を良好に再現できる。
- (2) 温度成層界面に揺動が発生するリチャードソン数領域の解析においては、 $k-\epsilon$ モデルで揺動振幅の過大評価、応力代数式モデルで若干の過小評価傾向を示す。

〔ナトリウム実験解析〕

従来温度成層界面の上昇速度を 1/3程度に過小評価していたが、今回の応力代数式モデルの適用により実験結果を良好に再現できる。

以上より、温度成層化現象の様な非等方性挙動が卓越する現象の解析には、従来の $k-\epsilon$ 乱流モデルに替えて応力代数式モデルの使用が模擬精度の観点から推奨される。

September 1989

Investigation of Thermal Stratification Phenomena
in Reactor Vessel (4)

Investigation of Algebraic Stress Model

Toshiharu Muramatsu* and Hisashi Ninokata*

Abstract

For the purpose of the establishment of analytical model for turbulent flow behavior related to in-vessel thermal stratification phenomena, an algebraic stress turbulent model (ASM) has been implemented into AQUA in the place of the k- ϵ turbulence model. The new turbulence model has provided high-accurate results in thermal stratification analysis due to the fact that empirical constants such as the turbulence Prandtl number Prt have been eliminated.

From the analyses of water and sodium experiments using the new model, the following results have been obtained:

[Water experiment]

- (1) Calculated speed of stratification interface rise agreed well with the experiment under the conditions that the internal sloshing behavior of the stratification interface was not observed.
- (2) While under the experimental conditions with the internal sloshing behavior being present, a calculated sloshing amplitude was slightly underestimated by the ASM. One of the reasons is considered to be that the model constants were derived for steady-state flows and not for transient turbulent flows.

[Sodium experiment]

In general, calculated speed of stratification interface rise has agreed well with the experiment.

From the above results, it was confirmed that the algebraic stress turbulence model is superior to the conventional k- ϵ turbulence model on accuracy for an analysis of thermal stratification phenomenon.

* Reactor Engineering Section, Safety Engineering Division, OEC, PNC.

目 次

第1章 緒 言	1
第2章 応力代数式乱流モデル	2
2.1 基礎式	2
2.2 レイノルズ応力	4
2.3 乱流熱流束	4
第3章 モデル検証	5
3.1 等温プレナム内乱流実験解析	5
3.1.1 実験の概要	5
3.1.2 計算条件	5
3.1.3 解析結果と検討	5
3.2 温度2成層流実験解析	6
3.2.1 実験の概要	6
3.2.2 計算条件	6
3.2.3 解析結果の概要	7
第4章 温度成層化水流動基礎実験解析	8
4.1 解析モデル	8
4.2 定常計算結果	9
4.3 過渡計算結果	10
第5章 原型炉上部プレナム縮尺ナトリウム実験解析	13
5.1 解析モデル	13
5.2 解析結果と検討	13
第6章 結 言	15
参考文献	16

List of Table

List of Table

Table 4.1 Experimental Cases for Thermal Stratification Phenomena
using Water 17

List of Figures

Figure 3.1 Schema of 2-Dimensional Plenum Test using Water 18
 Figure 3.2 Mesh Arrangement for 2-Dimensional Plenum Analysis ... 19
 Figure 3.3 Comparison of Mean Velocity Distribution 21
 Figure 3.4 Comparison of Turbulent Quantities 23
 Figure 3.5 Schema of Stratified Shear Flow Test using Water 25
 Figure 3.6 Mesh Arrangement for Stratified Shear Flow Test
 Analysis 26
 Figure 3.7 Comparison of Mean and Turbulent Quantities under
 $Ri^* = 0.32$ 27
 Figure 3.8 Comparison of Mean and Turbulent Quantities under
 $Ri^* = 0.73$ 29
 Figure 4.1 Schematic Figure of Water Test Section 31
 Figure 4.2 Details of Structures in Core Outlet Model 31
 Figure 4.3 Mesh Arrangement for Numerical Analysis of Thermal
 Stratification 32
 Figure 4.4 Boundary Surfaces of Analytical Model 33
 Figure 4.5 Temperature Transient at Inlet Boundary under $Ri=0.5$.. 34
 Figure 4.6 Temperature Transient at Inlet Boundary under $Ri=2.0$.. 35
 Figure 4.7 Comparison of Flow Pattern in Steady-State Condition .. 36
 Figure 4.8 Comparison of Turbulent Kinetic Energy in Steady-State
 Condition 37
 Figure 4.9 Temperature Transients in the Hot Plenum under $Ri=0.5$. 39
 Figure 4.10 Comparison of Rising Speed of Interface under $Ri=0.5$.. 41
 Figure 4.11 Comparison of Turbulent Heat Flux under $Ri=0.5$ 42
 Figure 4.12 Temperature Transients in the Hot Plenum under $Ri=2.0$. 43
 Figure 4.13 Comparison of Turbulent Kinetic Energy under $Ri=2.0$... 45
 Figure 4.14 Comparison of Turbulent Heat Flux under $Ri=2.0$ 46
 Figure 4.15 Comparison of Rising Speed of Interface under $Ri=2.0$.. 47
 Figure 5.1 Schematic Diagram of Test Section of 1/10 Scale Model
 Test II 48

Figure 5.2	Boundary Conditions and Mesh Arrangement for 1/10 Scale Model Test	49
Figure 5.3	Sodium Temperature and Flow Rate at Core Outlet	50
Figure 5.4	Comparison of Flow Pattern in Steady-State Condition ..	51
Figure 5.5	Comparison of Turbulent Kinetic Energy in Steady-State Condition	52
Figure 5.6	Comparison of Axial Temperature Distribution	53
Figure 5.7	Comparison of Rising Speed of Thermal Stratification Interface	54

第1章 緒 言

高速増殖炉の外部電源喪失事故等のスクラム時に発生する炉内温度成層化現象を精度よく予測できるようにするため、これまでに現象整理¹⁾、数値計算法改良²⁾、乱流モデル改良³⁾等の作業が継続して行なわれてきている。これらのうち、数値計算法の改良²⁾では、数値拡散による解の劣化を抑制できる高次精度差分法と空間的な乱流効果を考慮できる2方程式モデルとの併用が有効であることが報告されている。この手法を適用することで、従来では解析することのできなかつた水実験⁴⁾で観測されている温度成層界面の揺動を的確にシミュレートすることが可能となった。しかし、同実験の内、界面に揺動が発生しない条件での解析にこの手法を適用した場合には、温度成層界面の上昇速度を大幅に過小評価する結果が得られている。一方、乱流モデル改良作業³⁾では、上記過小評価の原因を温度時系列結果の周波数解析から同定し、解析モデル内の経験定数である乱流プラントル数をフラックス・リチャードソン数の関数として与えるモデルを適用することで解決した。しかし、ナトリウムを作動流体とした同現象の実験解析では、上記改良モデルの効果は小さく、ナトリウムに対する乱流プラントル数等の諸特性把握の不完全性が主な原因であると推測された。

本研究では、経験定数としての乱流プラントル数をAQUAコード内から排除し、また作動流体に依らない普遍性のある工学的乱流モデルを構築する事を目的として、現在AQUAコード内で用いているビジネスの渦粘性概念に基づく乱流モデル($k-\epsilon$ 乱流モデル)に替えて、レイノルズ応力等の乱流2次モーメント量を直接評価するモデル(応力代数式乱流モデル)を組込んだ。この乱流モデルを用いて電力中央研究所で実施された一連の水流動基礎実験⁴⁾および原型炉上部プレナム縮尺ナトリウム実験を解析し、同乱流モデルの有効性および限界を明らかにした。

第2章 応力代数式乱流モデル

2.1 基礎式

応力代数式乱流モデル (Algebraic Stress Model, ASM)⁵⁾ において基本となる乱流輸送方程式は、乱流運動エネルギー k とその散逸率 ϵ および温度ゆらぎ強度 $\overline{\theta'^2}$ の3式である。従来の $k-\epsilon$ 2方程式乱流モデルとの大きな違いは、乱流2次モーメント量のモデル化と温度ゆらぎ強度 $\overline{\theta'^2}$ に関する輸送方程式の追加にある。乱流2次モーメント量のモデル化では、従来、レイノルズ応力が平均流速の勾配と渦粘性係数との積で表現されたとするブジネスクの仮説を使用していたのに対し、今回の乱流モデルでは次節以降で詳述する代数式で直接評価する。一方、温度ゆらぎ強度 $\overline{\theta'^2}$ の輸送方程式は、次節以降で触れる乱流熱流束代数式中の浮力項 ($\rho \beta g_i \overline{\theta'^2}$) を評価するためのものである。

各輸送方程式の基礎式を以下に示す。但し、記述は、アインシュタインの総和規約に従うものとする。

(乱流運動エネルギー k)

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} (\rho k)}_{\text{非定常項}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i k)}_{\text{対流項}} = \underbrace{P+G}_{\text{生成項}} - \underbrace{\rho \epsilon}_{\text{散逸項}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_m} \left\{ C_s \frac{k}{\epsilon} \left(\overline{u'_i u'_n} \frac{\partial}{\partial x_n} \overline{u'_i u'_n} + \overline{u'_m u'_n} \frac{\partial k}{\partial x_n} \right) \right\}}_{\text{拡散項}}$$

(乱流運動エネルギー散逸率 ϵ)

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t} (\rho \epsilon)}_{\text{非定常項}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i \epsilon)}_{\text{対流項}} = \underbrace{C_1 \frac{\epsilon}{k} (P+G)}_{\text{生成項}} \cdot \left(1 - C_3 \frac{G}{P+G} \right) - \underbrace{C_2 \rho \frac{\epsilon^2}{k}}_{\text{散逸項}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_m} \left(C_D \frac{k}{\epsilon} \overline{u'_m u'_n} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_n} \right)}_{\text{拡散項}}$$

[温度ゆらぎ強度 $\overline{\theta'^2}$]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \overline{\theta'^2}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i \overline{\theta'^2}) = & -2 \rho \overline{u'_i \theta'} \frac{\partial T}{\partial x_i} - 2C_{z1} \frac{\varepsilon}{k} \rho \overline{\theta'^2} \\ & \text{非定常項} \qquad \qquad \text{対流項} \qquad \qquad \qquad \text{生成項} \qquad \qquad \text{散逸項} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(C_z \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial x_j} \right) \\ & \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \qquad \text{拡散項} \end{aligned}$$

ここで、

t : 時間

ρ : 流体密度

x : 座標

U : 平均流速

T : 平均温度

P : 剪断応力による生成量 $(= -\rho \overline{u'_i u'_i} \frac{\partial U_i}{\partial x_i})$

G : 浮力による生成量 $(= -\beta g_i \rho \overline{u'_i \theta'})$

i, j, l, m, n : 座標インデックス

' : ゆらぎ成分

$\overline{\quad}$: 時間平均値

である。また、 $C_s, C_1, C_2, C_3, C_D, C_{z1}, C_z$ はモデル定数であり、以下の値を持つ。

C_s	C_1	C_2	C_3	C_D	C_{z1}	C_z
0.11	1.44	1.90	0.70	0.15	0.62	0.13

上記温度ゆらぎ強度輸送方程式の拡散項は、厳密には3次モーメント量 $-\overline{u'_i \theta'^2}$ を含む形で表現されるが、2次モーメント量での有限化のため勾配型拡散の近似を適用して、

$$-\overline{u'_i \theta'^2} = C_z \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \overline{\theta'^2}}{\partial x_i}$$

とモデル化している。また、散逸項については、Launder モデルに従い、以下の様にモデル化している。

$$2 \rho \alpha \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_i} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial x_i} = 2 * \rho * \text{const.} * \left[\frac{\theta^2}{u^2} \right] * \varepsilon \equiv 2 C_{z1} \frac{\varepsilon}{k} \rho \overline{\theta'^2}$$

2.2 レイノルズ応力

今回用いたレイノルズ応力評価式は、レイノルズ応力方程式⁶⁾から対流項と拡散項とを高乱流場条件の下で排除した代数式である。以下に、レイノルズ応力代数式を示す。

$$-\overline{u'_i u'_j} = \frac{k}{C_{R1} \varepsilon} \frac{(C_{R2}-1)P_{ij} + (C_{R3}-1)P_{ij,b} - 2\delta_{ij}(C_{R2}P + C_{R3}G + (C_{R1}-1)\varepsilon)/3}{1 + ((P+G)/\varepsilon - 1)/C_{R1}}$$

ここで、

$$P_{ij} = -\left(\overline{u'_i u'_i} \frac{\partial U_j}{\partial X_i} + \overline{u'_j u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial X_j} \right)$$

$$P_{ij,b} = -\beta(g_i \overline{u'_j \theta'} + g_j \overline{u'_i \theta'})$$

δ_{ij} : クロネッカーのデルタ

である。また、 C_{R1} 、 C_{R2} 、 C_{R3} はモデル定数で、以下の値を持つ。

C_{R1}	C_{R2}	C_{R3}	
1.80~2.80	0.40~0.60	0.30~0.50	推奨値
2.30	0.50	0.40	AQUA使用値

2.3 乱流熱流束

使用した乱流熱流束評価式は、レイノルズ応力代数式の場合と同様のアナロジーを用いて誘導した代数式である。以下に、乱流熱流束代数式を示す。

$$-\overline{u'_i \theta'} = \frac{k}{C_{T1} \varepsilon} \frac{-P_{i,T} - (1+C_{T3}) \beta g_i \overline{\theta'^2} - C_{T2} \overline{u'_m \theta'} (\partial U_i / \partial X_m)}{1 + ((P+G)/\varepsilon - 1)/C_{T1}}$$

ここで、

$$P_{i,T} = -\left(\overline{u'_i u'_i} \frac{\partial T}{\partial X_i} + \overline{u'_i \theta'} \frac{\partial U_i}{\partial X_i} \right)$$

である。また、 C_{T1} 、 C_{T2} 、 C_{T3} はモデル定数で、以下の値を持つ。

C_{T1}	C_{T2}	C_{T3}	
3.20	0.50	0.50	推奨値
3.20	0.50	0.50	AQUA使用値

第3章 モデル検証

3.1 等温プレナム内乱流実験解析

3.1.1 実験の概要

対象とした実験は、電力中央研究所が各種乱流モデルの適用性評価を行なう為に実施した水を用いた基礎実験⁷⁾である。実験装置は、Fig. 3.1に示す様に、長さ52cm、高さ45cm、幅10cmで、側面は透明ガラス張りとなっており、また、上面は水面押さえ板により密閉されている。装置内に流入する水は、Jones & Bell式の整流装置を経てあらかじめ整流されており、この噴出流は底壁面に沿う壁面噴流となる。また、噴流の外層(Outer Layer)に位置する部分は強い剪断領域となり、装置内部では大きな循環渦が形成される。

測定には、レーザー・ドップラー流速計が用いられ、プレナム内の平均流速およびレイノルズ応力が測定された。

3.1.2 計算条件

解析に用いたメッシュ分割図をFig. 3.2に示す。メッシュ分割は、x方向33、z方向26の総計816セルである。計算条件を以下に列記する。

座 標	: x-z 2次元
対流項差分	: 運動量式……………QUICK法 乱流量式……………1st Order Upwind
固体壁条件	: 全てNo-Slip
流入条件	: 流速……………21.75cm/s 温度……………20.0℃ $-\overline{u'u'}$ …………… $2.50 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^2$ $-\overline{w'w'}$ …………… $1.60 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^2$ k…………… $2.05 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^2$ ($\overline{v'v'} \equiv 0.0$) ε …………… $1.00 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$

3.1.3 解析結果と検討

① 平均流速分布

Fig. 3.3に、プレナム内各位置での平均流速分布の実験値との比較を示す。図中の○印が実験結果であり、実線が今回のASMによる解析結果である。また、参考の為、文献8)で報告したk- ε モデルによる結果も破線で合わせて載せた。ASMによる解析結果は、実験

結果をほぼ良好に再現しているものの、 $I = 23$ 断面における流速成分 U および W の分布形状および上面壁における流速成分 U が適切に表現されていない。これは、実験において確認された同位置での3次元流況に起因するものと考えられる。さらに、このような実験体系のコーナー部での境界条件（壁関数）の与え方についても誤差要因の一つとして考えることができる。しかし、文献8)で報告した時点での $k-\varepsilon$ モデル解に比べると、格段に実験値との一致は向上している。すなわち、固体壁の影響を直接受ける今回の様な問題では、乱流の非等方性効果が卓越し、これを如何に精度良くモデル化するかが近似精度上の大きな問題となる。今回のASMでは、この効果をレイノルズ応力として考慮していることから、この非等方性効果のモデル化の違いそのものが結果に現れたものと考えられる。

② レイノルズ応力分布

Fig. 3.4に、プレナム内各位置でのレイノルズ応力分布の実験値との比較を示す。前と同様に、○印が実験結果、実線がASMによる結果をそれぞれ示す。ただし、 $k-\varepsilon$ モデルでは、同量は計算されないため図中には載せていない。ASMによる結果は、ピーク位置およびピーク強度等の全体的な傾向は実験結果を良好に再現しており、今回の乱流モデルの妥当性が確認できる。しかし、局所的には不十分な所が多い。特に、レイノルズ応力 $\overline{w'w'}$ では、コーナー部に近い $I=23$ で、分布形状さえも模擬できていない。これは上でも述べた様に、誤差の混入が大きいと判断された場所であり、壁関数の設定法を含めた詳細な検討が今後必要である。

3.2 温度2成層流実験解析

3.2.1 実験の概要

対象とした実験は、慶応大学が温度成層界面近傍での乱流熱輸送現象の詳細を把握する目的で実施した水を用いた基礎実験⁹⁾である。実験装置は、Fig. 3.5に示す様に、流路系は高温側および低温側2系統に分かれ、高温側は流路上段に、低温側は流路下段にそれぞれ導かれる。高低温流は、独立に整流された後、助走部を経て十分発達した管内流となり測定部に流入する。管路は高さ $D=60\text{mm}$ 、奥行 60mm の正方断面を有し、座標軸は仕切り板端を主流方向の原点とする。流動場の測定には、2基のレーザー・ドップラー流速計を用いる2方向同時測定法が、また温度場の測定には、測温抵抗体が用いられた。実験は、流速を一定とし、高低温流路の温度差（平均リチャードソン数）を変化させて行なわれた。

3.2.2 計算条件

解析に用いたメッシュ系をFig. 3.6に示す。実験での乱流量入口条件が不明であることから、助走区間を含めた $-880\text{mm} \sim 1000\text{mm}$ （仕切り板端を原点）の区間を解析対象領域とした。メッシュ幅は、 x 方向および z 方向についてそれぞれ 2cm 、 5mm とし、総計1128セルである。計

算は、平均リチャードソン数 Ri^* が0.32および0.73の場合の2ケースを選定して行なった。計算条件を以下に示す。

- 座 標 : $x-z$ 2次元
 対流項差分 : 運動量式……QUICK法
 エネルギー式……QUICK-FRAM法
 乱流量式……1st Order Upwind
 固体壁条件 : 全てNo-Slip, Adiabatic
 流入条件 :

Ri^*	U_1	U_2	T_1	T_2	乱流諸量
0.32	0.1626	0.09976	20.0	25.0	$1.0 \cdot 10^{-5}$
0.73	0.1626	0.09976	20.0	32.0	$1.0 \cdot 10^{-5}$

3.2.3 解析結果と検討

① $Ri^*=0.32$ のケース

Fig. 3.7に、各物理量の実験結果との比較を示す。図中○印が実験結果を、また実線がASMによる解析結果をそれぞれ示す。また、平均量については、 $k-\epsilon$ モデルによる結果を破線で示している。まず、主流方向の平均流速分布については、今回のASM解および $k-\epsilon$ モデル解共に、実験結果との一致は良好ではない。特に、 $x=9D$ 位置においては、流路上段部での過小評価傾向が強い。一方、平均温度場の比較については、ほぼ良好に実験結果を再現しており、解析モデル両者間での差もそれ程大きくない。これは、流路上段での温度と流路下段での温度の差が 5°C とそれ程大きくなく、乱流熱輸送現象における非等方性効果が小さいためであると考えられる。レイノルズ応力および乱流熱流束の軸方向分布は、分布形状およびピーク強度共に実験結果をほぼ妥当に再現している。

② $Ri^*=0.73$ のケース

Fig. 3.8に、各物理量の実験結果との比較を示す。まず、主流方向の平均流速分布については、流路上段で大きな過小評価傾向を示している。しかし、平均温度場については、解析結果が実験値を良好に再現していることから、実験における流速測定に何らかの誤差が混入していることが考えられる。平均温度場の比較については、 $x=9D$ 位置で、ASM解と $k-\epsilon$ モデル解とに差が生じており、概して今回のASM解が実験結果を良好に再現していることが分かる。乱流諸量についても、ASM解は実験結果と良好な一致傾向を示しており、今回の応力代数式乱流モデルの妥当性が示されていることが分かる。

第4章 温度成層化水流動基礎実験解析

4.1 解析モデル

ここで対象とする水実験⁴⁾は、日本における大型FBRの成立性を明らかにする研究の一環として、電力中央研究所で実施されたものである。実験は、Fig. 4.1～Fig. 4.2に示す様に、炉心出口部や炉心上部機構、中間熱交換器吸い込み口をそれぞれ簡単にモデル化した円筒形状の実験装置を用いて行なわれた。この装置は、電気出力1000MW級タンク型炉の約1/15のスケールを有している。

ここでは、Table 4.1に示す一連の実験ケースの内、温度成層界面に揺動が発生しない実験ケースとしてリチャードソン数 $Ri=0.5$ を、また、揺動が発生するケースとして $Ri=2.0$ を解析対象とした。この2ケースの解析については、何れも今回の応力代数式乱流モデルを使用した。

計算条件を以下に示す。

座 標 : $x-z$ 2次元

メッシュ分割 : Fig. 4.3に示す $38^1 \times 44^k$ の一辺が1.25cmの正方メッシュ系

対流項差分 : 運動量式……QUICK法

エネルギー式……QUICK-FRAM法

乱流量式……1st Order Upwind

固体壁条件 : Fig. 4.4に示す境界条件。すなわち、

①②③⑤⑦⑧⑩ : No-Slip with Adiabatic

④ : Outlet with Adiabatic

⑥ : Inlet with Constant Temperature

⑨ : Free-Slip with Adiabatic

流入条件 : Fig. 4.5～Fig. 4.6に示す温度過渡条件。ただし、入口流量については、Table 4.1に示した値が実験中一定に保たれているものとした。乱流諸量の入口条件については、実験より得られていないため乱流運動エネルギー k_B およびその散逸率 ε_B のみ、局所平衡条件の仮定を用いて以下の様に与え、乱流2次モーメント量については $1.0 \cdot 10^{-15}$ の微小値を与えた。

$$k_B = 0.001 \cdot U_B^2, \quad \varepsilon_B = C \mu^{3/4} \cdot k_B^{3/2} / l_m$$

ここで、 U_B は炉心出口流速、 l_m は混合長($=\kappa \cdot y$)である。 κ はカルマン定数で0.42である。 y は壁からの距離であり、今回の解析では計

算セルの一辺の長さを使用した。

4.2 定常計算結果

Table 4.1 に示した様に、今回解析の対象とした実験ケースは、何れもレイノルズ数が 10000 を越えている。レイノルズ数がこの様な領域にあれば、ホットプレナム内の流速分布に変化が生じないことが実験結果より明らかとなっている。Fig. 4.7に、解析で得られた定常フローパターンを実験結果と共に示す。同図中の実験結果については、レイノルズ数が 6700 および 19200 の場合のフローパターンが示されているが、両者の比較では循環流中心付近でやや異なった流向を示している他は有意な差は認められない。応力代数式乱流モデルおよび従来の $k-\varepsilon$ モデルを用いて計算した合計 4 ケースのフローパターンは、実験結果の流向をほぼ忠実に再現していると共に、4 種の計算ケース間でも有意な差は認められない。この結果から、解析においてもレイノルズ数が 8700~18000 の範囲においては、ホットプレナム内の平均的な流速分布に違いは見られず、実験により得られた知見を再現していることが分かる。

Fig. 4.8に、ホットプレナム径方向中間位置($i=20$)における軸方向乱流運動エネルギー分布を示す。図中、実線が今回の応力代数式モデルによる解、破線が $k-\varepsilon$ モデルによる解である。まず、リチャードソン数が 0.5 のケースについては、両乱流モデルとも全体的にはほぼ同様な軸方向の分布形状を示すものの、炉心出口からのジェット通過領域 ($z=7\text{cm}\sim 13\text{cm}$) では $k-\varepsilon$ モデルによるピークの方が応力代数式モデルによるものよるも大きな値を示す。一方、ジェット通過領域よりも上側に位置するホットプレナム領域においては、傾向はその逆で、全体的に応力代数式モデルによるものの方が大きめの値を示す。これは、今回の応力代数式乱流モデルが乱流量の輸送過程を非等方的に扱っているため、ジェット主流方向で生成された乱流量が軸方向(ジェット直角方向)に拡散され、結果的に乱流エネルギー全体のピークが押さえられたものと考えられる。一方、ホットプレナム上部領域においてはこの拡散によって、全体的な乱流エネルギーが増加したものと考えられる。リチャードソン数が 2.0 のケースについても、両乱流モデル共に全体的にはほぼ同様な分布形状を示す。両乱流モデル間の比較では、リチャードソン数が 0.5 の場合と同様な傾向を示すが、ジェット主流位置でのピーク強度は応力代数式モデルの方が大きくなっている。

従来の $k-\varepsilon$ 乱流モデルを使用する上では、乱流運動エネルギーの空間分布、ひいては乱流粘性係数の空間分布が、直接乱流拡散効果に寄与する。以上の結果では、ジェット主流領域より上側に位置するホットプレナム領域で、全体的な乱流運動エネルギーが応力代数式モデルに比べて小さ目に評価された。このことは、結果的に熱の乱流拡散効果を小さ目に評価することを意味し、従来より問題となっている温度成層界面に揺動が発生しない場合の界面速度の過小評価傾向を裏付ける傾向となっている。

4.3 過渡計算結果

① $Ri=0.5$ (ケースB1)

Fig. 4.9にホットプレナム内各点での温度過渡変化の解析結果を実験結果と共に示す。また、同図中には、参考のために $k-\epsilon$ モデルによる解析結果も合わせて載せた。図中の細線が実験結果を、□印を伴った太線が応力代数式モデルによる結果を、また点線が $k-\epsilon$ モデル解をそれぞれ表す。両乱流モデル解共に、IHX 吸い込み口レベル以下に位置する比較対象点(1, 2, 5, 6, 9, 10)においては、実験結果と良好な一致傾向を示す。これは、定常状態時にホットプレナム内に依存していた高温流体が、炉心出口から噴出する低温流体にピストン効果により押し出されることによるものであり、この段階(混合段階)までは乱流現象のモデル化の違いは現れにくい。一方、IHX 吸い込み口レベルより上の領域では、ホットプレナム内上層の高温流体が下層の低温流体に連行される、いわゆる連行段階に遷移するため、乱流モデル化の差が顕著に現れるようになる。比較対象点3, 7, 11のレベルにおいては、今回の応力代数式モデルの採用によって、50秒から100秒に至る複雑な過渡領域を良好に再現するようになっている。しかし、200秒以降で同位置の温度が $k-\epsilon$ モデル解よりも若干高い値を示しているのは、上層の高温流体を連行している結果であると考えられる。比較対象点4, 8, 12のレベルでは、両乱流モデル共に温度降下を始める時間が実験結果に比べて遅いものの、応力代数式モデルの採用によって実験に近づいている。

温度成層界面上昇速度の実験結果との比較(連行段階のみ)をFig. 4.10に示す。図中において、白丸が目視による実験結果、黒丸が温度測定による結果である。また、細線が $k-\epsilon$ モデルによる結果、太線が応力代数式モデルによる結果である。なお、図中の横軸および縦軸は、下式を用いて無次元化してある。

$$t^* = U \cdot t / D, \quad z^* = z / H$$

ここで、 U は炉心出口の断面平均流速、 t は模擬時間、 D はUIS直径、 H は全水深、 z は温度成層界面の高さである。この界面の高さは、全温度差(初期温度-過渡変化終了後温度)の50%の位置を採用している。

結果より分かる通り、 $k-\epsilon$ モデル解では実験結果を大幅に過小評価するが、応力代数式モデルの採用によって実験結果を良好に再現するようになる。

Fig. 4.11に、ホットプレナム径方向中間位置($i=20$)における220秒時点での乱流熱流束 $-\overline{w' \theta'}$ の軸方向分布を示す。なお、参考のため、 $k-\epsilon$ モデルを用いた場合の同量を以下の式により算出して合わせて記載した。

$$-\overline{w' \theta'} = \frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial z}$$

ここで、

ν_t : 乱流動粘性係数(= $C\mu \cdot k^2/\varepsilon$)

Prt : 乱流プラントル数(=0.9)

T : 平均温度

z : 軸方向座標

$C\mu$: モデル定数(=0.09)

である。結果より、ジェット通過領域の上側のホットプレナム領域で、上式から算出した値が、応力代数式モデルにより算出された値に比べて極めて小さく見積もられていることが分かる。このことは、温度成層界面の上下の熱輸送、すなわち連行量の大小を直接支配し、 $k-\varepsilon$ モデルによる界面上昇速度の過小評価傾向を裏付けている。

② $Ri=2.0$ (ケースB3)

Fig. 4.12 に、ホットプレナム内各点での温度変化の解析結果を実験結果と共に示す。また、同図中には、 $k-\varepsilon$ モデルによる解析結果も合わせて記載した。図中の細線、太線および点線の意味は、 $Ri=0.5$ のケースのものと同じである。まず、比較対象点1, 5, 9の温度挙動については、両乱流モデル共に実験結果と良好な一致傾向を示す。これは、前記した様に、この比較対象点が混合段階の挙動に支配されるレベルに位置するためである。一方、温度測定値に大規模な振動が観測される比較対象点2, 3, 4, 11, 12については、乱流モデル間で大きな違いが発生している。すなわち、 $k-\varepsilon$ モデルを用いた場合には、その温度の振幅は実験結果を過大評価気味であるのに対し、今回の応力代数式モデルを使用した場合には、逆に振幅を過小評価すると共に減衰傾向を示す。応力代数式モデルを用いた場合に、このような傾向を生じさせる原因としては、以下の2つが考えられる。

(1) ホットプレナム内乱流量の過大評価

(2) 温度成層界面上下温度差の過小評価

(1)は、乱流運動エネルギー等の乱流パラメータを過大評価することにより乱流粘性効果が卓越し、運動量に影響を及ぼす効果である。(2)は、乱流熱流束を過大に評価して界面上下の温度差を実際よりも早く解消させることによって発生する効果である。

Fig. 4.13 に、ホットプレナム径方向中間位置($i=20$)における220秒時点での軸方向乱流運動エネルギー分布を示す。図中、実線が応力代数式モデルによる解、破線が $k-\varepsilon$ モデルによる解を表す。全体的な傾向としては、 $k-\varepsilon$ モデルによって計算された乱流運動エネルギーの方が応力代数式モデルによるものよりも大きい。このことから、乱流粘性効果を過大に評価したとする(1)の原因候補は棄却できる。

Fig. 4.14 に、ホットプレナム中間位置での220秒における乱流熱流束 $-w'\theta'$ の軸方向分布を示す。線種の意味は、前と同様である。結果から、応力代数式モデルによって計算された同量が、 $k-\varepsilon$ モデルによって評価された値よりも大きく評価されていることが

分かる。図中に見られる負の値から正の値へのスパイク的な分布の変化は、流速成分 w の符号が変化したためである。すなわち、同位置近傍は温度成層界面が存在する位置に当たり、この領域での流体はほぼ静止状態にあるため符号が不規則に変化するためである。ここでの結果から、以下の結論を導くことができる。すなわち、応力代数式モデルが乱流熱流束 $-\overline{w'\theta'}$ を実際の値よりも過大に評価したため、温度成層界面上下間の熱輸送量を大きめに見積もり、界面の解消過程を早めに評価したと解釈できる。実験結果からも明らかな様に、温度成層界面の大規模な揺動挙動は、慣性力と浮力とがあるバランスの下に釣り合った極狭い範囲（この実験体系では、リチャードソン数が1.0~5.0の範囲）でのみ発生する。この様な状況で、乱流熱流束を過大に評価することによってこのバランスを変化させれば、界面の揺動に大きな影響を及ぼすことは明白である。

今回の一連の応力代数式乱流モデルを用いた解析では、モデル内に現れる定数として文献記載の値をそのまま用いた。これらのモデル定数は、本来定常乱流場を仮定した実験から決定されたものが多く、乱流過渡事象に適応する場合の精度については不明な点が数多く存在する。現時点において、実験結果に一致するようにモデル定数を変化させることも可能であるが、物理的裏付けが困難なためそれを行なうことは避けた。これについては、基礎的な実験装置を用いた乱流過渡実験の実施が望まれる。

何れにしても、 $k-\epsilon$ モデル解で揺動振幅の過大評価、応力代数式モデル解で過小評価の傾向を示したことから、Fig. 4.14 に示した両乱流モデルによる乱流熱流束分布の区間内に実際の値が存在することは確かである。

Fig. 4.15 に、温度成層界面上昇速度の実験結果との比較を示す。両乱流モデルによる結果共に、ほぼ実験結果を良好に再現している。しかし、応力代数式モデルによる結果は、 $k-\epsilon$ モデルによる結果に比べると界面の上昇過程を若干早めに予測している。

第5章 原型炉上部プレナム縮尺ナトリウム実験解析

5.1 解析モデル

ここで取り上げた解析問題は、「もんじゅ」原子炉容器の上部プレナムを1/10縮尺（ただし、内筒上端より上部の軸方向のみは実寸大）で模擬した試験体を用いて行なわれたナトリウム実験¹⁾である。試験体の概略をFig. 5.1に示す。この試験体は、内筒より上部での熱流挙動を調べることを主目的として製作されており、その特徴として炉心上部機構内部には断熱材を充填することによって断熱条件が確保されている。また、炉心出口部は、多孔質板によって内側炉心領域までが模擬されている。

ここでの解析では、過去に得られている解析結果との比較を行なう為に、解析メッシュ系および解析条件を同一にし、乱流モデルの差異のみが現れる様な解析条件とした。

Fig. 5.2に解析に用いた境界条件およびメッシュ分割を示す。以下に、解析条件を列記する。

座 標 : $r-z$ 2次元

メッシュ分割 : Fig. 5.2に示す $22^1 \times 50^k$ の合計738セル

対流項差分 運動量式……………QUICK法

エネルギー式……………QUICK-FRAM法

乱流量式……………1st Order Upwind

固体壁条件 : Fig. 5.2に示す熱的境界条件および中心軸を除く全てにNo-Slip

流入条件 : Fig. 5.3に示す温度過渡条件（流量は一定保持）。ただし、乱流諸量の入口条件については、実験上不明であることから、乱流運動エネルギー k_B およびその散逸率 ε_B のみ局所平衡条件から以下の様に与え、乱流2次モーメント量は $1.0 \cdot 10^{-15}$ の微小値を与えた。

$$k_B = 0.001 \cdot U_B^2, \quad \varepsilon_B = C \mu^{3/2} / l_m$$

ここで、 U_B は炉心出口流速、 l_m は混合長($=\kappa \cdot y$)である。 y は壁からの距離であり、計算セルの一辺の長さを採用した。

5.2 解析結果と検討

① 定常計算結果

Fig. 5.4に、定常時上部プレナム内流速分布の応力代数式モデル解と $k-\varepsilon$ モデル解の比較を示す。両者の顕著な違いは、炉心上部機構下端からのジェットの流れと内筒に沿う上昇流の挙動である。今回の応力代数式モデルによる結果では、炉心上部機構下端からの

ジェット流は、ほぼ 45° の角度をもって内筒に衝突しているものの、従来の $k-\varepsilon$ モデルを用いた結果では、その角度は小さい。この結果、内筒を上昇する壁面流の強度にも違いが現れ、応力代数式モデルによる上昇流は内筒上端より上の領域までその影響が及ぶ。この挙動は、内筒上部に温度成層界面が生成した場合に、慣性力によってこれを押し上げる効果を発生させ、界面の上昇に大きな役割を果たす。Fig. 5.5に、上部プレナム径方向中間位置($i=13$)における軸方向乱流運動エネルギーの分布を示す。 $k-\varepsilon$ モデルによるジェット通過領域および内筒上端領域における乱流運動エネルギーの値は、応力代数式モデルによるそれに比べて大きく、Fig. 5.4に示した流速分布の違いを裏付けている。

② 過渡計算結果

Fig. 5.6に、5種類の時間断面における上部プレナム内軸方向温度分布を実験結果と共に示す。図中、各シンボルが実験結果、実線が応力代数式モデルによる計算結果および破線が $k-\varepsilon$ モデルによる計算結果である。応力代数式モデルによる軸方向温度分布は、実験結果に対して若干の過大温度拡散傾向を示すものの、実験結果を良好に模擬していると言える。一方、 $k-\varepsilon$ モデルによる結果では、実験結果を良好に模擬できていない。

Fig. 5.7に、温度成層界面の上昇速度についての実験結果との比較を示す。図中、□印が実験結果を、実線が応力代数式モデルによる結果を、破線が $k-\varepsilon$ モデルによる結果をそれぞれ示す。結果では、Fig. 5.6で見られた様に、応力代数式モデルによる結果は上昇速度を若干過大評価するものの、実験結果を良好に模擬できている。 $k-\varepsilon$ モデルによる結果では、実験で得られている上昇速度を約 $1/3$ 程度に過小評価している。これは、第4章でも述べた様に、温度成層界面より上方での乱流熱流束を過小評価していることに起因している。また、この過小評価傾向は、乱流プラントル数をフラックスリチャードソン数の関数として与えるモデルを適用した場合にも改善されない(文献3)参照)。

今回の応力代数式乱流モデルによって、従来では模擬することのできなかったナトリウムを作動流体とした場合の温度成層界面の上昇を的確に模擬することが可能となった。しかし、前述した様に実験結果を若干過大評価する傾向にあり、今後ナトリウムを用いた基礎実験によるモデル定数の調整が期待される。

第6章 結 言

原子炉容器内の冷却材温度成層化現象を精度良く評価できるようにするために、AQUAコード内で使用しているブシネスクの渦粘性概念に基づく乱流モデル ($k-\varepsilon$ モデル) に変えて、レイノルズ応力等の乱流2次モーメント量を直接評価する応力代数式乱流モデルを組み込んだ。この新乱流モデルでは、乱流熱輸送を支配する乱流量 (乱流熱流束) を乱流プラントル数等の経験定数に依らず評価するため、作動流体によらない高精度な解析が実現される。

この乱流モデルを用いて水およびナトリウムを作動流体とした温度成層化実験の解析を行ない、以下の結果を得た。

[水実験解析]

- (1) 温度成層界面に揺動が発生しないリチャードソン数領域の解析では、従来界面の上昇速度を過小評価していた。今回の応力代数式モデルを使用することで、実験結果を良好に再現できる。
- (2) 温度成層界面に揺動が発生するリチャードソン数領域の解析においては、 $k-\varepsilon$ モデルで揺動振幅の過大評価、応力代数式モデルで過小評価傾向を示す。この過小評価は乱流熱流束を評価する上でのモデル定数の不確かさに原因している。

[ナトリウム実験解析]

従来温度成層界面の上昇速度を1/3程度に過小評価していたが、応力代数式モデルの適用により実験結果を良好に再現できる。ただし、若干の過大評価の傾向にあり、モデル定数の不確かさに起因していると考えられる。

以上より、応力代数式乱流モデルで用いられる定数の詳細な同定が今後期待されるものの、温度成層化現象の様な乱流の非等方性挙動が卓越する現象の解析には、従来の $k-\varepsilon$ 乱流モデルに替えて応力代数式乱流モデルの使用が模擬精度の観点から推奨される。

参 考 文 献

- (1) 家田, 前川他 ; “原子炉容器内冷却材の温度成層化の評価 (第1報) ～熱的成層化現象の評価手法の検討～”, PNC SN941 86-007, 1986年1月
- (2) 前川, 村松他 ; “原子炉容器内冷却材の温度成層化の評価 (第2報) ～多次元熱流動解析手法の検証と評価～”, PNC N9410 87-173, 1987年12月
- (3) 村松, 松本 ; “原子炉容器内冷却材の温度成層化の評価 (第3報) ～周波数領域における検討とモデル改良～”, PNC N9410 88-167, 1988年12月
- (4) 守屋, 田中他 ; “温度成層化現象に及ぼすレイノルズ数およびリチャードソン数の影響”, 電力中央研究所報告 383013, 1983年11月
- (5) Rodi, W., “A New Algebraic Relation for Calculating the Reynolds Stresses”, ZAMM 56, T219-T221, 1976
- (6) Launder, B. E., “Turbulence Models and Their Experimental Verification : 11. Scalar Property Transport by Turbulence”, Imperial College Mech. Eng. Dept. Rep. HTS/73/26, 1973
- (7) 田中, 守屋他 ; “2次元プレナム内の乱流計測と2方程式乱流モデルによる解析”, 電力中央研究所報告 383012, 1983年11月
- (8) I. Maekawa, T. Muramatsu, et al., “Cooperation on the Development of AQUA and COMMIX-KfK～Information Exchange and Numerical Models Discussions～”, PNC SN9410 87-167, December 1987
- (9) 荻田, 小林他 ; “矩形断面を持つ管内安定温度成層流の乱流熱輸送～混合過程の流れ方向の変化～, 第24回 日本伝熱シンポジウム, 1987年5月

Table 4.1 Experimental Cases for Thermal Stratification Phenomena using Water

Run No.	Flow Rate (1/s)	Temperature Transient (°C)	Richardson Number, Ri	Reynolds Number, Re	Peclet Number, Pe
B 1	4.02	30.1 → 9.4	0.5	25300	18000
B 2	2.91	33.5 → 12.0	1.1	19700	12800
B 3	1.99	29.9 → 8.3	2.0	12300	8700
B 4	2.10	42.2 → 8.2	4.1	14900	8900
B 7	1.95	59.5 → 10.0	8.3	17400	8400

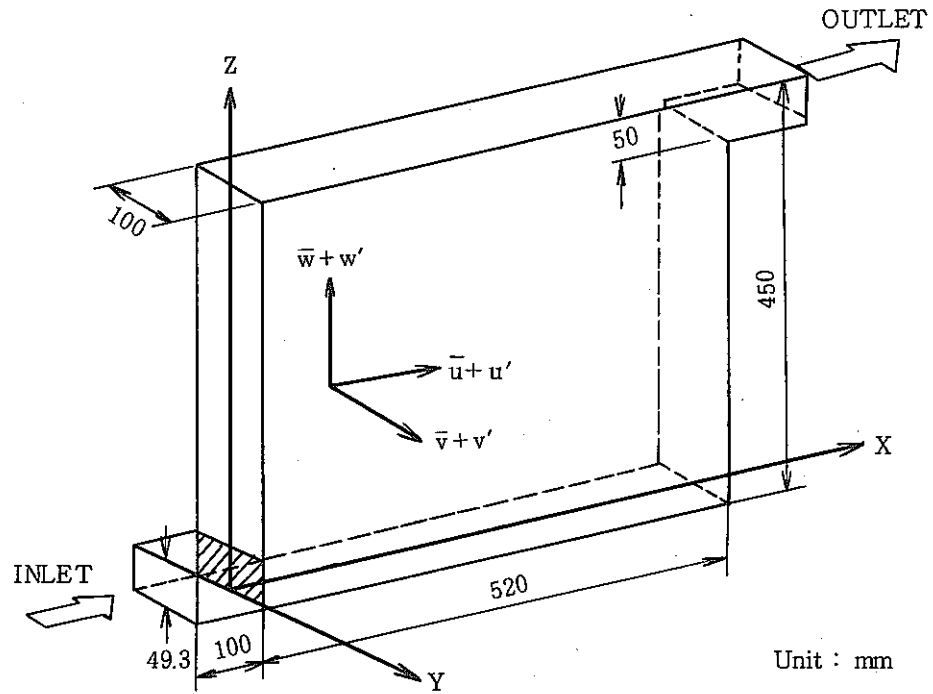


Fig. 3.1 Schema of 2-Dimensional Plenum Test using Water

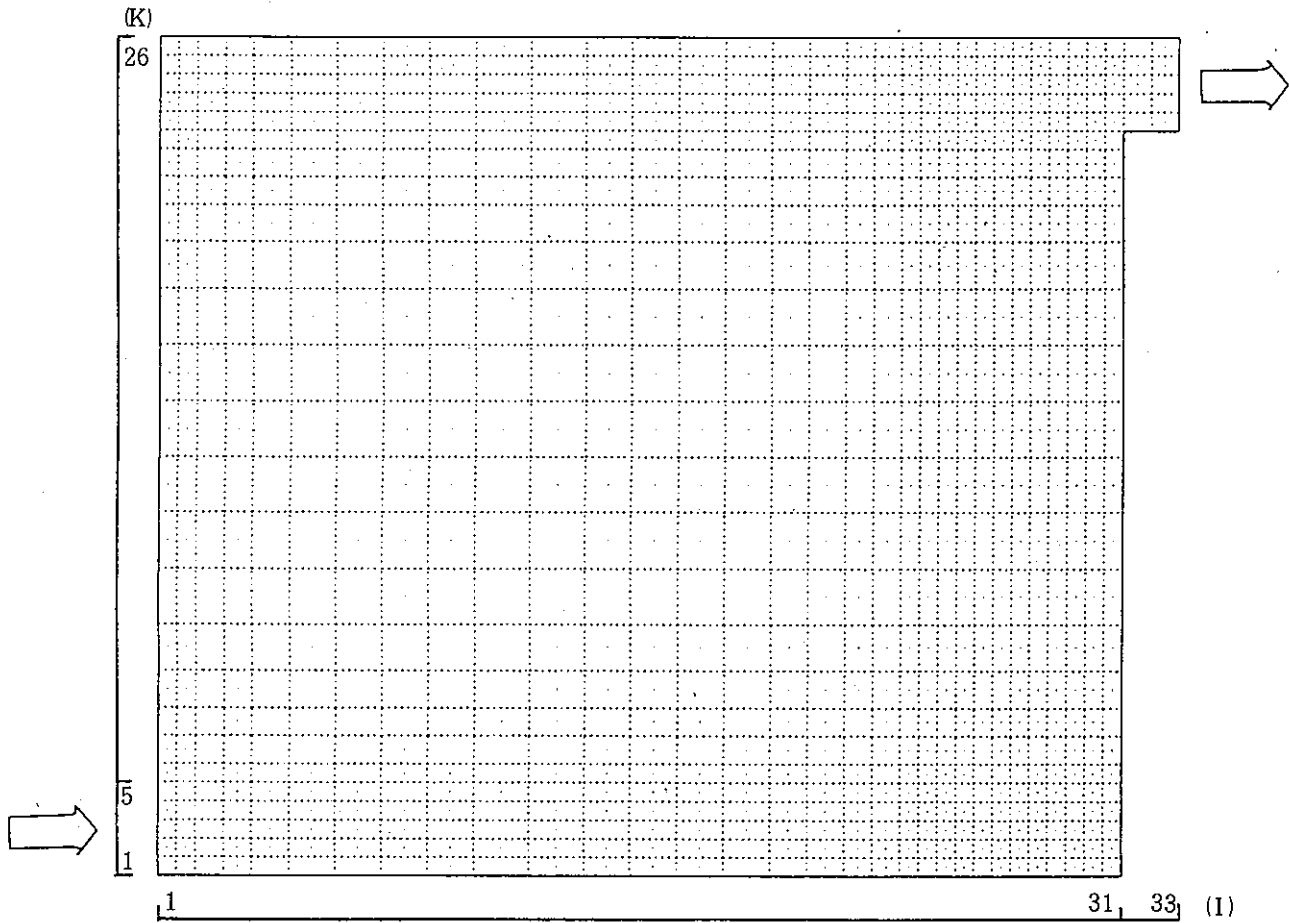


Fig. 3.2 Mesh Arrangement for 2-Dimensional Plenum Analysis

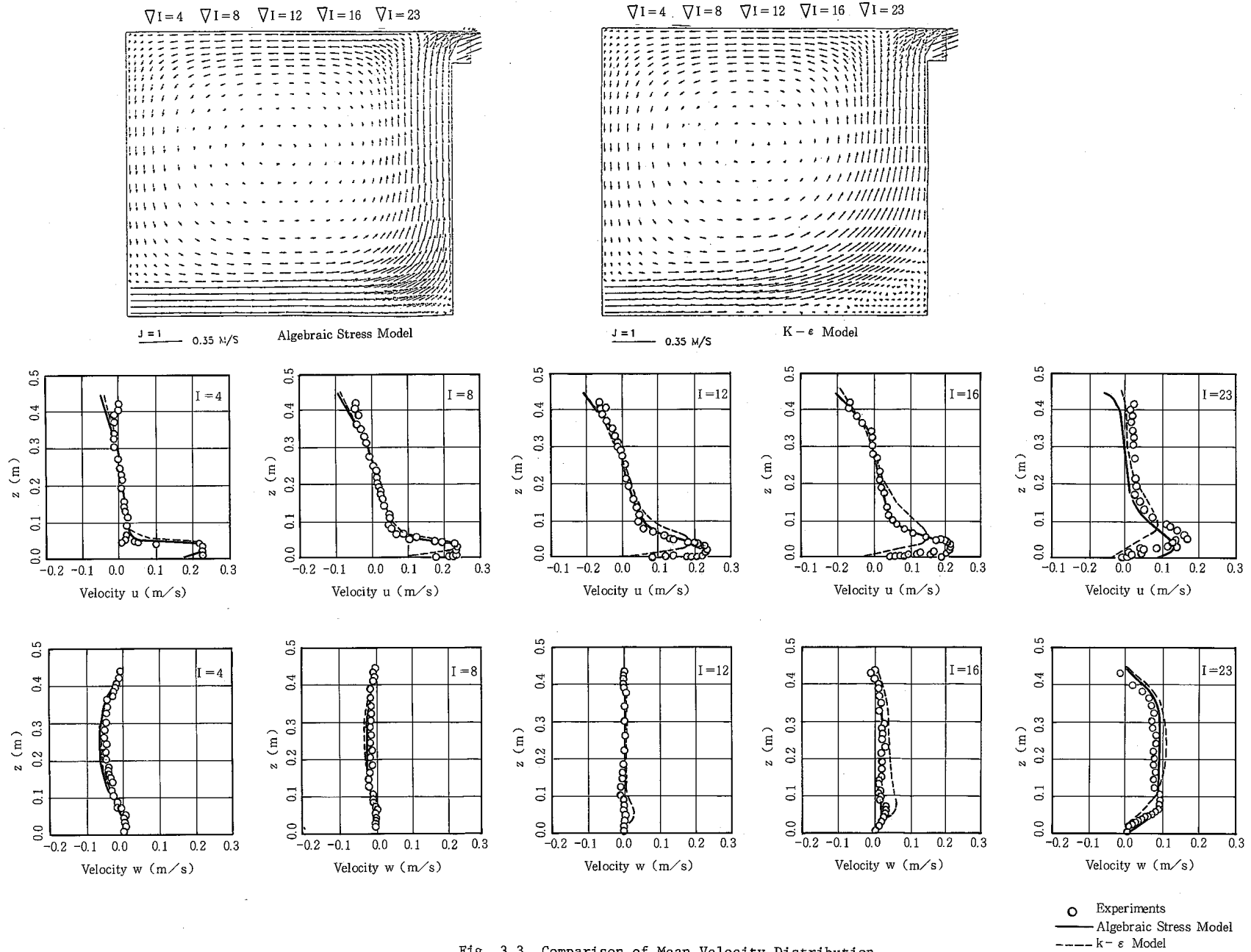


Fig. 3.3 Comparison of Mean Velocity Distribution

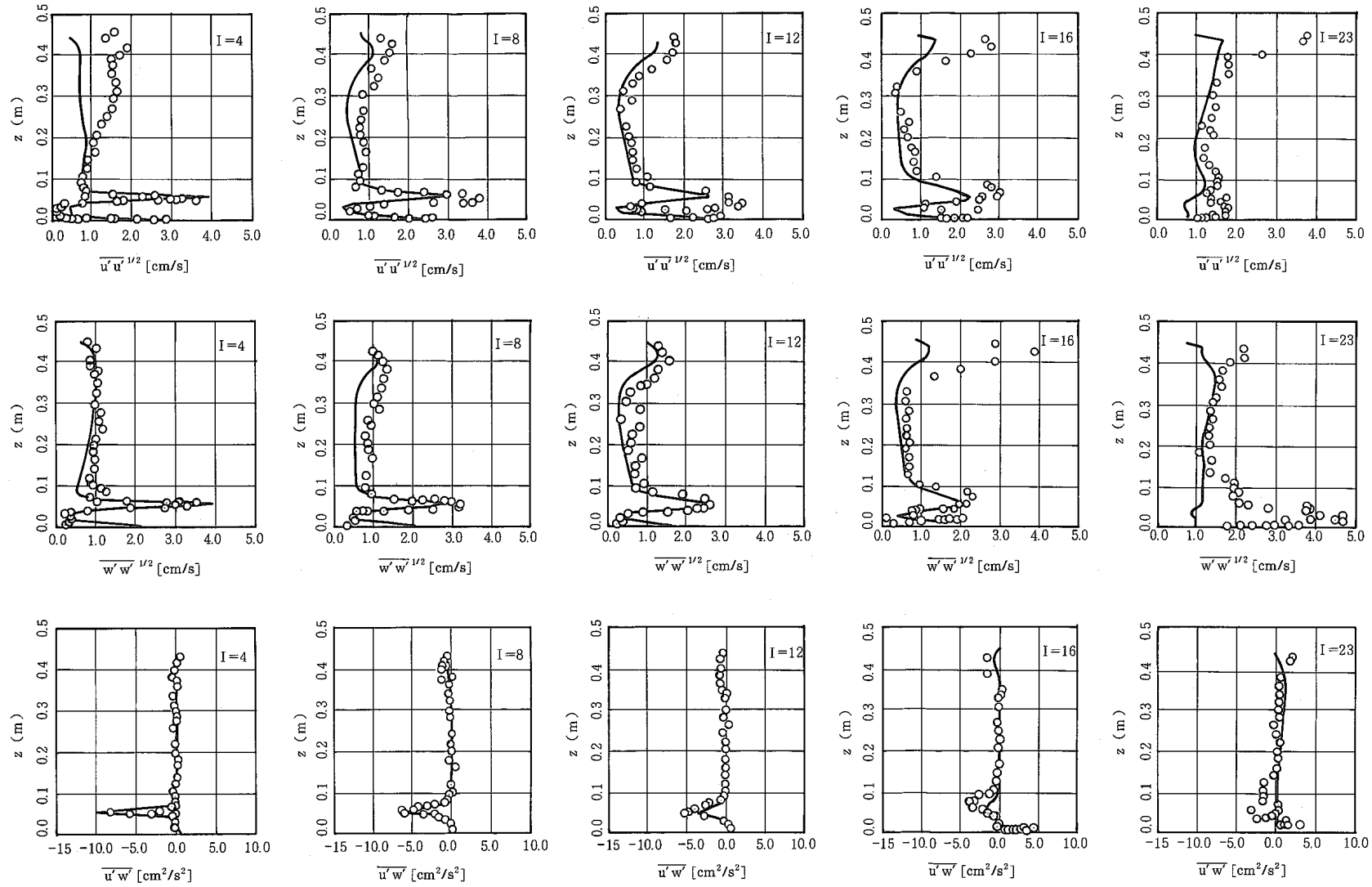


Fig. 3.4 Comparison of Turbulent Quantities

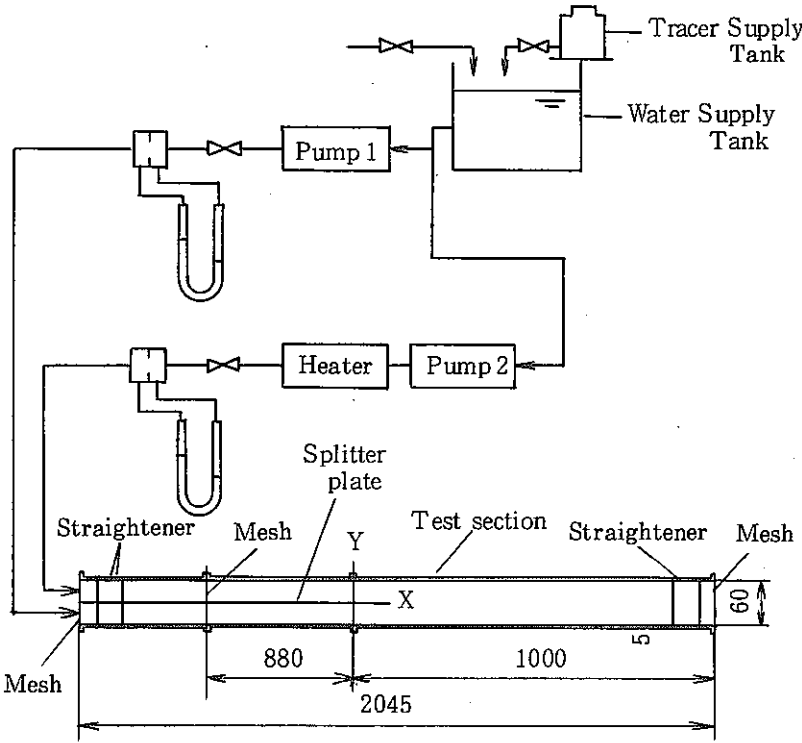


Fig. 3.5 Schema of Stratified Shear Flow Test using Water

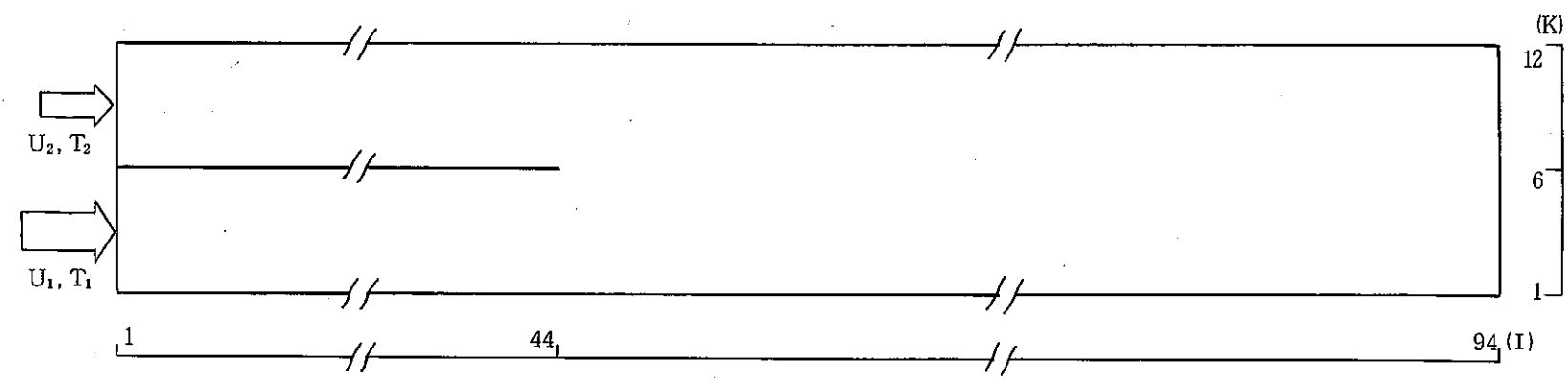


Fig. 3.6 Mesh Arrangement for Stratified Shear Flow Test Analysis

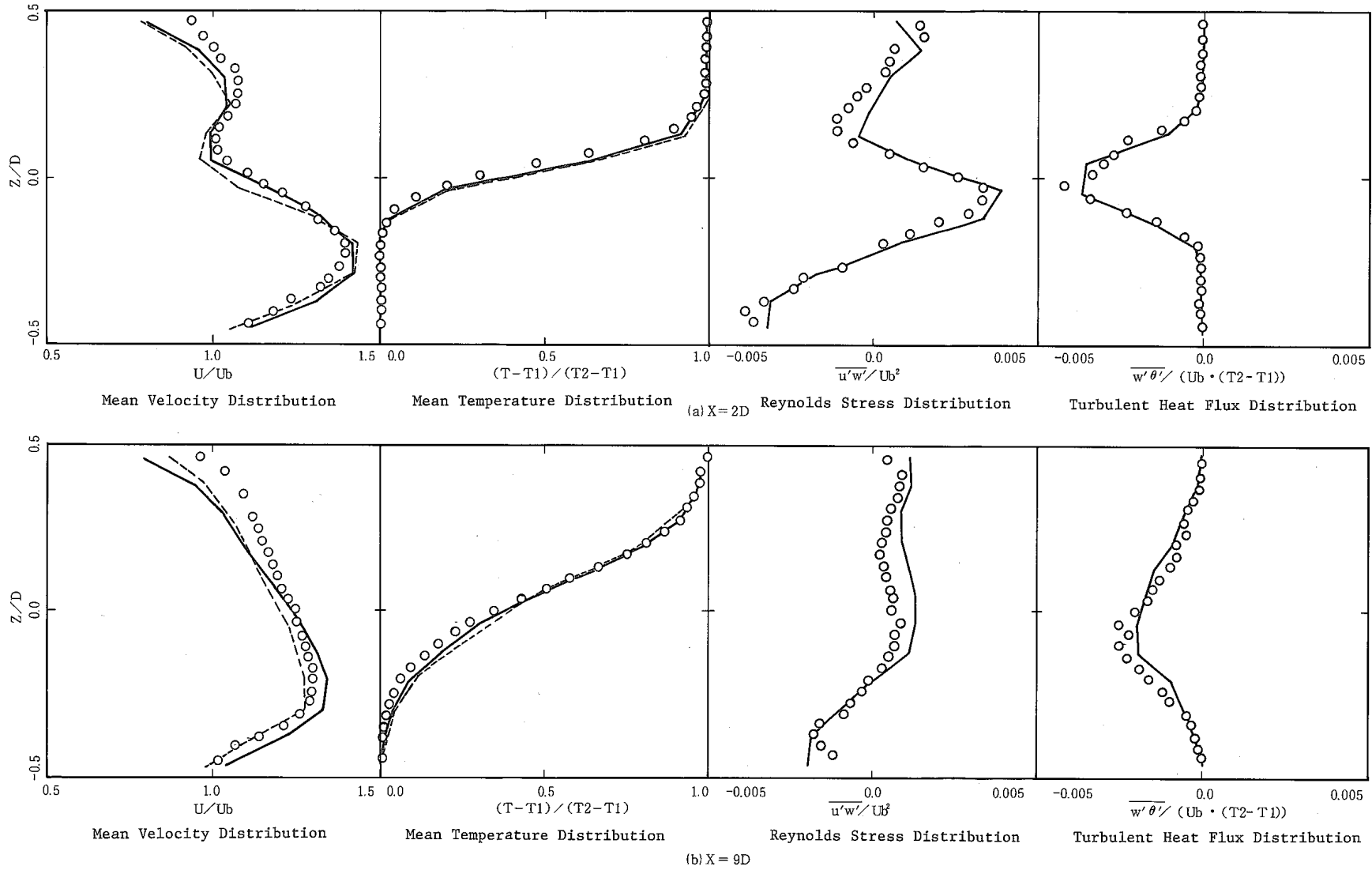


Fig. 3.7 Comparison of Mean and Turbulent Quantities under $Ri^*=0.32$

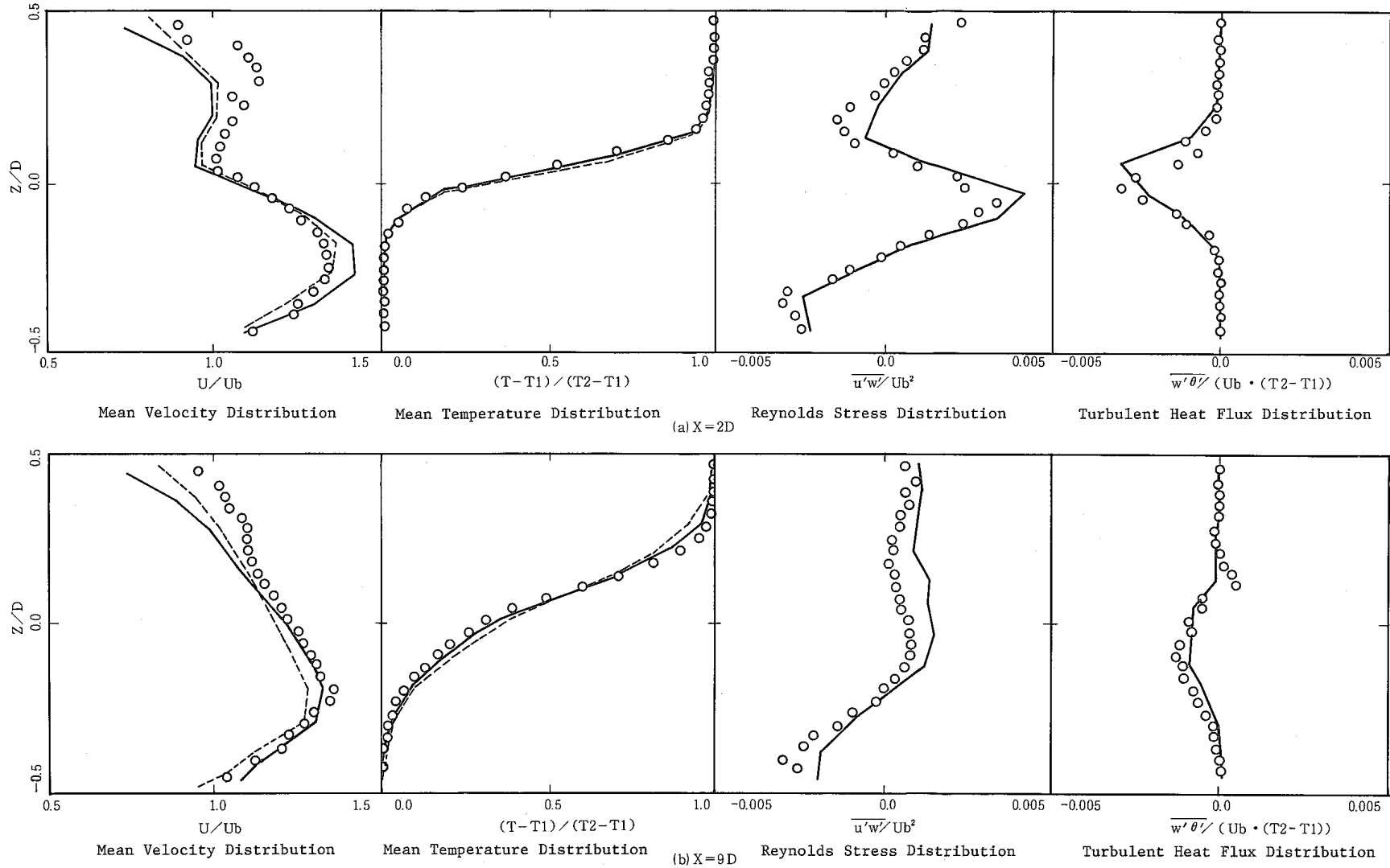


Fig. 3.8 Comparison of Mean and Turbulent Quantities under $Ri^* = 0.73$

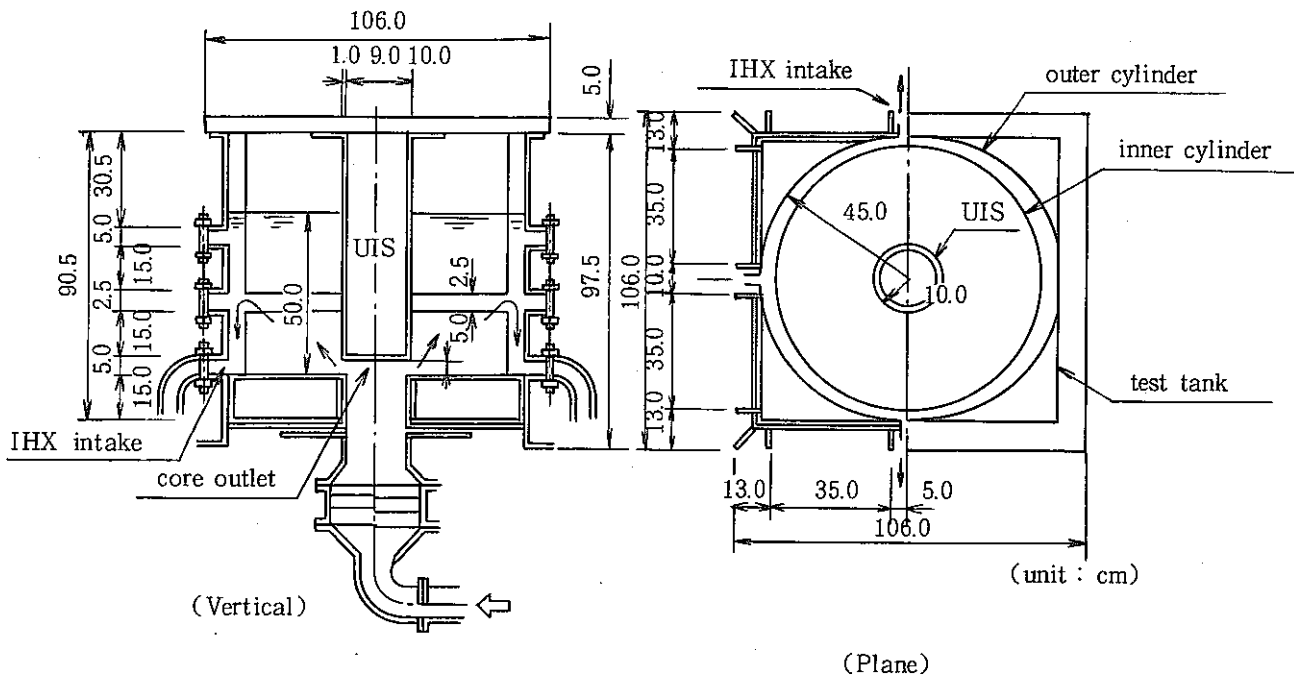


Fig. 4.1 Schematic Figure of Water Test Section

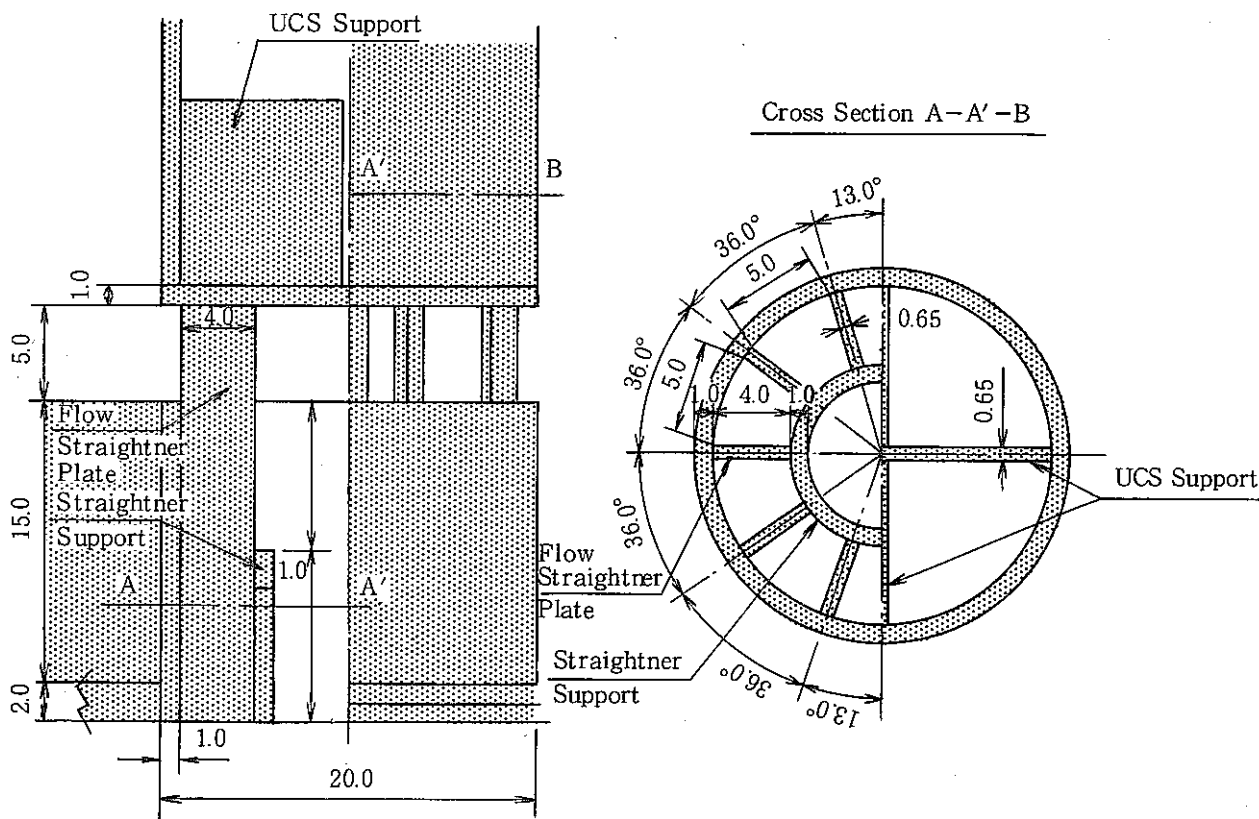


Fig. 4.2 Details of Structures in Core Outlet Model

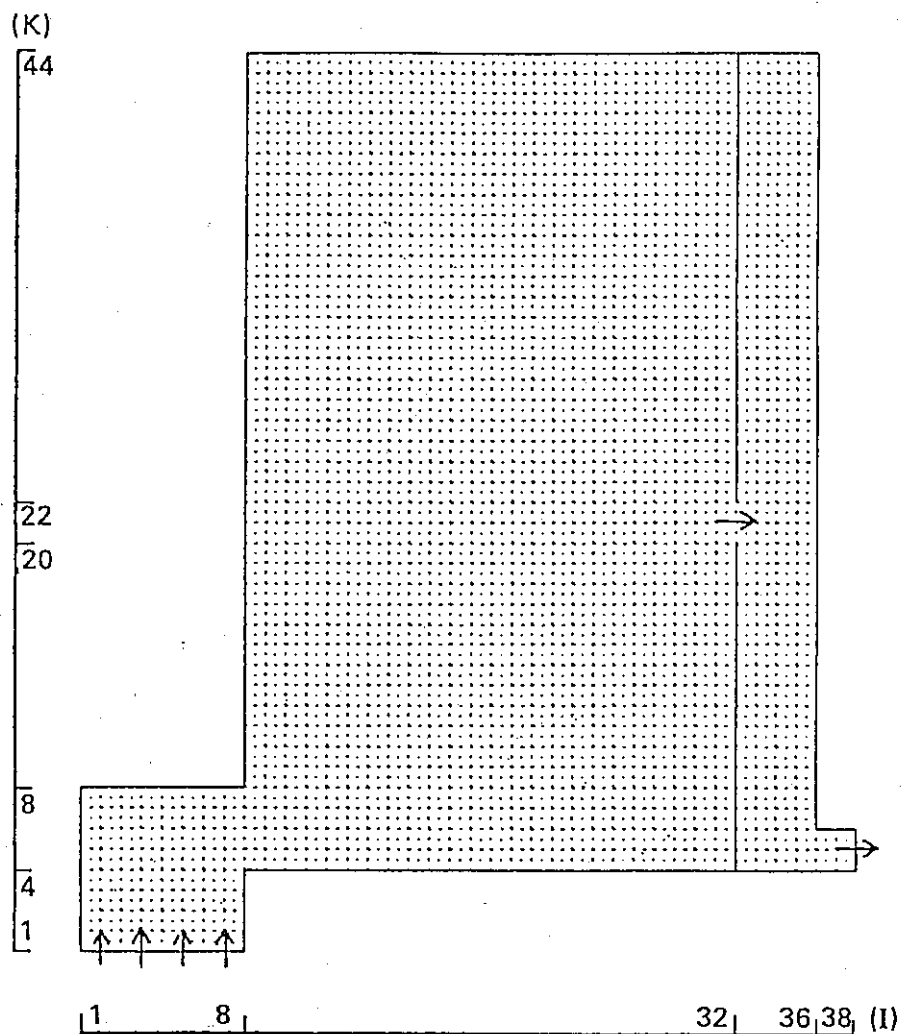


Fig. 4.3 Mesh Arrangement for Numerical Analysis of Thermal Stratification

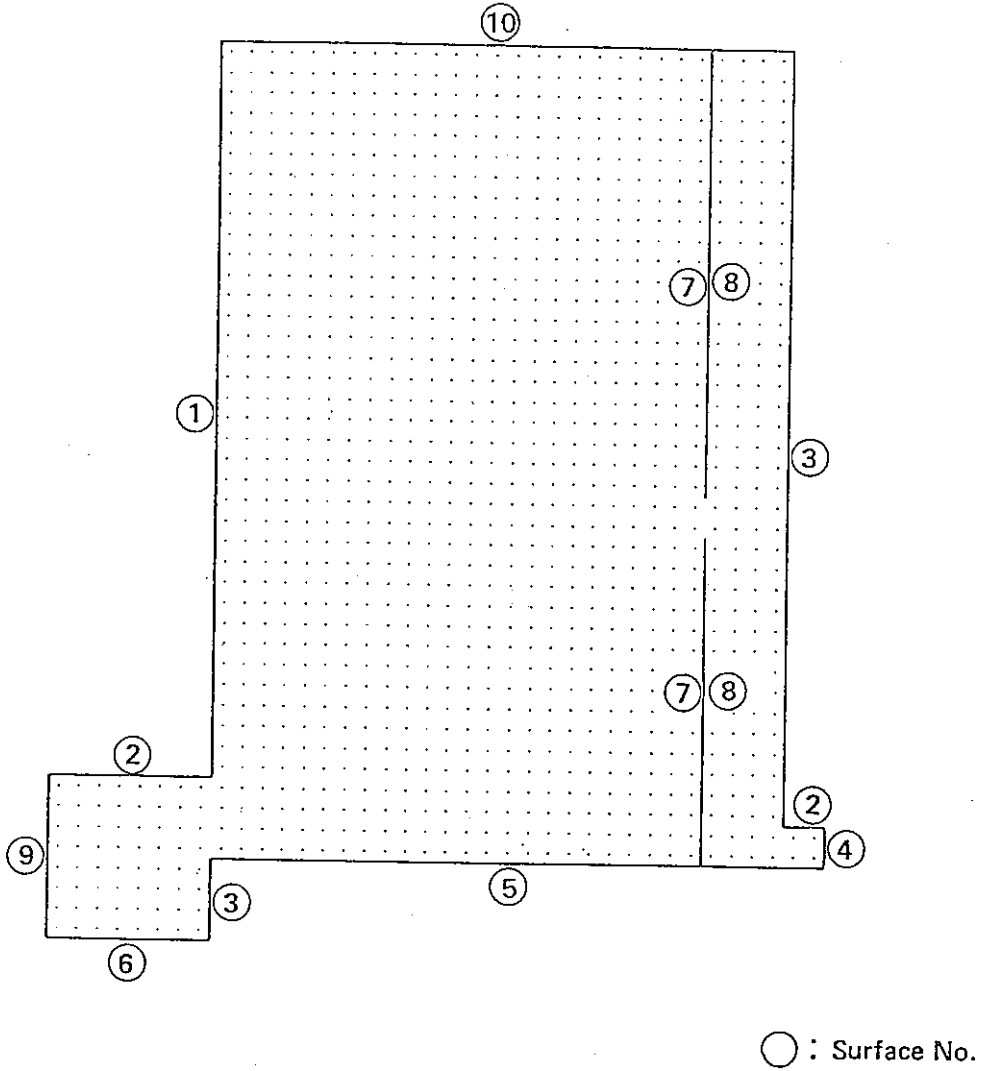


Fig. 4.4 Boundary Surfaces of Analytical Model

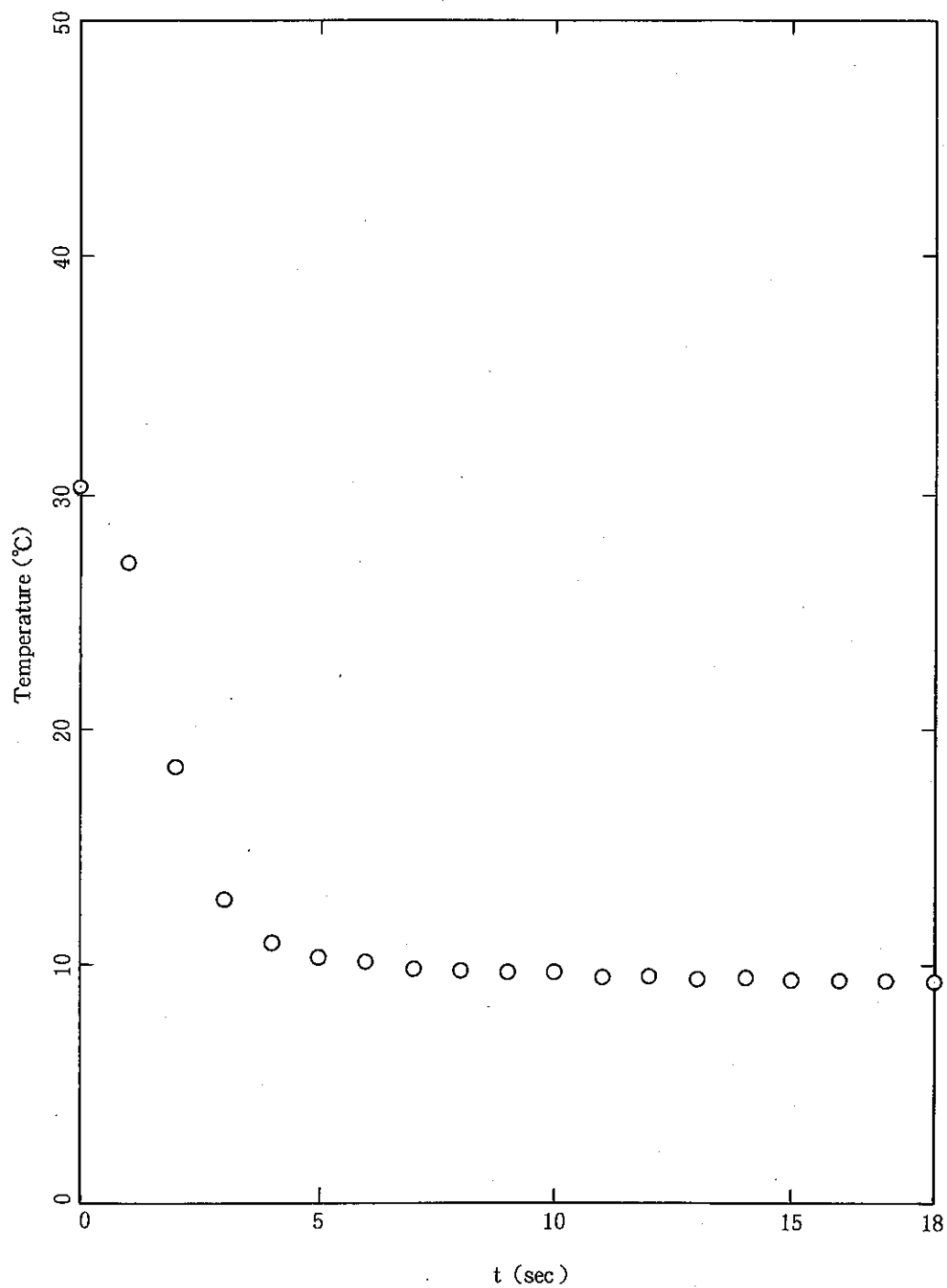


Fig. 4.5 Temperature Transient at Inlet Boundary under $Ri=0.5$

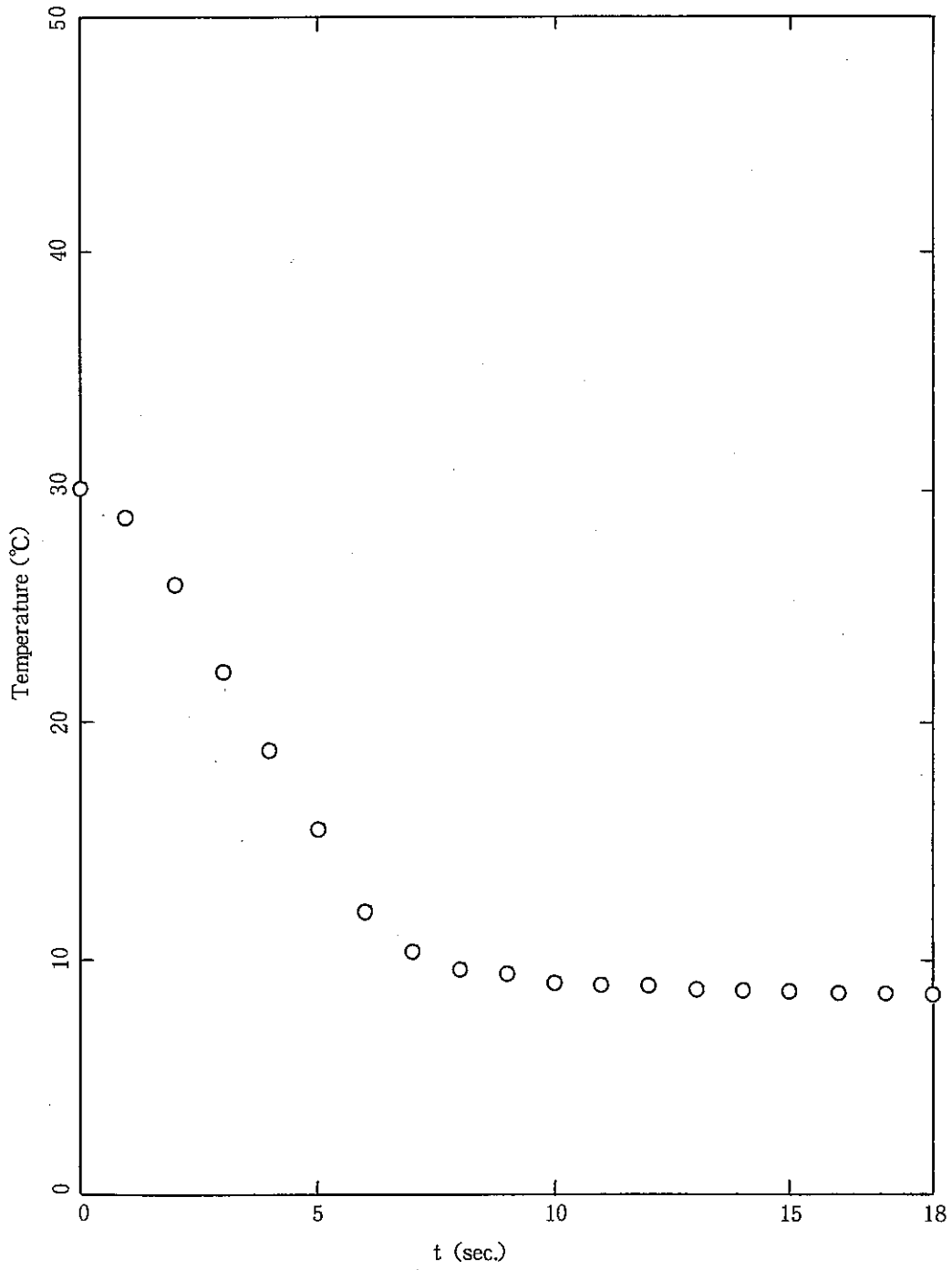
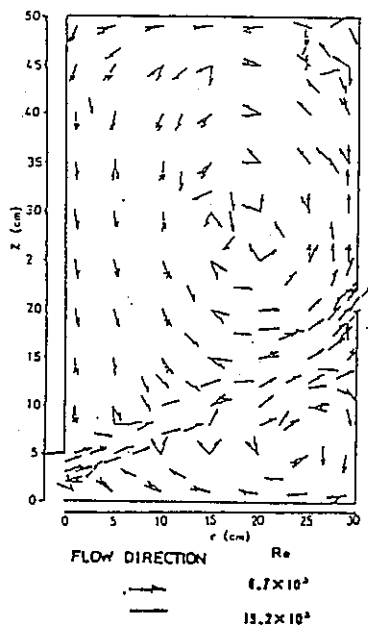


Fig. 4.6 Temperature Transient at Inlet Boundary under $Ri=2.0$



(a) Experiment

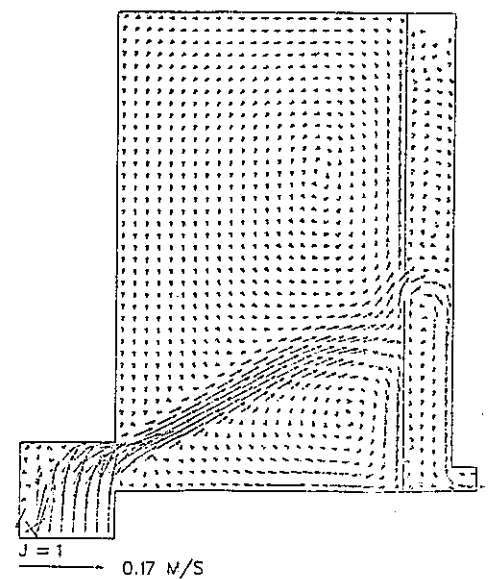
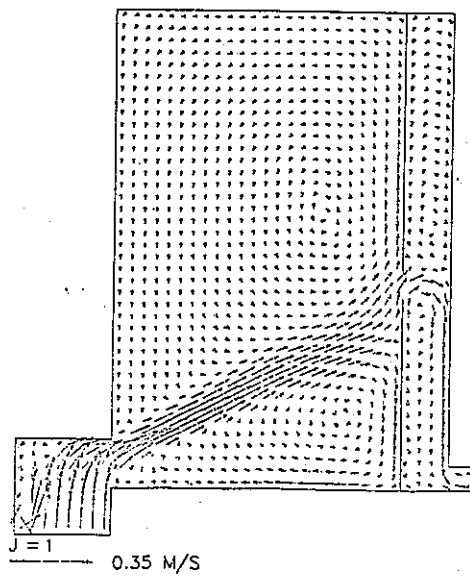
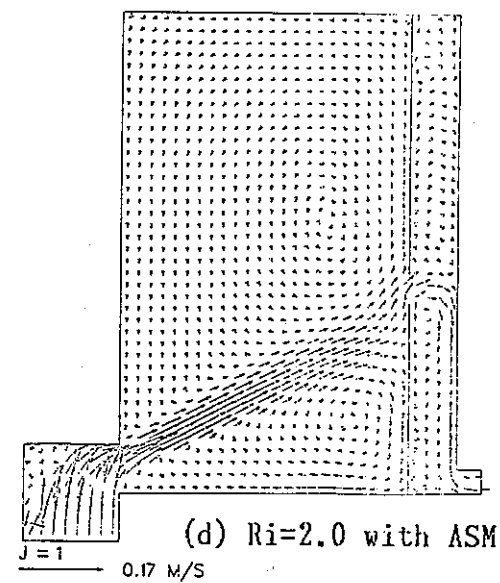
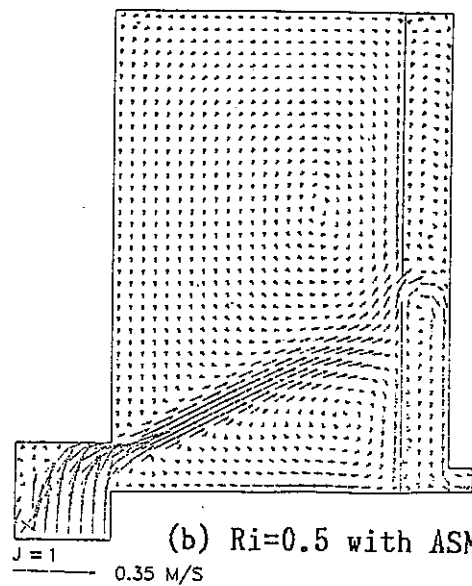


Fig. 4.7 Comparison of Flow Pattern in Steady-State Condition

(c) Ri=0.5 with k-ε Model

(e) Ri=2.0 with k-ε Model

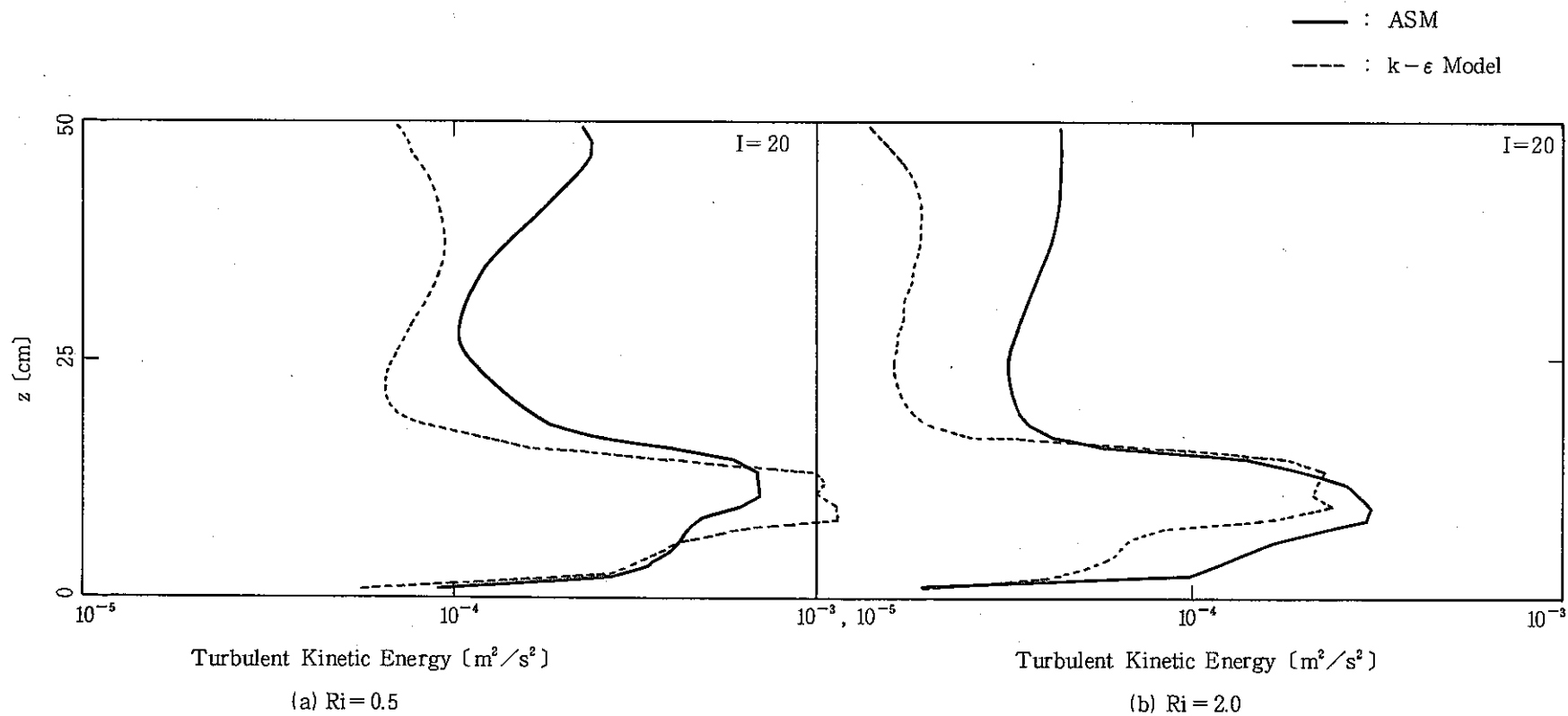
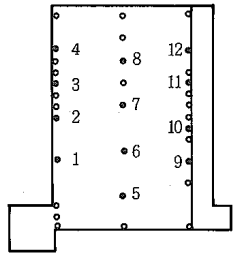


Fig. 4.8 Comparison of Turbulent Kinetic Energy in Steady-State Condition



— : Experiment
 □ : ASM
 - - : k-ε Model

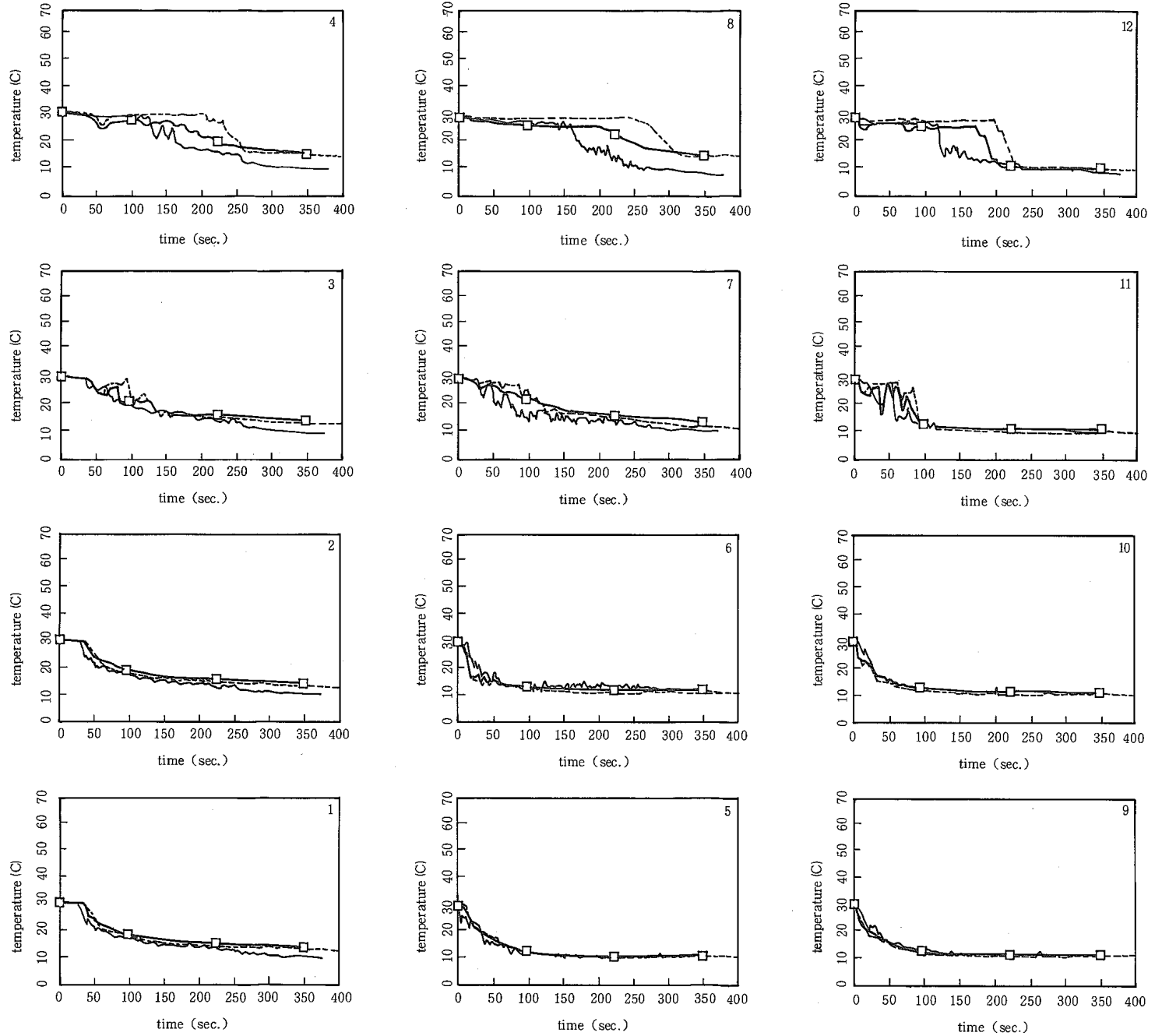


Fig. 4.9 Temperature Transients in the Hot Plenum under $Ri=0.5$

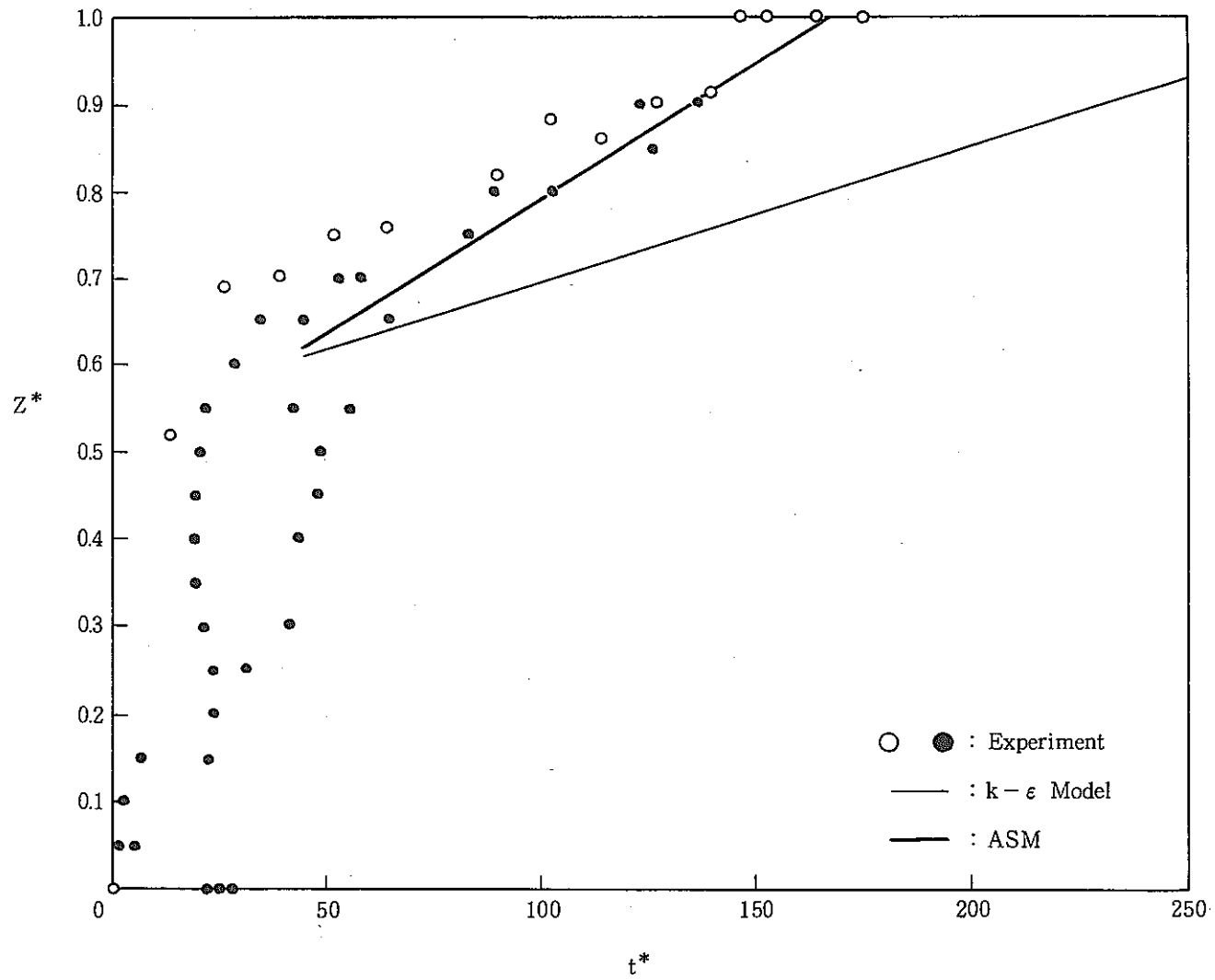
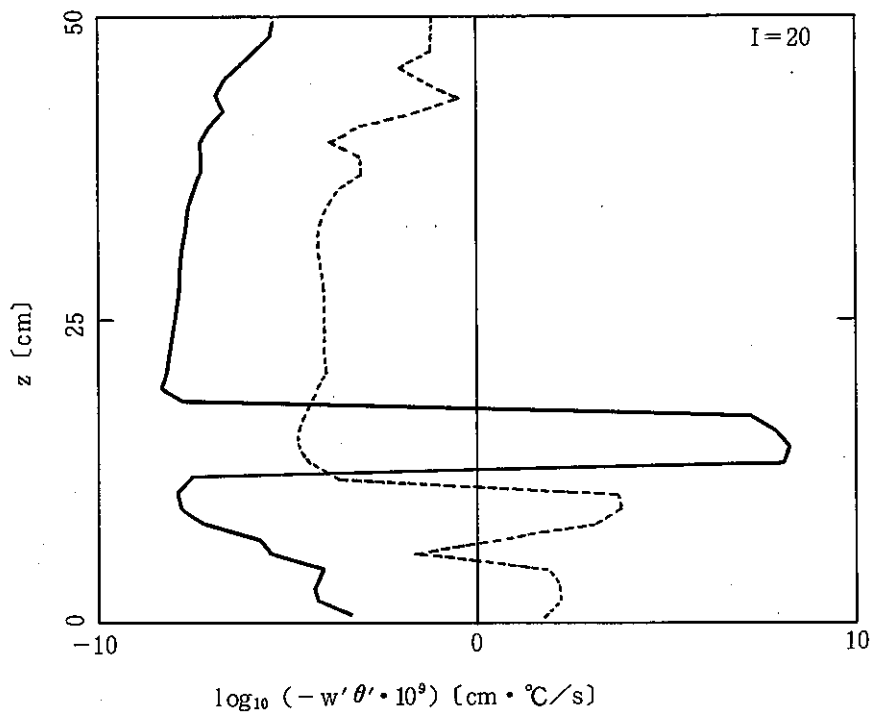
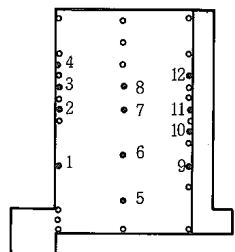


Fig. 4.10 Comparison of Rising Speed of Interface under $Ri=0.5$



— : $-\overline{w'\theta'}$ calculated by ASM
 - - - : $\frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial z}$ calculated by $k-\epsilon$ Model

Fig. 4.11 Comparison of Turbulent Heat Flux under $Ri=0.5$



— : Experiment
 -□- : ASM
 - - - : k-ε Model

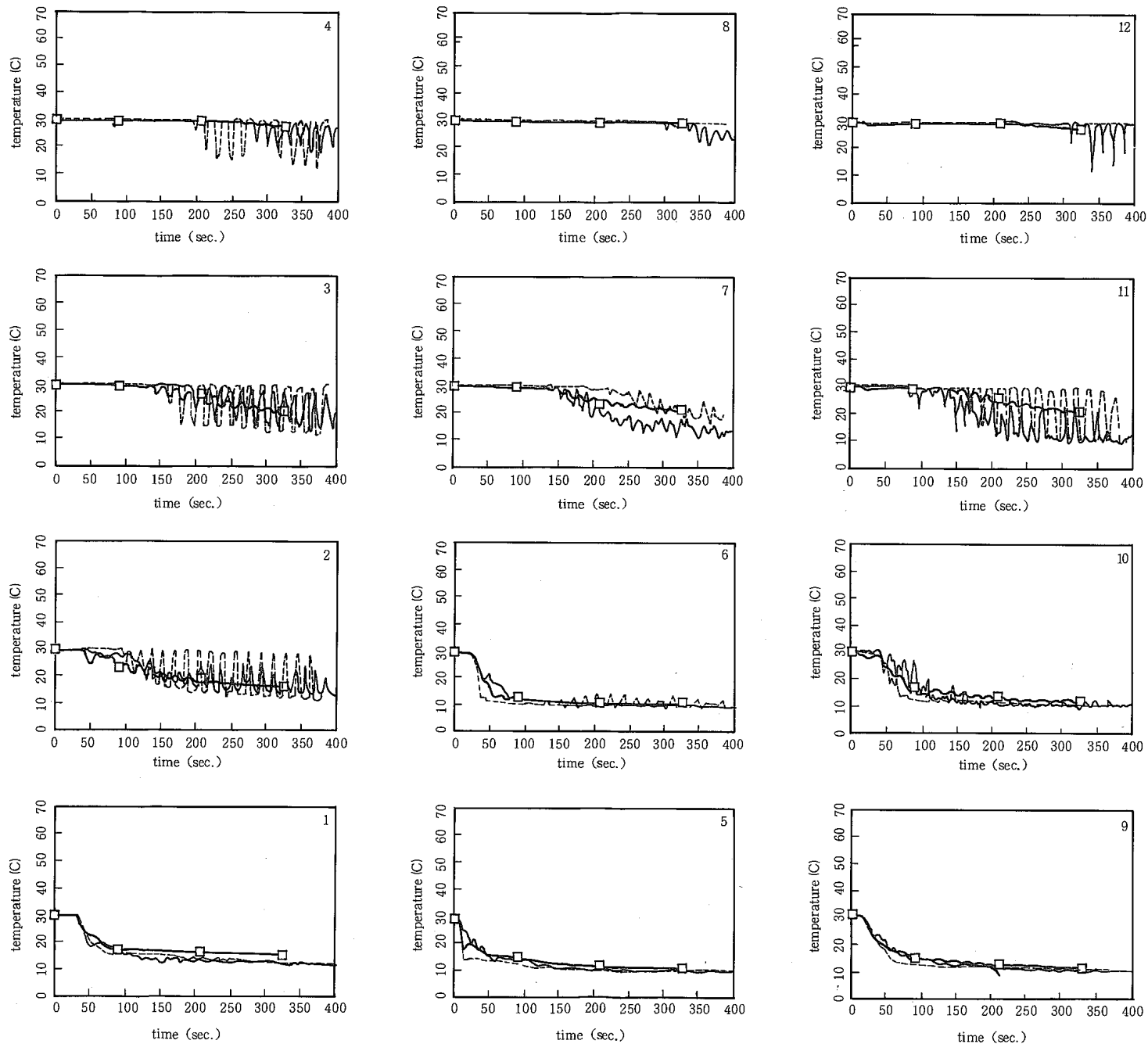


Fig. 4.12 Temperature Transients in the Hot Plenum under $Ri=2.0$

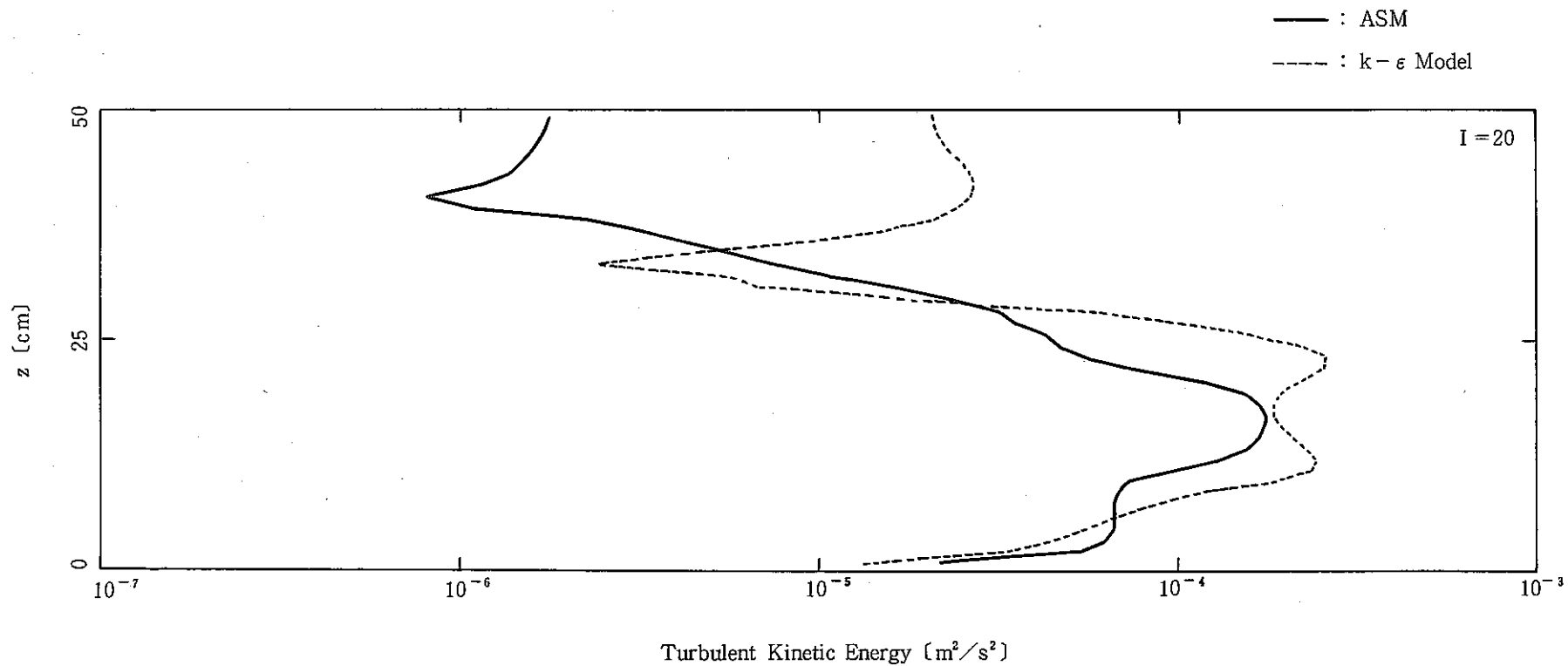


Fig. 4.13 Comparison of Turbulent Kinetic Energy under Ri=2.0

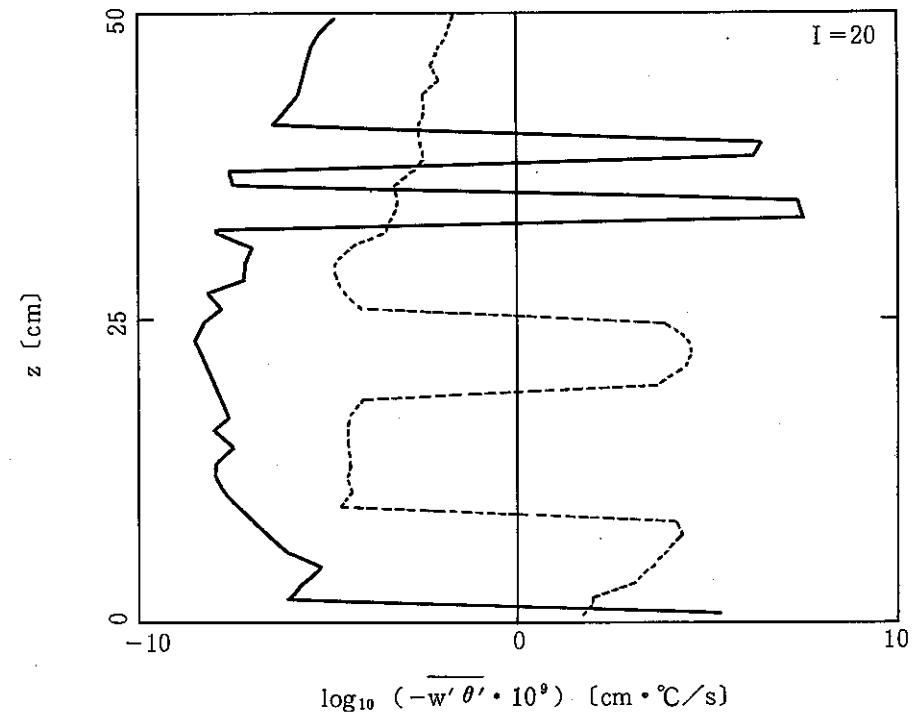


Fig. 4.14 Comparison of Turbulent Heat Flux under $Ri=2.0$

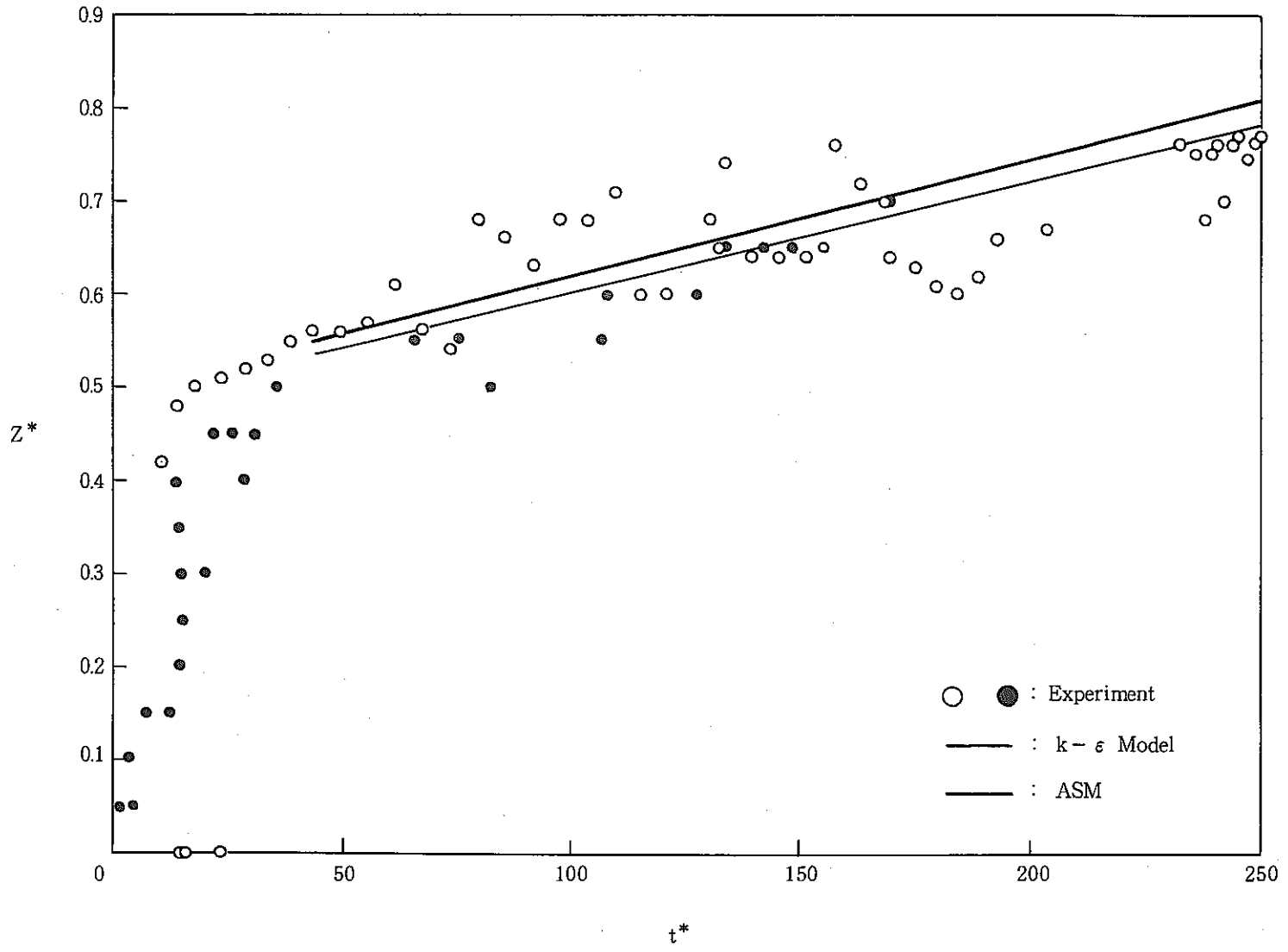


Fig. 4.15 Comparison of Rising Speed of Interface under $Ri=2.0$

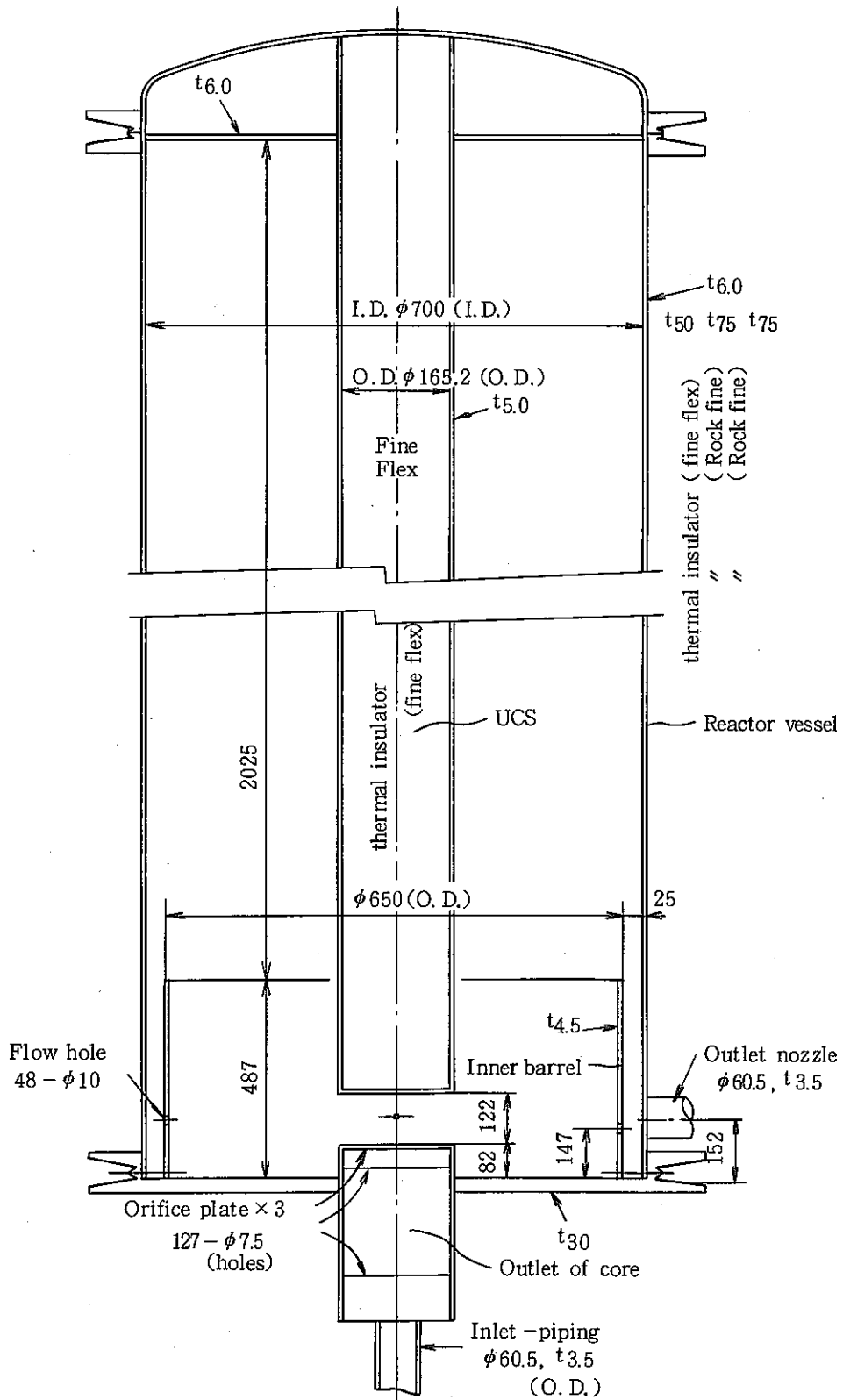


Fig. 5.1 Schematic Diagram of Test Section of 1/10 Scale Model Test II

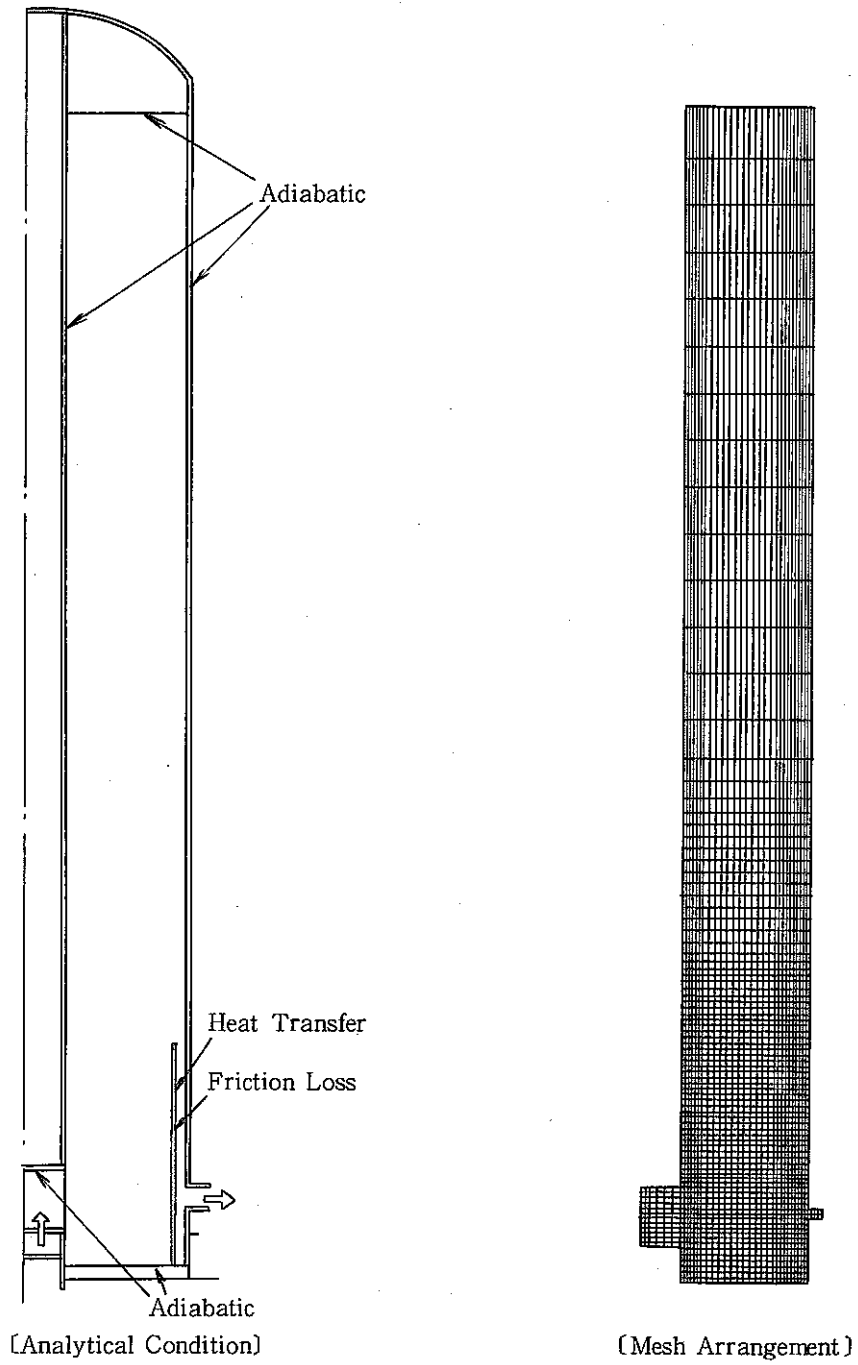


Fig. 5.2 Boundary Conditions and Mesh Arrangement for 1/10 Scale Model Test

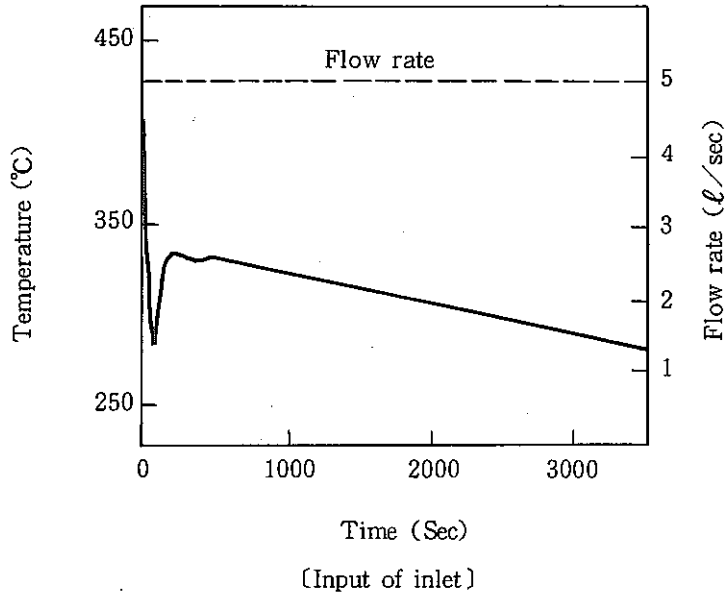


Fig. 5.3 Sodium Temperature and Flow Rate at Core Outlet

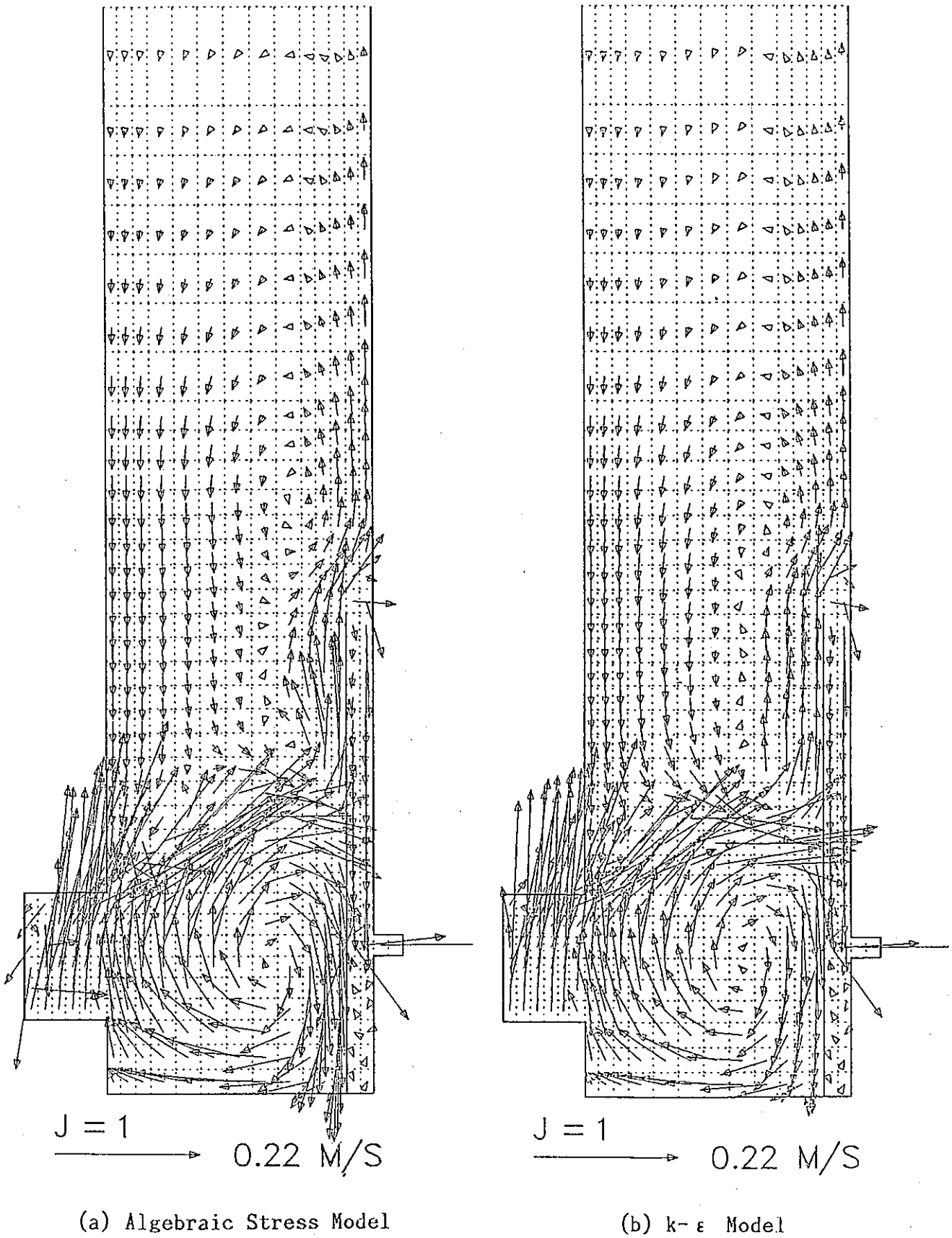


Fig. 5.4 Comparison of Flow Pattern in Steady-State Condition

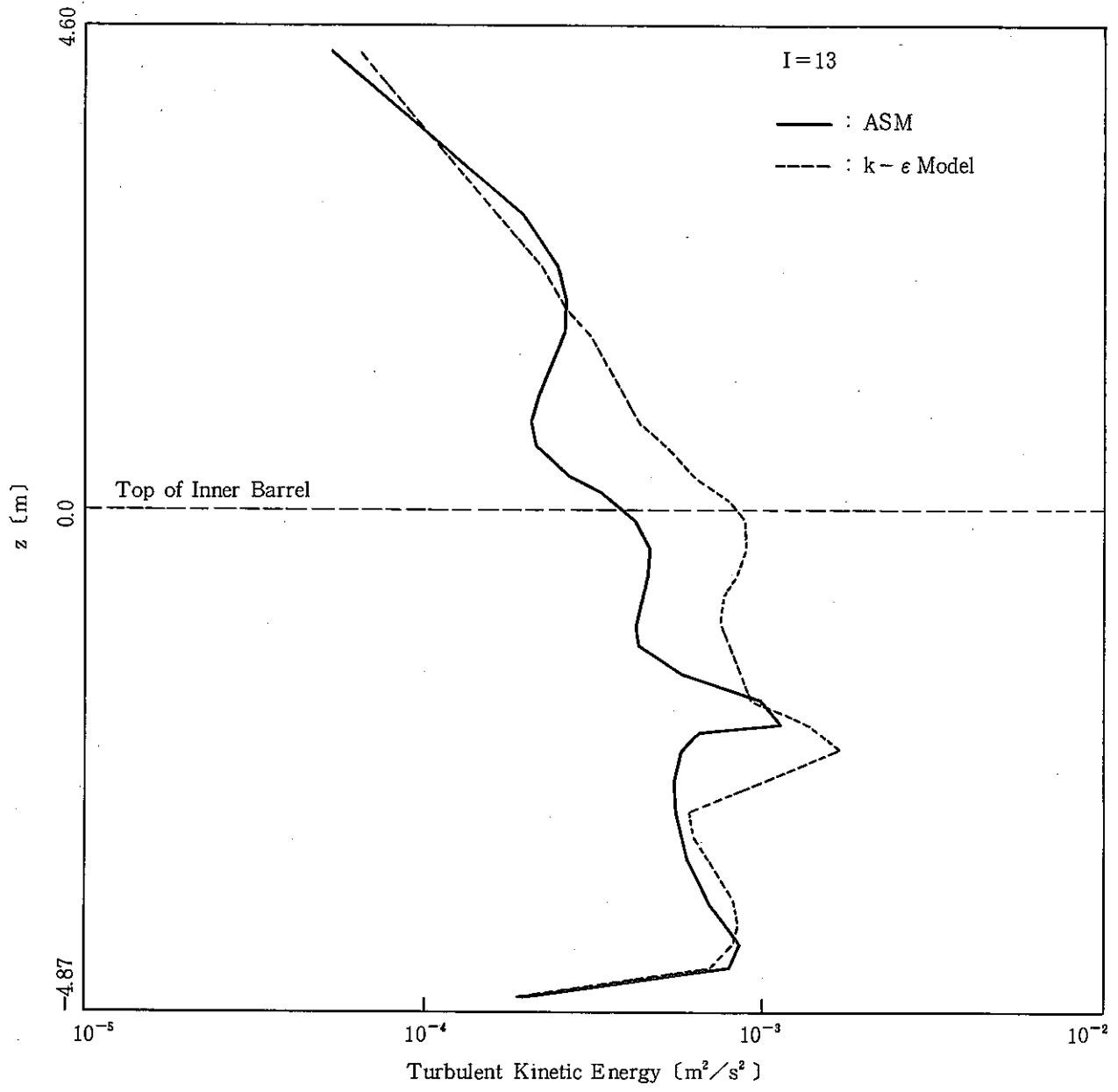


Fig. 5.5 Comparison of Turbulent Kinetic Energy in Steady-State Condition

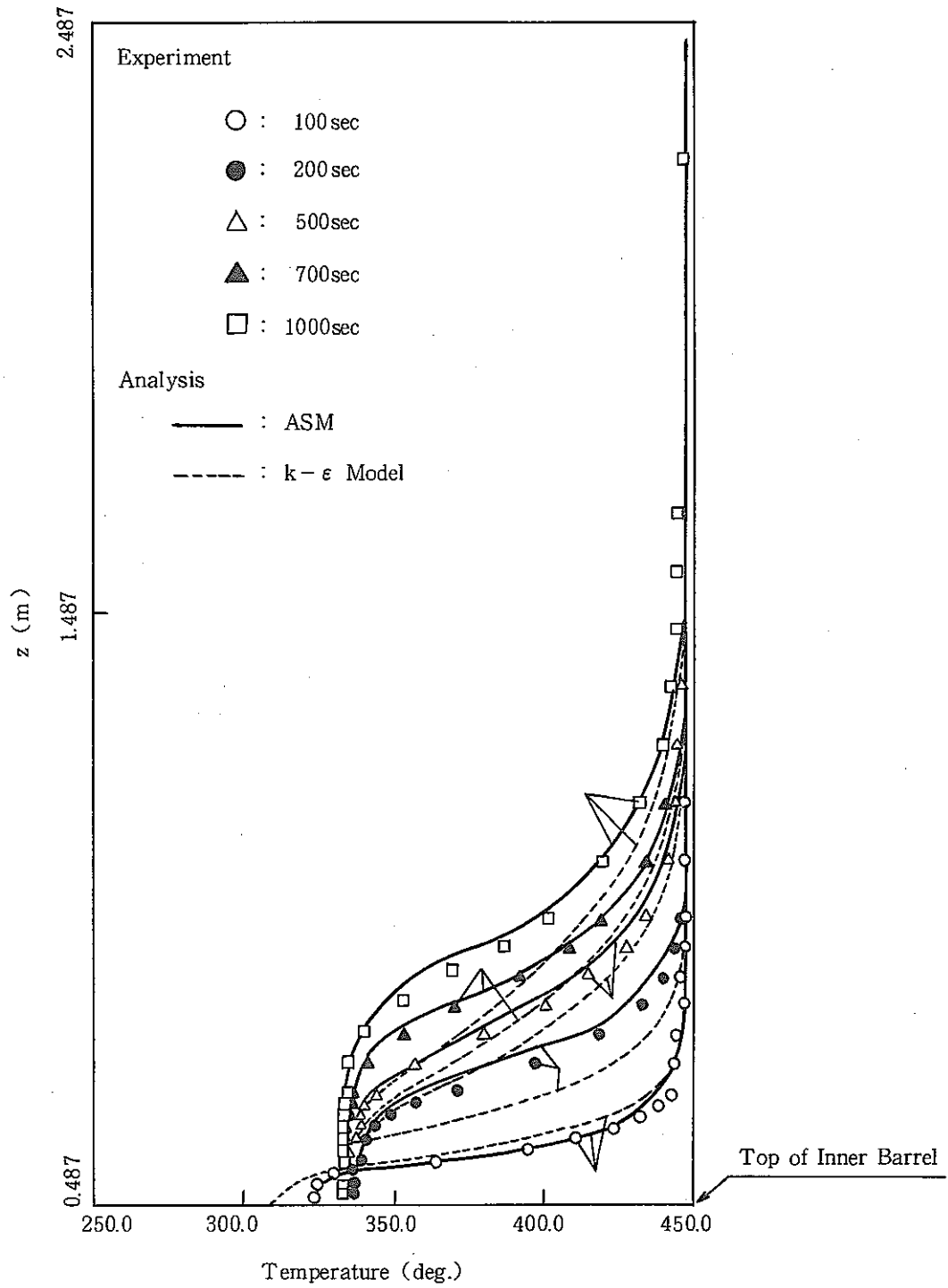


Fig. 5.6 Comparison of Axial Temperature Distribution

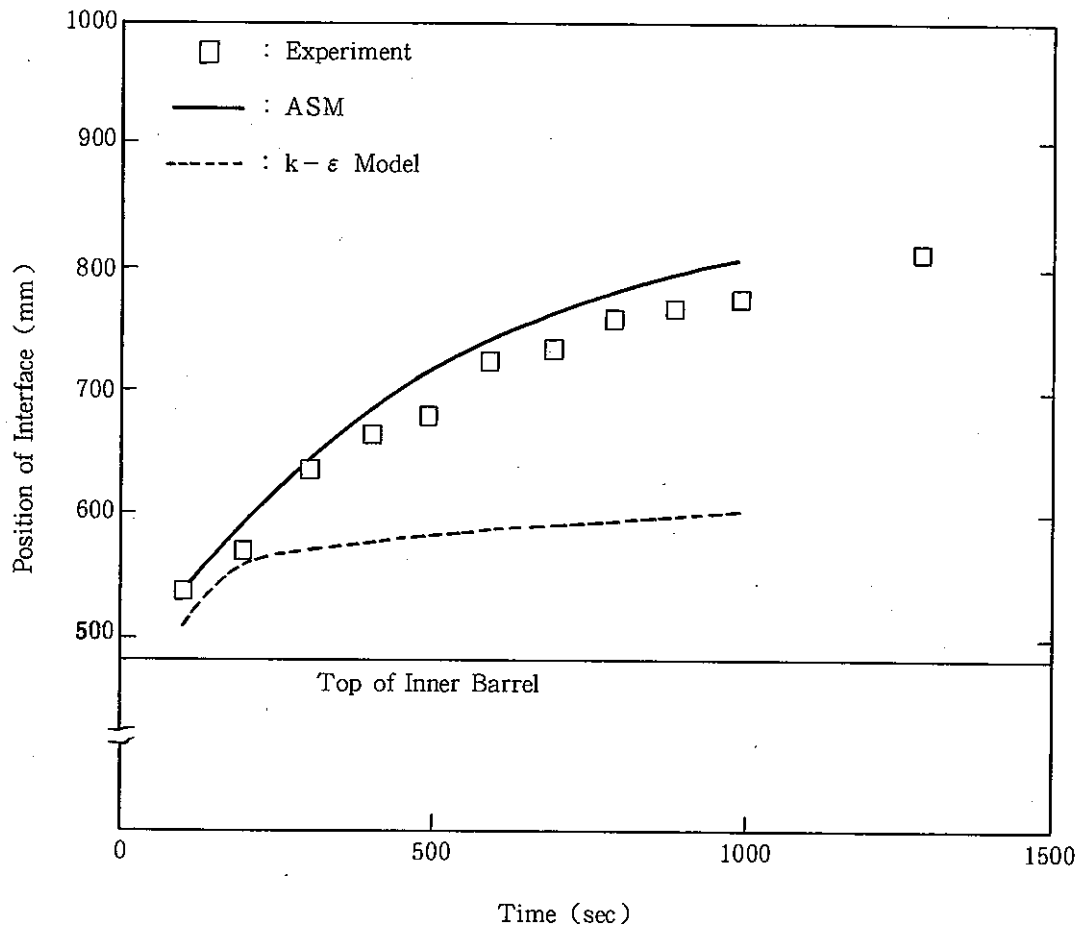


Fig. 5.7 Comparison of Rising Speed of Thermal Stratification Interface