

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

1988年12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3報)

～周波数領域における検討とそのモデル化～

村松寿晴^{*}, 松本雅彦^{**}

要 旨

高速増殖炉容器内に発生する温度成層化現象につき、乱流挙動に関する適切なモデルを確立するために、単相多次元熱流動解析コードAQUAの同現象に対する解析能力を水基礎実験を用いて再評価した。

得られた結果は、以下の通りである。

- (1) 温度成層界面に揺動が発生する領域での解析では、高次差分法と乱流モデルの併用によって高精度な解析が可能である。
- (2) 温度成層界面に揺動が発生しない領域での解析では、界面の上昇速度は連行現象に起因する温度ゆらぎの高周波成分に大きく依存することが判明した。
- (3) 従来の乱流モデルでは、温度ゆらぎの高周波成分を計算できないために温度成層界面の上昇速度を過小評価する。

この高周波成分の欠落分を補償するために、乱流プラントン数をフラックス・リチャードソン数の関数として取扱う改良モデルをAQUAに追加した。この改良モデルを用いて解析を行い、以下の結果を得た。

- (1) 温度成層界面に揺動が発生しない領域の水流動基礎実験では、成層界面の上昇速度が実験結果に近づくことが確認された。
- (2) 原型炉上部プレナム縮尺モデルによるNa実験の解析(揺動無)では、改良モデルの効果は小さい。これは、ナトリウムのペクレ数が水のそれに比べて2オーダー以上小さいため、現象自体が乱流拡散よりも分子拡散に強く支配されているためと考えられる。

* 大洗工学センター安全工学部原子炉工学室

** CSK

Investigation of Thermal Stratification Phenomena
in Reactor Vessels (3)

Frequency Characteristics and Model Improvement

Toshiharu Muramatsu^{*}
and Masahiko Matsumoto^{**}

Abstract

For the purpose of the establishment of analytical model for turbulent flow behavior related to an in-vessel thermal stratification phenomenon, applicability of a multi-dimensional thermohydraulic code AQUA to the phenomenon has been assessed through the analysis of a pool-type reactor scaled hot pool model test in water.

From the analysis by AQUA, the following results have been obtained:

- (1) A combined method of a higher-order difference scheme and turbulence model is advantageous for accuracy in the case with internal sloshing behavior of stratification interface.
- (2) A contribution of high frequency components of temperature fluctuation to the stratification interface rising speed is dominant in the case where the internal sloshing behavior is not predicted.
- (3) A calculated rising speed of stratification interface was underestimated because the old turbulent Prandtl number model was not able to explain high frequency components in the case without internal sloshing behavior.

To compensate the high frequency components, the flux Richardson number dependent model for turbulent Prandtl number has been implemented into AQUA.

Using the new model, the following results have been obtained:

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

** CSK Co. Ltd.

- (1) A calculated rising speed of stratification interface is closer to that of experiment in the case without internal sloshing behavior.
- (2) In the analysis of the sodium scaled model tests, the new model does not give significant influences onto the stratification phenomena due to a dominant molecular diffusivity effect.

目 次

第1章 緒 言	1
第2章 水流動基礎実験解析	2
2.1 解析モデル	2
2.1.1 実験の概要と結果の要約	2
2.1.2 計算ケースと計算条件	3
2.1.3 境界条件	3
2.2 解析結果と検討	4
2.2.1 定常計算結果	4
2.2.2 過渡計算結果	4
2.2.3 周波数解析結果	7
2.3 評 価	9
第3章 乱流プラントル数のフラックス・リチャードソン数依存モデル	11
3.1 モデル概要	11
3.2 水流動基礎実験での適用性確認	13
3.3 原型が上部ブレナム縮尺モデルNa実験での適用性確認	15
3.3.1 解析モデルと解析条件	15
3.3.2 解析結果と検討	15
3.4 評 価	16
第4章 結 言	19
謝 辞	20
参考文献	21

List of Table

Table 2.1 Analytical Cases for Thermal Stratification Test using Water

List of Figures

- Fig. 2.1 Schematic Figure of Water Test Section
- Fig. 2.2 Details of Structures in Core Outlet Model
- Fig. 2.3 Mesh Arrangements for Numerical Analysis of Thermal Stratification Test
- Fig. 2.4 Boundary Surfaces of Analytical Model
- Fig. 2.5 Temperature Transient at Inlet Boundary under $Ri=0.5$
- Fig. 2.6 Temperature Transient at Inlet Boundary under $Ri=1.1$
- Fig. 2.7 Temperature Transient at Inlet Boundary under $Ri=2.0$
- Fig. 2.8 Temperature Transient at Inlet Boundary under $Ri=4.1$
- Fig. 2.9 Temperature Transient at Inlet Boundary under $Ri=8.3$
- Fig. 2.10 Effect of Reynolds Number on Flow Pattern in Steady-State Condition under Coarse Mesh Arrangement
- Fig. 2.11 Effect of Reynolds Number on Flow Pattern in Steady-State Condition under Fine Mesh Arrangement
- Fig. 2.12 Temperature Transients in the Hot Plenum of Experiment and Analysis under $Ri=0.5$
- Fig. 2.13 Measured Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=0.5$
- Fig. 2.14 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=0.5$ using Coarse Mesh Arrangement
- Fig. 2.15 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=0.5$ using Fine Mesh Arrangement
- Fig. 2.16 Temperature Transients in the Hot Plenum of Experiment and Analysis under $Ri=1.1$
- Fig. 2.17 Measured Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=1.1$
- Fig. 2.18 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=1.1$ using Coarse Mesh Arrangement
- Fig. 2.19 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=1.1$ using Fine Mesh Arrangement
- Fig. 2.20 Temperature Transients in the Hot Plenum of Experiment and Analysis under $Ri=2.0$

- Fig. 2.21 Measured Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=2.0$
- Fig. 2.22 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=2.0$ using Coarse Mesh Arrangement
- Fig. 2.23 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=2.0$ using Fine Mesh Arrangement
- Fig. 2.24 Temperature Transients in the Hot Plenum of Experiment and Analysis under $Ri=4.1$
- Fig. 2.25 Measured Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=4.1$
- Fig. 2.26 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=4.1$ using Coarse Mesh Arrangement
- Fig. 2.27 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=4.1$ using Fine Mesh Arrangement
- Fig. 2.28 Temperature Transients in the Hot Plenum of Experiment and Analysis under $Ri=8.3$
- Fig. 2.29 Measured Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=8.3$
- Fig. 2.30 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=8.3$ using Coarse Mesh Arrangement
- Fig. 2.31 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=8.3$ using Fine Mesh Arrangement
- Fig. 2.32 Auto Power Spectral Density Functions of Measured Data under $Ri=0.5$
- Fig. 2.33 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Coarse Mesh Arrangement under $Ri=0.5$
- Fig. 2.34 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Fine Mesh Arrangement under $Ri=0.5$
- Fig. 2.35 Auto Power Spectral Density Functions of Measured Data under $Ri=1.1$
- Fig. 2.36 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Coarse Mesh Arrangement under $Ri=1.1$
- Fig. 2.37 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Fine Mesh Arrangement under $Ri=1.1$
- Fig. 2.38 Auto Power Spectral Density Functions of Measured Data under $Ri=2.0$
- Fig. 2.39 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Coarse Mesh Arrangement under $Ri=2.0$

- Fig. 2.40 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Fine Mesh Arrangement under $Ri=2.0$
- Fig. 2.41 Auto Power Spectral Density Functions of Measured Data under $Ri=4.1$
- Fig. 2.42 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Coarse Mesh Arrangement under $Ri=4.1$
- Fig. 2.43 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Fine Mesh Arrangement under $Ri=4.1$
- Fig. 2.44 Auto Power Spectral Density Functions of Measured Data under $Ri=8.3$
- Fig. 2.45 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Coarse Mesh Arrangement under $Ri=8.3$
- Fig. 2.46 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Fine Mesh Arrangement under $Ri=8.3$
- Fig. 2.47 Comparison of Rising Speed of Thermal Stratification Interface under $Ri=0.5$
- Fig. 2.48 Comparison of Rising Speed of Thermal Stratification Interface under $Ri=1.1$
- Fig. 2.49 Comparison of Rising Speed of Thermal Stratification Interface under $Ri=2.0$
- Fig. 2.50 Comparison of Rising Speed of Thermal Stratification Interface under $Ri=4.1$
- Fig. 2.51 Comparison of Rising Speed of Thermal Stratification Interface under $Ri=8.3$
- Fig. 3.1 Effect of Flux Richardson Number Dependence Model for Turbulent Prandtl Number on Rising Speed of Thermal Stratification Interface under $Ri=0.5$
- Fig. 3.2 Effect of Flux Richardson Number Dependence Model for Turbulent Prandtl Number on Auto Spectral Density Function under $Ri=0.5$
- Fig. 3.3 Effect of Flux Richardson Number Dependence Model for Turbulent Prandtl Number on Temperature Transient in the Hot Plenum under $Ri=0.5$
- Fig. 3.4 Effect of Flux Richardson Number Dependence Model for Turbulent Prandtl Number on Rising Speed of Thermal Stratification Interface under $Ri=8.3$
- Fig. 3.5 Effect of Flux Richardson Number Dependence Model for Turbulent Prandtl Number on Auto Spectral Density Function

- under $Ri=8.3$
- Fig. 3.6 Effect of Flux Richardson Number Dependence Model for Turbulent Prandtl Number on Temperature Transient in the Hot Plenum under $Ri=8.3$
- Fig. 3.7 Schematic Diagram of Test Section of 1/10 Scale Model Test II in Sodium
- Fig. 3.8 Boundary Conditions and Mesh Arrangement for 1/10 Scale Model Test II in Sodium
- Fig. 3.9 Sodium Temperature and Flow Rate at Core Outlet in 1/10 II Test No.4
- Fig. 3.10 Effect of Flux Richardson Number Dependence Model for Turbulent Prandtl Number on Axial Temperature Distribution of Sodium Experiment
- Fig. 3.11 Effect of Flux Richardson Number Dependence Model for Turbulent Prandtl Number on Rising Speed of Thermal Stratification Interface of Sodium Experiment
- Fig. 3.12 Predicted Temperature and Vector Field in the Upper Plenum of Sodium Experiment

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は原子炉出力が急激に低下し、炉心出口の冷却材の温度は急激に低下する。そして、原子炉上部プレナム内の高温の冷却材中に低温になった冷却材が流入してくる。この低温の冷却材は密度が大きいので、プレナム中に存在していた高温で密度の小さい冷却材の浮力が炉心から流出する低温冷却材の慣性力に優るようになると、プレナム上部に高温冷却材が停滞し下部のみを低温冷却材が流れるようになる。その結果、上部プレナムの垂直方向に定常的な温度勾配が出現する熱流動現象、いわゆる温度成層化現象が発生する。この現象が発生すると、温度成層界面の近傍の炉容器壁あるいは炉心上部機構等に時として無視できない熱応力が発生し、必要に応じて断熱構造を適用する等の対策が必要となる。このため、温度成層化現象が発生した時の成層界面近傍の熱流動挙動を精度良く予測することが要請されている。

本現象に対する多次元熱流動解析手法の精度向上に関しては、前報¹⁾で数値拡散による解の劣化を抑制できる高次差分法と空間的な乱流効果を考慮できる乱流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、これまで解析することができなかった水実験²⁾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、同じ手法を原型炉上部プレナムの縮尺モデルによるナトリウム実験の解析³⁾に適用した場合には、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。この原因については、前川らによって考察され、乱流に関するモデル化の不備が指摘されている¹⁾。

本研究では単相多次元熱流動解析コードAQUAで使用している乱流モデルの改良を目的として、電力中央研究所で実施されたリチャードソン数 Ri をパラメータとした温度成層化現象に関する一連の水流動基礎実験を解析する。そして、この解析で得られた温度時系列結果に対して自己パワースペクトル密度関数を計算し、実験でのそれと比較することによってモデル化における不備項目の同定とモデル改良を行う。最後に、改良したモデルを用いて原型炉上部プレナム縮尺モデルでのナトリウム実験を解析し、モデルの妥当性および限界を明らかにする。

第2章 水流動基礎実験解析

2.1 解析モデル

2.1.1 実験の概要と結果の要約

ここで対象とする水実験は、日本における大型タンク型FBRの成立性を明かにする研究²⁾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. 2.1～Fig. 2.2に示すように、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単純化した円筒形状の実験装置を用いて行われた。この実験装置は、電気出力1000 MW級タンク型炉の約1/15のスケールを有している。

温度成層化現象に及ぼすレイノルズ数 Re とリチャードソン数 Ri の影響を明かにするため実験は、炉心出口部からの噴流の Ri 数を 3.5～4.1 の比較的狭い範囲に固定し Re 数を 5900～26600 の範囲で変化させた場合と Re 数を 12300～25300 と十分大きくした条件の下で Ri 数を 0.5～13.8 と変化させた場合について行われている。

一連の実験により得られた結果を、以下に要約する。

(1) Re 数の影響 (Ri 数同一条件下; $Ri = 4.9$)

- ① 定常状態における平均的なホットプレナム内の流速分布は、 Re 数が 6000～20000 の範囲内ではほとんど変化しない。
- ② Re 数が 9000 以上の場合には内部スロッシングの発生が認められたが、 Re 数 9000 以下の場合には明瞭な内部スロッシングは発生せず、温度成層界面近傍の温度変動が小さくなる傾向がある。
- ③ 温度成層界面の上昇特性は、混合・遷移・連行段階に大別される。 Re が 9000 と小さい場合には界面近傍での乱流強度は小さく安定した界面が形成される。この結果、現象は熱伝導に支配されるようになるため、連行段階での界面の無次元上昇速度は遅くなる。一方、 Re 数が 10000 以上になると界面近傍の乱流強度は大きくなる。この結果現象は乱流拡散が卓越するようになり、連行段階での界面の無次元上昇速度は Re 数に対して一定となる。

(2) Ri 数の影響 (Re 数が 10000 以上の十分大きな条件下)

- ① 混合段階から連行段階に遷移する界面高さとその遷移時間、ならびに連行段階における界面の上昇速度等は、 Ri 数に強く依存しており Ri 数が大きくなるに従ってそれらは減少する傾向を示す。そしてこれらの特性量は、 Ri 数のみの関数として表現できる。
- ② 内部スロッシング現象は、 Ri 数が 1.0～5.0 の範囲の場合にのみ発生し、その無次元周期は Ri 数の約 $-1/2$ 乗に比例する。

2.1.2 計算ケースと計算条件

ここではAQUAコード⁷⁾を用い、一連の実験ケースの内、Table 2.1に示す5ケースを選定して解析を実施した。何れのケースの解析においても、 $k-\epsilon$ 2方程式の乱流モデルと壁関数固定モデル（固体壁に隣接する流体セルの運動エネルギー k およびその散逸率 ϵ ・局所平衡条件より求め、方程式は解かないモデル）を使用した。また、メッシュ効果を明かにするために、各計算ケースにつき2種類のメッシュ分割を使用した。

計算条件を以下に示す。

- メッシュ分割 : ① Fig. 2.3(a)に示す $19^i \times 22^k$ の一辺が2.50 cmの正方メッシュ系
 ② Fig. 2.3(b)に示す $38^i \times 44^k$ の一辺が1.25 cmの正方メッシュ系
 (i, k: x方向およびz方向のメッシュ・インデックス)

- 対流項差分法 : 運動量式……………QUICK
 エネルギー式……………QUICK-FRAM
 乱流量式……………1次風上差分法

2.1.3 境界条件

(1) 固体壁条件

Fig. 2.4に示す壁表面番号に対する境界条件を以下に示す。

- ①, ②, ③, ⑤, ⑦, ⑧, ⑩ : No-Slip, Adiabatic
 ④ : Outlet, Adiabatic
 ⑥ : Inlet, Constant
 ⑨ : Free-Slip, Adiabatic

(2) 炉心出口温度・流量条件

解析した5ケースの温度に関する過渡条件を、Fig. 2.5～Fig. 2.9にそれぞれ示す。これらの過渡条件は、実験により得られている入口温度の測定値である。なお、流量については、Table 2.1に示した値が実験中一定に保たれているものとした。

(3) 炉心出口乱流量条件

乱流運動エネルギー k_B とその散逸率 ϵ_B は、以下の値を用いた。

$$k_B = 0.001 \cdot U_B^2$$

$$\epsilon_B = C_\mu^{3/4} \cdot k_B^{3/2} / \ell_m$$

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。

2.2 解析結果と検討

2.2.1 定常計算結果

Table 2.1 に示した様に、今回選定した解析ケースは、何れも Re 数が 10000 を越えている。Re 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を実験は示している。解析においても、この実験的知見があてはまるか否かをメッシュ効果の解明と共にを行った。Fig. 2.10 に粗メッシュ体系を用いた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、Re 数が 6700 と 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。計算した 5 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計算ケース間でも有意な差異は認められない。この結果から、解析においても Re 数が 6000 ～ 20000 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、実験結果からの知見を再現していることが分かる。Fig. 2.11 に細メッシュ体系を用いた解析で得られた定常フローパターンを示す。ここでの結果についても、粗メッシュ体系を用いて得られた傾向と同様に、実験により得られた流速分布を忠実に再現していることが分かる。また、ホットプレナム内の平均的な流速分布は、粗メッシュ体系を用いて得られたものと大きな違いはみられず、流動場のみ解析に限ってはメッシュ効果は無いと判断できる。

2.2.2 過渡計算結果

(1) ケース B 1 ($Ri = 0.5$)

Fig. 2.12 に Ri 数が 0.5 のケースについて得られた容器内温度の過渡変化の解析結果を実験結果と共に示す。図中において、□印を伴った細線が実験結果、□印を伴った太線が粗メッシュ体系を用いて得られた計算結果、および■印を伴った太線が細メッシュ体系を用いて得られた計算結果である。まず、粗メッシュ体系を用いて得られた計算結果については、実験では見られない大きな温度振動挙動が比較対象点 2, 3, 4, 7 および 11 で見られる。また、比較対象点 4, 8 および 12 においては、実験結果が 100 秒を過ぎた辺りから温度降下を起こすのに対し、粗メッシュ体系を用いて得られた計算結果では、400 秒の計算中初期温度を維持したままである。これについては後程触れるが、計算により得られた温度成層界面の上昇速度が実験結果に比べて遅いことに起因している。

次に、細メッシュ体系を用いて得られた計算結果を見てみると、容器内の何れの場所においても温度振動挙動は確認できず、全体的には実験結果と良好な一致傾向を示す。しかし、比較対象点 4, 8 および 12 における温度降下開始時間は実験結果に比べて遅く、細メッシュ体系にしてもなお温度成層界面の上昇速度を過小評価している。比較対象点 1, 5, 6, 9 および 10 等の温度成層界面より下方での温度挙動については、粗メッシュおよび細メッシュでの計算結果と

も実験結果を良好に再現している。

Fig. 2.13～Fig. 2.15 に実験ならびに粗および細メッシュ体系を用いた計算で得られた温度成層界面の 202 秒以降 20 秒間に渡る挙動を示す。Fig. 2.13 に示した実験結果の等温線図の作成に当たっては、測定点が少ないためかなり粗い温度内挿処理を施したが、温度成層界面の位置を識別する上では十分である。Fig. 2.14 に示した粗メッシュ体系を用いた計算結果では、温度成層界面に揺動が発生していると共に温度成層界面の発生位置が、実験結果に比べかなり低い位置となっていることが分かる。一方、Fig. 2.15 に見られる様に細メッシュ体系を用いた計算結果では、温度成層界面に揺動は発生しておらず、また温度成層界面の発生位置も実験結果に近づいていることが分かる。

(2) ケース B 2 ($Ri = 1.1$)

Fig. 2.16 に Ri 数が 1.1 のケースについて計算された容器内温度の過渡変化を実験結果と共に示す。図中、□印を伴った太線で示したグラフから分かるように、粗メッシュ体系での計算は、実験結果に比べより強調された温度成層界面の揺動が見られる。例えば、比較対象点 2 について見ると、実験では温度成層界面に揺動が見られないのに対し、計算では、揺動が発生している。また、比較対象点 3, 4, 7 および 11 では、計算から求まる揺動の振幅が実験に比べかなり大きいものとなっている。一方、細メッシュ体系を用いた計算結果では、各比較対象点ともかなり実験結果に近い挙動を示している。しかし、比較対象点 4, 8 および 12 については、温度成層界面の上昇速度が過小評価されているために実験で見られる 250 秒付近からの温度降下が再現されていない。

Fig. 2.17 に実験結果から作成した温度成層界面の等温線図を、また Fig. 2.18～Fig. 2.19 に粗および細メッシュ体系の計算結果から作成した等温線図を示す。粗メッシュ体系を用いた計算結果では、Fig. 2.16 で触れた様に温度成層界面にかなり大きな揺動が見られるが、細メッシュ体系を用いた計算ではそれ程大きなものとなっていない。また、温度成層界面の軸方向温度勾配（等温線の間隔）についても、細メッシュ体系を用いた計算結果の方が急な温度勾配持っていることが分かる。

(3) ケース B 3 ($Ri = 2.0$)

Fig. 2.20 に Ri 数が 2.0 のケースについて計算された容器内温度の過渡変化を示す。このケースは、実験結果から分かる様に、温度成層界面の揺動が明瞭に発生しているケースである。まず、粗メッシュ体系を用いた計算結果を見てみると、実験結果が示している程の温度成層界面の揺動を再現できていない。また、比較対象点 7, 8 および 11 では、150 秒辺りからの温度降下挙動が実験結果に比べて微小である。これは、前ケースでも触れた様に、温度成層界面の上昇速度の過小評価に起因しているものと考えられる。一方、細メッシュ体系を用いた計算結果では、全体的に実験結果を良好に模擬している。ただし、比較対象点 2, 3, 4, 11 および 12 において見られる様に、温度成層界面の揺動振幅は実験結果よりも大きく予測されている。

Fig. 2.21～Fig. 2.23 に実験ならびに粗および細メッシュ体系を用いた計算で得られた温度成層界面の挙動を20秒間について示す。Fig. 2.22に示す粗メッシュ体系を用いた計算結果では、明瞭な温度成層界面の揺動が認められない。一方、Fig. 2.23に示す細メッシュ体系を用いた計算結果では、温度成層界面に振幅のかなり大きい揺動が見られる。この図では、温度成層界面下側の高温流体が、比較的大規模な進行過程によって剥ぎ取られてゆく様子が良く模擬されている。

(4) ケース B 4 ($Ri = 4.1$)

Fig. 2.24に Ri 数が4.1のケースについて計算された容器内温度の過渡変化を実験結果と共に示す。実験によれば、このケースも温度成層界面に揺動が発生する Ri 数の範囲に含まれるものであり、実験結果では比較対象点3および11でその揺動が認められる。しかし、粗メッシュ体系を用いた計算結果は、何れの比較対象点においても温度成層界面の揺動を示していない。さらに、比較対象点3, 7および11においては、温度成層界面の上昇速度の過小評価によって温度降下挙動が抑えられた結果となっている。これに対し、細メッシュ体系を用いた計算結果では、前ケースと同様に全体的に温度成層界面の揺動振幅を実験結果よりも大きく予測している。この結果、温度成層界面には揺動挙動が、実験では認められなかった比較対象点4, 8および12にまで現れている。

Fig. 2.25～Fig. 2.27に実験ならびに粗および細メッシュ体系を用いた計算で得られた温度成層界面の挙動を20秒間について示す。粗メッシュ体系を用いた計算結果では、温度成層界面の揺動が明瞭に認められていないのに対し、細メッシュ体系を用いた計算結果では、明瞭に視認できる。また、温度成層界面の発生位置にも違いが認められ、細メッシュ体系を用いた計算結果の方が粗メッシュ体系を用いた場合よりも高い位置にある。

(5) ケース B 7 ($Ri = 8.3$)

Fig. 2.28に容器内温度の過渡変化を実験結果とともに示す。このケースは、実験結果からわかる通り、温度成層界面に揺動が発生しない Ri 数領域でのものである。計算結果と実験結果の全体的な一致傾向は良好であるが、温度成層界面近傍については両計算結果共に違いが見られる。例えば、比較対象点2および3については、温度降下を起こし始める時間が実験結果に比べて遅いと共にその値も小さい。この原因は、前ケースと同様に温度成層界面の上昇速度を実験結果に比べ過小評価していることによるものと考えられる。

温度成層界面の挙動を実験結果ならびに粗および細メッシュ体系を用いた計算結果について、Fig. 2.29～Fig. 2.31に示す。両計算結果とも、温度成層界面の発生位置はほぼ同位置であるが、細メッシュ体系を用いた計算結果の方が温度勾配が急（等温線間隔が密）である。これは、粗メッシュ体系を用いた計算では、メッシュ幅が大きいために温度勾配が鈍化されたことによるものと考えられる。

2.2.3 周波数解析結果

温度成層界面の上昇過程に重要な役割を果たす連行現象を現象論的に捉えるため、今回解析した各実験ケースについて温度ゆらぎの自己パワースペクトル密度関数を計算した。周波数解析に使用した温度時系列データは、入力印加した境界過渡条件が終了し、温度成層界面の揺動挙動が定常的に持続している150秒～350秒の範囲のものを基本的に採用した。サンプリング間隔は、実験データについてはデータ収録時間である0.05秒を採用し、解析結果については計算に用いた時間刻み幅 $\Delta t = 0.05$ 秒をそのまま使用した。したがって、周波数解析における打ち切り周波数は10 Hzとなる。また、エイリアシング誤差の混入を極力排除し、且つ解析のS/N比を極力高めた計算値を得るため、周波数解析に先立ちラグ・ウィンドウDの範囲を変化させてその効果を調べた。この結果、ラグ・ウィンドウDの値として、100近傍の値が最適であることが認められたため、全ケースともこの値を採用した。各周波数解析結果においては、直流成分除去の不十分さから0.015 Hz近傍に優勢なピークが発生してしまっているが、温度成層化挙動の現象論的把握の観点からは問題とならない周波数領域（温度成層界面に揺動が発生した場合の周期が最高でも6秒であり、連行現象はこれよりも高周波側で発生しているため）であるのでこのままとした。

(1) ケースB1 ($Ri = 0.5$)

容器内各点における温度ゆらぎの自己パワースペクトル密度関数を実験結果ならびに粗および細メッシュ体系での計算結果に対して、それぞれFig. 2.32～Fig. 2.34に示す。これらの図では、優勢な周波数領域の存在位置を明確に把握するために、最大強度を示す周波数成分での値で規格化してある。したがって、縦軸のスケールは、任意目盛である。

まず、実験結果に関する周波数解析結果を見てみると、容器内の流動について大きく3つの領域に分類できることが分かる。すなわち、温度成層界面の下側、温度成層界面近傍および温度成層界面の上側である。温度成層界面の下側は、主に炉心から流出した低温流体が流れる領域であり、比較対象点1, 2, 5, 6および9がそれに相当する。この領域においては、プレナムにもともと存在していた高温流体との混合は微小であるため、流体混合に起因する温度ゆらぎ量は小さく0.1 Hz以上の周波数成分の寄与はほぼ無い。温度成層界面の近傍においては、乱流挙動に起因した微小渦による連行過程（ケルビン・ヘルムホルツの不安定挙動）が発生するため、高温流体の低温流体への取り込みが顕著に現れ、温度ゆらぎ量も大きくなると考えられる。比較対象点7, 11および11がこの領域に相当し、0.1 Hz以上の周波数成分の寄与割合が増している。温度成層界面の上側においては、高温流体が定常的に停滞しているため、温度ゆらぎ量はほぼ無い。このため、0.1 Hz以上の周波数成分はほとんど無い。

Fig. 2.33に示した粗メッシュ体系を用いた計算結果では、実験結果からの傾向と大きな違いが認められる。すなわち、容器内において温度成層界面に揺動が発生しているため、比較対象点2, 3, 6, 7および11では優勢な周波数成分が識別できる。また、揺動が容器内全体に渡って

いるために温度ゆらぎが定常的になり、比較対象点 4 および 12 では 0.1 Hz 以上の周波数成分の割合が大きなものとなっている。

Fig. 2.34 に示した細メッシュ体系を用いた計算結果では、容器内に温度成層界面の揺動が発生していないため、優勢なピークは見られない。また、実験結果において見られた連行現象発生に伴う 0.1 Hz 以上の周波数成分も見られない。

(2) ケース B 2 ($Ri = 1.1$)

Fig. 2.35～Fig. 2.37 に Ri 数が 1.1 のケースについて求められた自己パワースペクトル密度関数を示す。実験では、温度成層界面に若干の揺動が見られたケースである。まず、実験での全体的な周波数特性は、 Ri 数が 0.5 の場合と同様である。ただし、温度成層界面も揺動が若干存在するため、温度成層界面の上側（比較対象点 4, 8 および 12）において 0.1 Hz 以上の周波数成分の寄与が増大している。

Fig. 2.36 に示した粗メッシュ体系を用いた計算結果では、多くの比較対象点において揺動周期に対応した優勢な周波数成分の存在が認められる。しかし、実験結果において見られた様な連行過程による 0.1 Hz 以上の周波数領域の存在は無い。

Fig. 2.37 に示した細メッシュ体系を用いた計算結果においても、粗メッシュ体系を用いた場合とほぼ同様で、連行現象に起因した 0.1 Hz 以上の周波数領域は現れていない。

(3) ケース B 3 ($Ri = 2.0$)

Fig. 2.38～Fig. 2.40 に Ri 数が 2.0 のケースについて求められた自己パワースペクトル密度関数を示す。実験では、温度成層界面に大きな揺動が見られたケースである。まず、実験結果から得られた周波数特性では、温度成層界面の揺動周期に対応する優勢な周波数ピークと連行現象に起因する 0.1 Hz 以上の周波数領域とが各比較対象点において見られる。この領域は、 Ri 数が 1.1 でのものと同様である。

一方、粗メッシュ体系を用いた計算結果では、温度成層界面に揺動が見られる比較対象点 2, 6, 7 および 10 においては、それに対応する周波数成分が存在するものの、連行現象に起因した高周波成分の寄与は微小である。

Fig. 2.40 に示した細メッシュ体系を用いた計算結果では、粗メッシュ体系を用いた計算結果よりも明瞭に温度成層界面の揺動が認められたため、広範囲な比較対象点でそれに相当する周波数成分が現れている。しかし、粗メッシュ体系を用いた計算結果と同様に、連行現象に起因する高周波側の周波数成分は現れていない。

(4) ケース B 4 ($Ri = 4.1$)

Fig. 2.41～Fig. 2.43 に実験結果、粗および細メッシュ体系を用いた計算結果に対する周波数解析結果を示す。Fig. 2.41 に見られる実験結果に対する全体的な傾向は、 Ri 数が 2.0 の場合のものと同様である。

Fig. 2.42～Fig. 2.43 に示した両計算結果に対する傾向についても、揺動周期に対応する位

置に優勢なピークが見られるが、連行現象に起因する周波数成分は認められない。

(5) ケース B 7 ($Ri = 8.3$)

Fig. 2.44～Fig. 2.46に実験結果粗および細メッシュ体系を用いた計算結果に対する周波数解析結果を示す。このケースは、温度成層界面に揺動が発生しない Ri の領域でのものである。このため、Fig. 2.44に示した実験結果に対する周波数特性は、連行現象に起因した周波数成分のみが支配的な傾向となっている。

Fig. 2.45～Fig. 2.46に示した両計算結果に対する傾向については、連行現象に起因する周波数成分は認められない。

2.3 評 価

ここでは、計算で得られた温度成層界面の上昇特性を実験結果と比較することにより、温度成層化現象の解析における問題点を抽出する。

Fig. 2.47～Fig. 2.51に温度成層界面の上昇速度の計算値（連行段階のみ）を実験値と比較して示す。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、点線が粗メッシュ体系を用いた場合の計算結果であり、実線が細メッシュ体系を用いた場合の計算結果である。なお、各図の横軸および縦軸は、下式を用いて無次元化を施してある。

$$t^* = U \cdot t / D$$

$$z^* = Z / H$$

ここで、 U は炉心出口での低温流体の断面平均流速、 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。この温度成層界面の高さは、各計算ケースについて全温度差（初期温度－過渡変化終了後温度）の50%になる位置を採用している。

まず、 Ri 数が0.5であるケース B 1 (Fig. 2.47)では、粗および細メッシュ体系を用いた両計算結果共に温度成層界面の上昇速度を大幅に過小評価している。計算体系を細メッシュ体系に変更することで界面の上昇速度はかなりの改善を示すが、実験結果の約半分程度の上昇速度でしかない。

Fig. 2.48に示した Ri 数が1.1のケースでは、計算体系を粗メッシュ体系から細メッシュ体系に変更することによって、温度成層界面の発生位置がほぼ実験結果に一致するようになっている。この両計算ケースでは、上昇速度に大きな違いは見られない。

Fig. 2.49に示した Ri 数が2.0のケースにおいても、計算体系を粗メッシュ体系から細メッシュ体系に変更することによって、温度成層界面の発生位置がほぼ実験結果に一致するようになる。

Ri 数が4.1のケース (Fig. 2.50)についても同様である。しかし、Fig. 2.51に見られる Ri 数が8.3のケースにおいては、計算体系を粗メッシュ体系から細メッシュ体系に変更することの効果は微小で、温度成層界面の発生位置が若干上側にスライドするも実験結果よりも低い位

置を占めている。また、温度成層界面の上昇速度についても、改善の効果は小さい。

以上述べてきた解析の現象模擬性をまとめると以下の様になる。

解析ケース	Ri 数	界面揺動 有無	界面揺動 模擬	周波数成分模擬		界面上昇速度 模擬
				低周波	高周波	
B 1	0.5	無	—	○	×	×
B 2	1.1	有	○	○	×	○
B 3	2.0	有	○	○	×	○
B 4	4.1	有	○	○	×	○
B 7	8.3	無	—	○	×	×

以上の傾向から、次のことが言える。すなわち、温度成層界面に揺動が発生する Ri 数領域 (B 2, B 3, B 4) の現象は、界面の揺動に起因する比較的大規模な渦運動に支配され、微細渦による熱輸送効果は微小であることが想定される。このため、解析において高周波成分が模擬できていないにもかかわらず、温度成層界面の上昇速度は実験結果と良好な一致を示したと判断できる。一方、温度成層界面に揺動が発生しない Ri 数領域 (B 1, B 7) の現象では、界面に揺動が存在しないために、相対的に微細渦による熱輸送効果が表面化したと考えられる。このような Ri 数領域での解析では、高周波成分が計算されないことによって、温度成層界面の上昇速度を過小評価したと判断できる。つまり、微細渦の様な小規模な運動を記述する工学モデル、すなわち乱流のモデル化に関する不備が表面化したことによる結果であると考えられる。この様な微細現象の解析に関しては、メッシュ幅を可能な限り細分化すると同時に時間刻み幅も可能な限り微小に取り、現象自体を直接的に取扱うことも考えられる。しかし、工学的適用面を考慮すると高周波成分の欠落分を何らかの工学的モデルによって捕う必要がある。

第3章 乱流プラントル数のフラックス・リチャードソン数 依存モデル

3.1 改良モデルの概要

温度成層界面に揺動が発生しない場合に、成層界面近傍の軸方向温度輸送を支配する効果は、上下方向の温度勾配による乱流拡散である。AQUAにおいては、この効果を渦粘性モデルを導入して、以下のように考慮に入れている。

$$\text{乱流拡散係数 } \lambda_t = C_p \mu_t / P_{rt} \quad (3.1)$$

ここで、 C_p : 流体比熱

μ_t : 乱流粘性係数 ($= \rho C_\mu k^2 / \epsilon$)

P_{rt} : 乱流プラントル数

である。上式中に現れる乱流粘性係数 μ_t は、乱流運動エネルギー k 、その散逸率 ϵ および経験定数 $C_\mu (= 0.09)$ とを用いて、代数的に算出している。また、乱流プラントル数 P_{rt} は、乱流粘性係数 μ_t と乱流拡散係数 λ_t との比を表わすもので、AQUAでは一般的に0.9の一定値を使用している。一方、これら係数を算出するに当たって基本となる乱流運動エネルギー k およびその散逸率 ϵ の輸送方程式中での浮力(温度勾配)効果は、生成項中に以下に示す G 項を導入することによって考慮している。

まず、乱流運動エネルギー k の正味の生成量 P は、

$$P = P_k + G_k \quad (3.2)$$

であり、レイノルズ応力による生成量 P_k と浮力による生成量 G_k の合計として規定される。各生成量は、それぞれ

$$P_k = \mu_t \frac{\partial u}{\partial y} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (3.3)$$

$$G_k = g \beta \frac{\lambda_t}{P_{rt}} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (3.4)$$

によって計算される。ここで、

u, v : x 方向, y 方向平均流速

x, y : 座標

g : 重力加速度

β : 体積膨張係数

T : 平均温度

である。また、乱流運動エネルギーの散逸率 ϵ の正味の生成量 D は、

$$D = C_{e1} \frac{\epsilon}{k} (P_k + G_k) \left(1 - C_{e3} \frac{-G_k}{P_k + G_k}\right) \quad (3.5)$$

によって計算される。上式中の $-G_k / (P_k + G_k)$ は、フラックス・リチャードソン数 Ri, f であり、浮力効果に対する慣性力のバランスを表現する。AQUAでは、この値に対して経験定数 C_{e3} ($= 0.70$) を導入し、経験的知見を基にフラックス・リチャードソン数 Ri, f の効果を方程式に加味している。したがって、輸送方程式に限っては、浮力と慣性力のバランスに応じた種々の現象の解析に対して柔軟性を持っていると言える。

一方、(3.1) 式および(3.4) 式に現れる乱流プラントル数 P_{rt} については、多くの実験論文で浮力と慣性力とにより規定されるフラックス・リチャードソン数 Ri, f の関数としてまとめられている。Launder のモデル⁴⁾ によれば、

$$\frac{\lambda_t}{\mu_t} = P_{rt}^{-1} = \sigma_{t0} \frac{1.59 + Ri, f (3.0 \phi - 5.22)}{1.59 - Ri, f (0.5 \phi_t + 2.82)} \quad (3.6)$$

で表わされる。ここで、

σ_{t0} : 等温時の P_{rt}^{-1} ($= 1.0$, Farouk-Guceri)

ϕ_t : 経験定数 ($= 1/3.2$)

ϕ : 経験定数 ($= 0.2$)

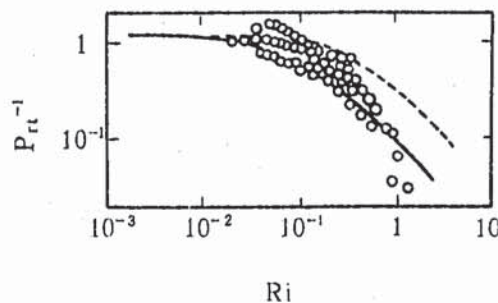
である。一方、Ellison のモデル⁵⁾ では、

$$\frac{\lambda_t}{\mu_t} = P_{rt}^{-1} = \sigma_{t0} \frac{1 - Ri, f / Ri, fc}{(1 - Ri, f)^2} \quad (3.7)$$

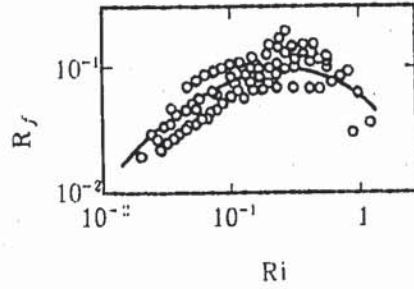
で表わされる。ここで、

Ri, fc : 限界フラックス・リチャードソン数 ($= 0.10$)

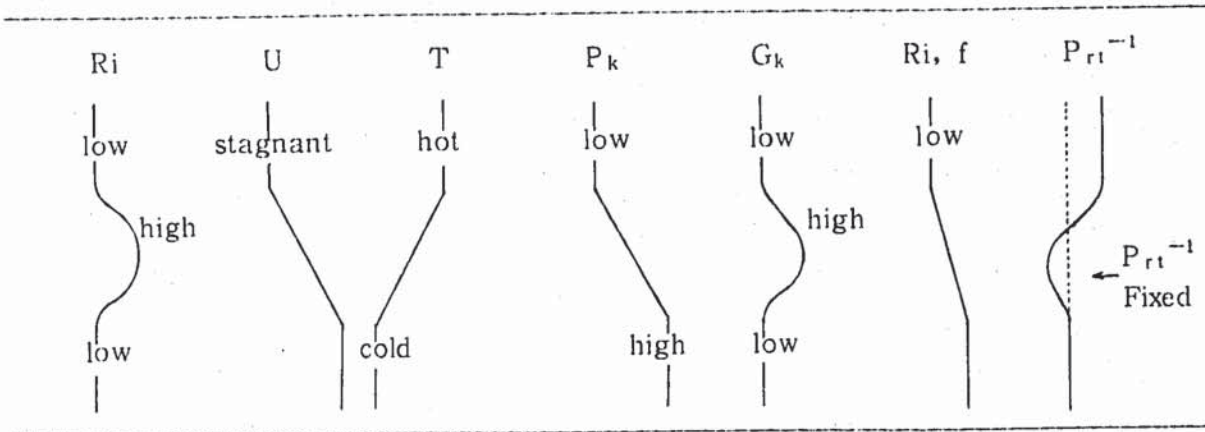
である。以下に、乱流プラントル数の逆数と勾配リチャードソン数との関係⁶⁾ を示す。



図中の実線は、 $\sigma_{t0} = 1.2$, $Ri, fc = 0.1$ とおいて Ellison の式から計算した結果⁶⁾ であり、破線は Launder の与えた式を用いた計算結果である。また、フラックス・リチャードソン数と勾配リチャードソン数との関係⁶⁾ を以下に示す。



この結果より、フラックス・リチャードソン数は勾配リチャードソン数の増加と共に増大し、勾配リチャードソン数が0.25近傍でフラックス・リチャードソン数は0.10の極大値をとる。さらに、勾配リチャードソン数が0.25を越えて大きくなると、フラックス・リチャードソン数は再び小さくなる。この傾向は、温度成層界面の近傍においては定性的に以下の効果を生じさせる。



すなわち、温度成層化現象が発生した場合を考えると、勾配リチャードソン数 Ri は温度成層界面の中心付近に最大値を持つ分布となる。この場合、平均流速 U は、界面の下側で大きく（乱流場）、界面の上側ではほぼゼロ（層流場）となっている。また、平均温度 T は、界面の下側で低く、界面の上側で高くなっている。この結果、レイノルズ応力による乱流運動エネルギー k の生成量 P_k と浮力による生成量 G_k の分布は図のようなものとなる。最終的には、このような状態量の空間分布から、乱流プラントル数の逆数 P_{rt}^{-1} は温度成層界面の上側で大きくなり、これによって全体的な乱流拡散量が増すことが予想される。

今回は、AQUAに Launder のモデルを適用して乱流プラントル数の補正の効果を調べる。

3.2 水流动基礎実験での適用性確認

改良モデルの有効性を調べるために、前章で用いた水流动基礎実験の内リチャードソン数 Ri が0.5および8.3のケースを対象として解析を行なった。これらの実験ケースは前述した様に、温度成層界面に揺動が発生しないケースであり、高周波成分の寄与割合が大きいと判断されたケースである。前章でのオリジナル乱流モデルを用いた解析では、この高周波成分が計算され

なかったために、細メッシュ体系を用いて計算を行ったにもかかわらず温度成層界面の上昇速度を大幅に過小評価してしまったと判断された。

ここでの計算は、前章で使用した細メッシュ体系と計算条件をそのまま流用し、改良モデルの有無による両者の結果を比較した。

(1) ケース B 1 ($Ri = 0.5$)

Fig. 3.1 に容器内温度の過渡変化を実験結果と共に示す。図中において、□印を伴った細線が実験結果、□印を伴った太線が改良モデルを使用していないAQUAオリジナルの計算結果および■印を伴った太線が今回改良したモデルを使用した場合の計算結果である。まず、改良モデル使用の有無による結果の違いは、容器内の上方で顕著である。すなわち、比較対象点 1, 2, 3, 5, 6, 7, 9, 10 および 11 の様な位置は、慣性力が支配的でありほぼ等温な領域に含まれるため、今回の改良モデルの効果は小さい。一方、比較対象点 4, 8 および 12 は、温度成層界面の上方に位置しているため、慣性力よりもむしろ浮力が支配的な領域であると言える。このため、今回改良を行ったモデルの効果が現れ易い領域である。同位置での両計算結果の差異は、温度降下を起し始める時間に顕著に見られ、今回改良したモデルを使用した場合の方が早い時間に温度降下を開始している。これは、温度成層界面の上昇速度が改良モデルの使用によって、改善されたことを表わしている。詳細については、後述する。比較対象点 4, 8 および 12 における実験結果との一致度については、大きな改善は見られない。すなわち、改良モデルの使用によって温度降下を開始する時間が多少早まったものの、実験結果との時間的な差は約 150 秒と依然大きなものとなっている。

Fig. 3.2 に容器内各点での温度ゆらぎの自己パワースペクトル密度関数を示す。図中において、実線がオリジナル乱流モデルによる細メッシュ体系を用いた場合の計算結果および破線が改良モデルによる細メッシュ体系を用いた場合の計算結果である。結果より、改良モデルを使用することによって、高周波成分がかなり補償されていることがわかる。しかし、Fig. 2.32 に示した実験結果との比較では、その補償は不十分である。

Fig. 3.3 に温度成層界面の上昇速度の比較を示す。図中において、白丸および黒丸がそれぞれ目視および計測による実験結果である。また、点線が粗メッシュ体系を用いた場合の解析結果、実線がオリジナル乱流モデルによる細メッシュ体系を用いた場合の解析結果および一点鎖線が改良モデルによる細メッシュ体系を用いた場合の解析結果である。結果より、改良モデルを使用した場合の方が、改良モデルを使用しない場合に比べ、温度成層界面の上昇速度が早くなり実験結果に近づいている。しかし、依然として過小評価傾向を示している。

(2) ケース B 7 ($Ri = 8.3$)

Fig. 3.4 に容器内温度の過渡変化を実験結果と共に示す。図中で使用した線種およびシンボルの意味は、ケース B 1 のものと同じである。まず、改良モデル使用の有無による計算結果の違いは、比較対象点 2 および 3 で顕著である。同位置における両計算結果の違いは、温度降下を

起こし始める時間に明瞭に見られ、今回改良したモデルを使用した場合の方が早い時間に温度低下を開始している。これは、温度成層界面の上昇速度が改良モデルの使用によって、改善されたことを表わしている。

Fig. 3.5 に容器内各点での温度ゆらぎの自己パワースペクトル密度関数を示す。図中において、実線がオリジナル乱流モデルによる細メッシュ体系を用いた場合の計算結果であり、破線が今回の改良モデルによる細メッシュ体系を用いた場合の計算結果である。結果より、今回の改良モデルを使用することによって、欠落した高周波成分の多くが補償されていることが分かる。

Fig. 3.6 に温度成層界面の上昇速度の比較を示す。図中で使用した線種およびシンボルは、ケース B1 のものと同じである。結果より、今回の改良モデルを使用した場合の方が使用しない場合に比べ、界面の上昇速度が実験結果と良く一致するようになっていることが分かる。

3.3 原型炉上部プレナム縮尺モデル Na 実験での適用性確認

3.3.1 解析モデルと解析条件

ここで取り上げた検証問題は、「もんじゅ」原子炉容器上部プレナムを $1/10$ 縮尺（ただし、内筒上端より上部については軸方向寸法のみ実寸大）で模擬した試験体を用いて行われたナトリウム実験³⁾である。試験体の概略を Fig. 3.7 に示す。本試験体は、内筒上端より上部での熱流動挙動を調べることを主目的として製作された。試験体の特徴としては、炉心上部機構内部には断熱材を充填することにより断熱条件が確保された。また、炉心出口部は、多孔質板によって内側炉心燃料領域までが模擬されている。過去に実施された実験解析¹⁾では、温度成層界面の上昇速度を実験結果の約 $1/3$ 程度に過小評価している。

今回の解析では、過去の解析結果との比較を行うために、解析メッシュ系および解析条件をそのまま使用した。Fig. 3.8 に解析に用いた境界条件およびメッシュ分割を示す。メッシュ分割は、x方向44、z方向87で総計2588セルであり、この解析体系は文献1)中のCase-10H2に相当する。Fig. 3.9 に炉心出口におけるナトリウム温度と流量の過渡境界条件を示す。

3.3.2 解析結果と検討

Fig. 3.10 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。図中の各シンボルが実験結果、実線が文献1)で報告された解析結果および点線が今回の改良モデルを用いた解析結果である。両解析結果の実験結果との比較では、全体的に今回の改良モデルを用いた場合の方が実験結果に一致する傾向を示している。この一致傾向は、いずれの時間断面についても温度成層界面の上部で改良モデルの効果が大きい。しかし、温度成層界面の下部については、有意な改良モデルの効果は現れておらず、上部に比べるとその一致傾向は不

十分である。Fig. 3.11 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、△印が文献1) で報告された解析結果、▼印が今回の改良モデルを用いた解析結果である。また、○印は文献1) で報告された結果の内、△印での解析体系よりもさらに細かいメッシュ分割を用いた場合の解析結果である。まず、△印と▼印との比較については、▼印の結果の方が温度成層界面の上昇速度は早く、今回の改良モデルの効果が現れている。しかし、実験結果との比較においては、その上昇速度は大幅な過小評価傾向を示し、一致度は不十分である。また、文献1) で報告された○印の解析結果についても、同様に過小評価傾向を示している。Fig. 3.12 に今回の解析で予測された上部プレナム内の温度と流速の分布を 100 秒毎に示す。まず、試験開始後 100 秒での結果では、温度成層界面が内筒の直下に存在するために炉心から流出したナトリウムが内筒上部で直接界面の下部を押し上げている様子がわかる。しかし、試験開始後 200 秒以降は、温度成層界面が上昇し内筒上部より離れてゆくために、ナトリウム流は直接的には界面に影響を及ぼさなくなる。すなわち、炉心より流出したナトリウム流は、一旦内筒の軸方向中央部に衝突して内筒に沿う上昇流に遷移するが、その上昇流の大半は大きな運動量を持ったまま出口配管部に向かう。このため、温度成層界面より下の上部プレナム内においては、大きな循環流は形成されない。

3.4 評 価

ここでは、水流動基礎実験および原型炉上部プレナム縮尺モデル Na 実験の解析結果を基に、今回適用した改良モデルの能力および限界を明かにする。まず、各実験解析により得られた結果は以下の通りである。

- (1) 温度成層界面に揺動が発生しない $Ri = 0.5$ および 8.3 の水流動基礎実験ケースについての解析では、今回適用した改良モデルによって実験結果での温度成層界面の上昇速度を再現することが可能である。
- (2) 原型炉上部プレナム縮尺モデル Na 実験については、今回の改良モデルを用いることによって温度成層界面の上昇速度を実験結果に近づけることは可能であるが、その改善の度合いは小さく実験結果を依然大幅に過小評価する。

以上の結果より分かる様に、今回の改良モデルを用いることによって温度成層界面の上昇速度を大きく評価し、実験結果に近づけることが可能である。これは、第 2.3 節で述べた高周波成分の欠落分を今回の改良モデルが補っていることを意味している。しかし、ナトリウムを用いた同現象の実験解析結果では、その改良の効果は非常に小さい。これは、作動流体が水からナトリウムに変わることによって、乱流プラントル数のフラックス・リチャードソン数依存モデルに変化が生じていることが主原因であると考えられる。すなわち、ナトリウムを作動流体とした同実験では、水を作動流体とした実験の場合に比べて Pe 数が 2 オーダー以上小さい。このため、現象を支配する因子は乱流拡散よりもむしろ分子拡散となり、今回のような乱流拡散

過程の不備を補う様なモデル化では不完全であると言える。この様な観点から、今後の改良の方向は大きく以下の2つに分けられる。

- (1) ナトリウムを作動流体とした場合の乱流プラントル数の特性把握
- (2) 渦拡散の仮定を経由しない乱流モデルの採用

(1)は、実験側からのアプローチである。これは、Re数、Ri数等の種々の無次元数を一致させるように実験装置を設計し、これを用いて特性値の違いを明らかにしてゆく方策である。一方、(2)は乱流モデルの高度化からのアプローチである。すなわち、現在採用している $k-\epsilon$ 2方程式乱流モデルでは、乱流拡散評価過程に渦拡散の概念を適用してそのモデル化を行っている。すなわち、以下のように平均流場でのレイノルズ応力評価は、ビジネスの渦粘性の概念を用いている。

$$-\overline{u_i \cdot u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \right) - \frac{2}{3} k \cdot \delta_{ij} \quad (3.8)$$

ここで、

- δ_{ij} : クロネッカーのデルタ
- U_i, U_j : 平均流速
- u_i, u_j : 流速ゆらぎ成分
- X_i, X_j : 座標
- ν_t : 乱流動粘性係数

である。

また、乱流熱流束の評価では、上と同様なアナロジーを用いて、

$$-\overline{u_i \cdot \phi} = \frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \phi}{\partial X_i} \quad (3.9)$$

の様に取り扱っている。ここで、

- ϕ : 平均温度
- ϕ : 温度ゆらぎ成分
- u_i : 流速ゆらぎ成分
- X_i : 座標

である。

以上のような渦拡散の概念を採用していることによって、 ν_t あるいは Pr_t 等の実験結果に立脚したパラメータが現れることになる。上記のレイノルズ応力および乱流熱流束を直接的に評価するような乱流モデルの高度化作業は、サーマル・ストライピング現象の解析的評価手法の開発作業の一環として現在実施中である。これは、レイノルズ応力および乱流熱流束を代数式で表現し、乱流空間場の非対象性および非等方性を取扱おうとするものである。これにより、温度成層界面近傍における乱流パラメータの非対象性および非等方性を物性値によらず評価す

ることが可能となり、より現実的な解析が行えるようになると考えられる。しかし、これらモデルを検証するためには、(1)で述べたような物性値の違いに着目した実験が必要であると考え
る。

第 4 章 結 言

原子炉容器内の冷却材温度成層化現象に対する多次元解析能力の再評価および解析モデルの不備項目を同定するために、電力中央研究所で実施された水流動基礎実験の解析を行なった。この結果、以下の知見が得られた。

- (1) 温度成層界面に揺動が発生し、比較的大規模な渦運動に支配される様な Ri 数領域の解析では、高次差分法と従来の乱流モデルとの併用によって高精度な解析が可能である。
- (2) 温度成層界面に揺動が発生しない Ri 数領域の解析では、進行過程に現れる比較的小規模な運動が支配的となり、温度ゆらぎの高周波成分の寄与割合が増大することが明かとなった。
- (3) 従来の乱流モデルでは、温度ゆらぎの高周波成分を計算することができない。このために温度成層界面に揺動が発生しない Ri 数領域の解析では、温度成層界面の上昇速度を過小評価する。

以上より明かとなった温度ゆらぎの高周波成分の欠落分を補うために、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取扱うモデルを新たにコード内に追加した。この改良モデルを用いて水流動基礎実験および原型炉上部プレナム縮尺モデルによる Na 実験の解析を行い、以下の結果を得た。

- (1) 温度成層界面に揺動が発生しない Ri 数領域の水流動基礎実験解析では、温度成層界面の上昇速度にモデル改良の効果が現れ、実験結果を再現する。
- (2) 原型炉上部プレナム縮尺モデルによる Na 実験の解析（温度成層界面の揺動の発生無）では、モデル改良の効果は若干現れるが実験結果を依然として大幅に過小評価する。改良モデルの効果が水実験に比して小さい原因は、ナトリウムのペクレ数が水に比べて 2 オーダー以上小さく乱流拡散よりも分子拡散の寄与が表面化しているためと考えられる。

今後、①ナトリウムを作動流体とした場合の乱流プラントル数の特性把握と②渦拡散の仮定を経由しない乱流モデルの開発を重点的に実施してゆく必要がある。

謝 辞

本研究を進めるにあたり、貴重なデータ等をお貸し頂いた電力中央研究所・我孫子研究所水理部構造水理研究室長田中伸和氏に感謝の意を表します。

また、終始有益なコメントを頂いた原子炉工学室，柴公倫室長および二ノ方寿室長代理に深く感謝いたします。

参 考 文 献

- (1) 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
- (2) 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
- (3) 家田, 前川他 ; " 原子炉容器内冷却材の熱的成層化の評価 (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
- (4) Launder, B.E.; "On the effects of a gravitational field on the turbulent transport of heat and momentum", J. Fluid Mech., vol.67, 1975
- (5) Ellison, T.H.; "Turbulent transport of heat and momentum from an infinite rough plate", J. Fluid Mech., vol.2, 1957
- (6) Mizushima, T., "Buoyancy effects on eddy diffusivities in thermally stratified flow in an open channel", Heat Transfer, 1978
- (7) 前川, 村松他 ; " 单相多次元熱流動解析コードAQUA, 数値計算説明書", PNC N9520 87-012, 1987年5月

Table 2.1 Analytical Cases for Thermal Stratification Test 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

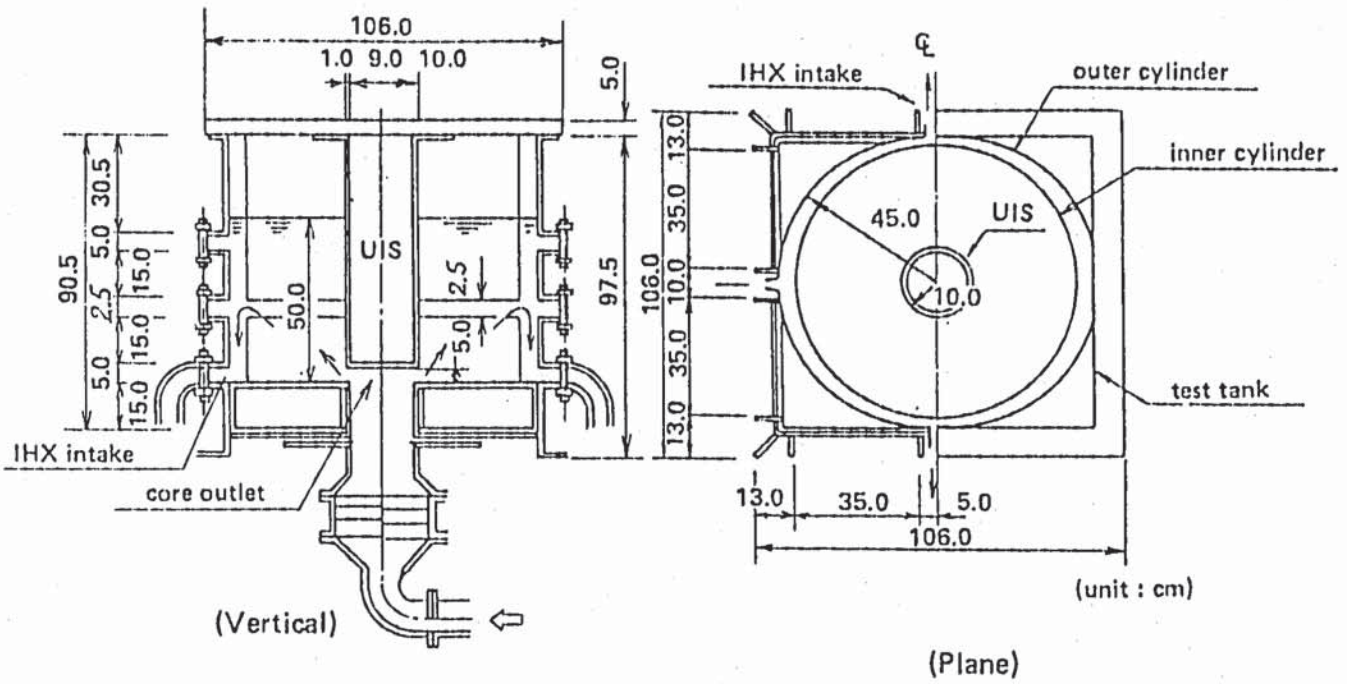


Fig. 2.1 Schematic Figure of Water Test Section

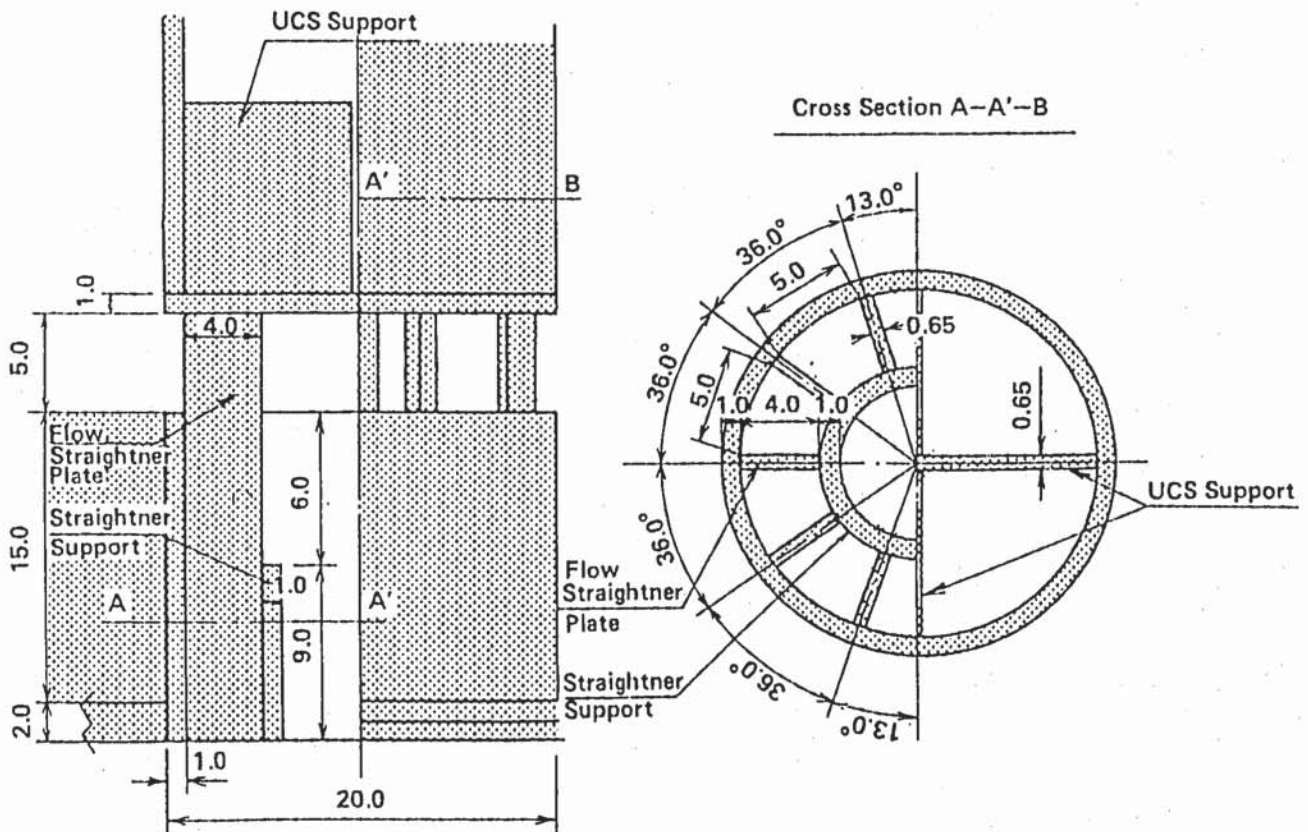


Fig. 2.2 Details of Structures in Core Outlet Model

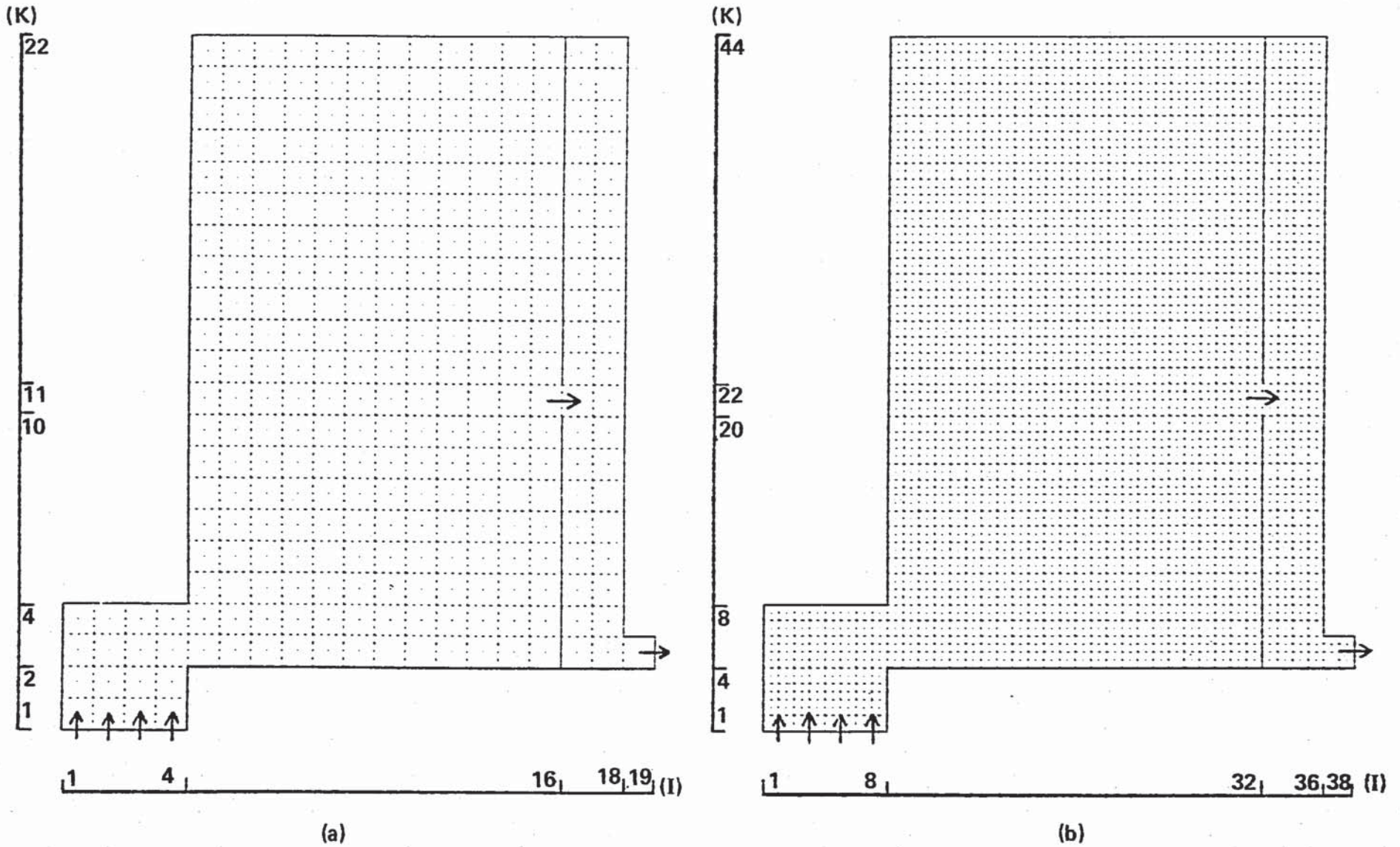


Fig. 2.3 Mesh Arrangements for Numerical Analysis of Thermal Stratification Test

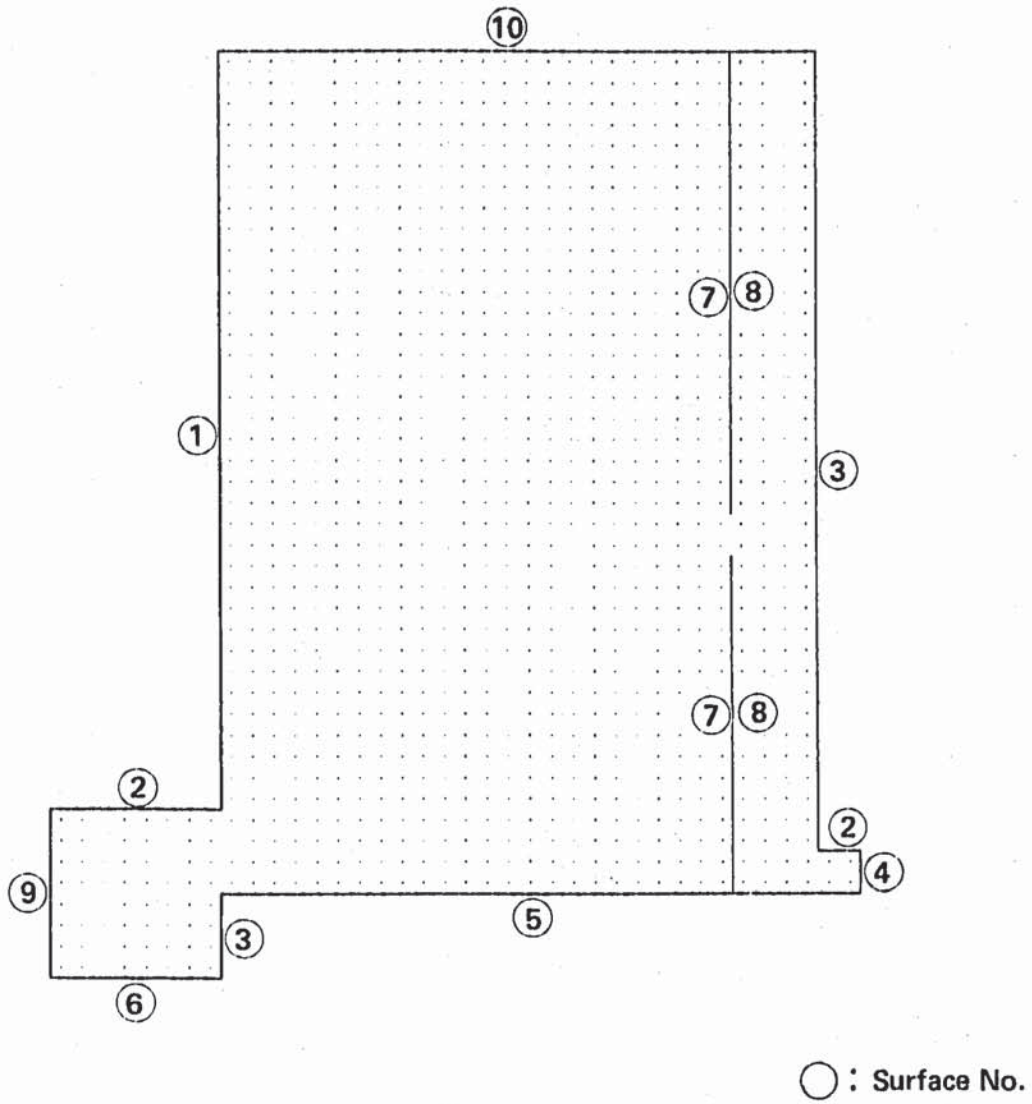


Fig. 2.4 Boundary Surfaces of Analytical Model

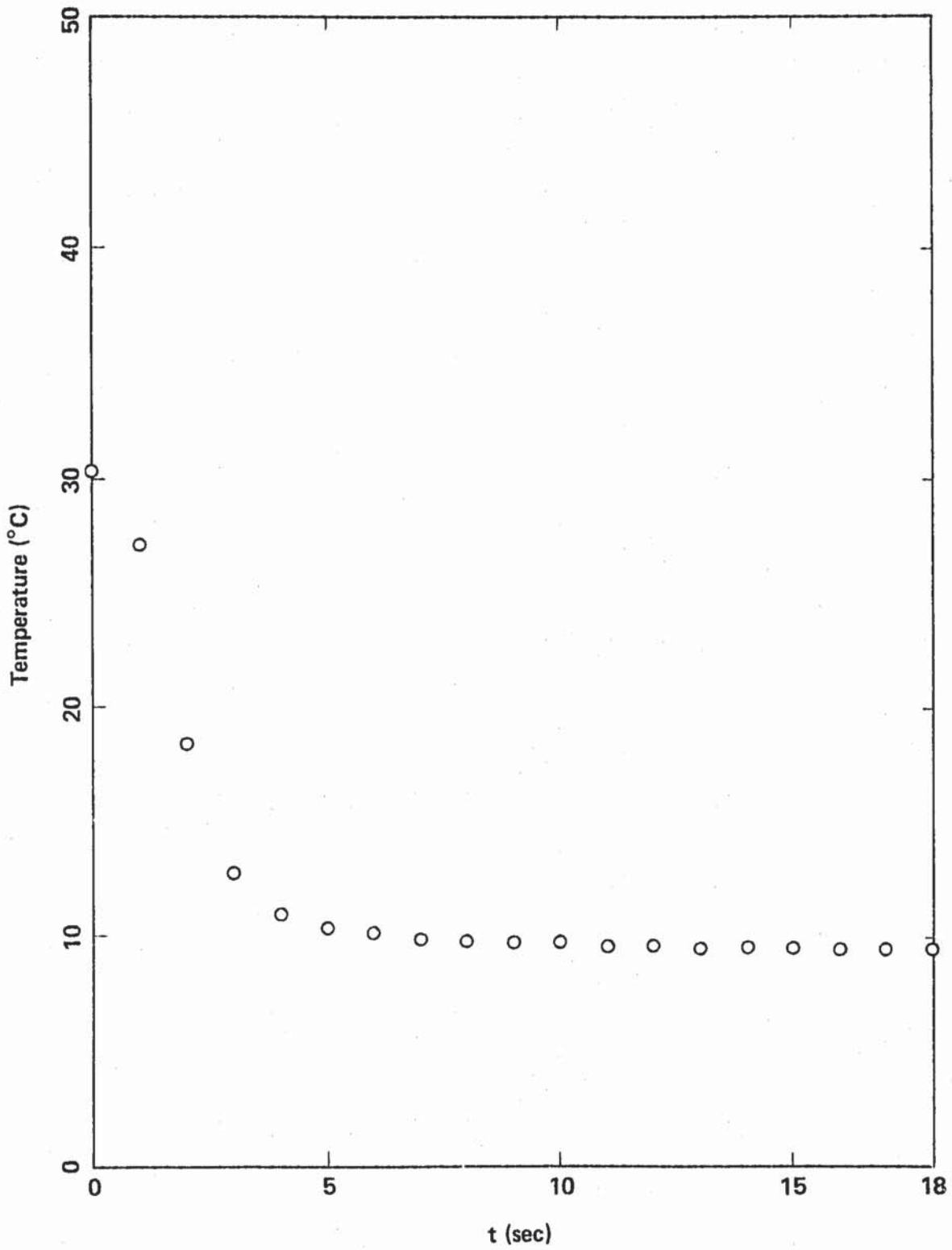


Fig. 2.5 Temperature Transient at Inlet Boundary under $Ri=0.5$

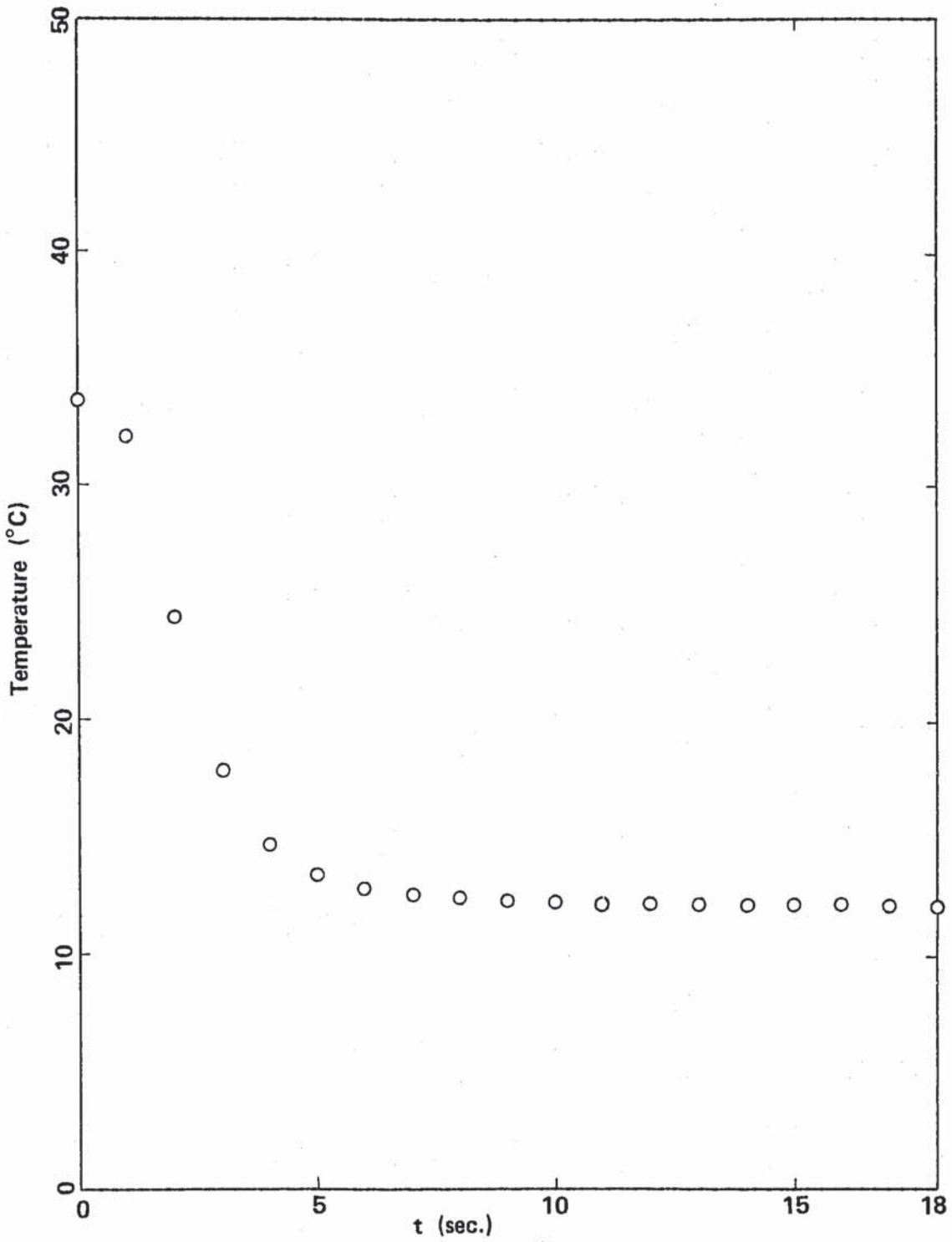


Fig. 2.6 Temperature Transient at Inlet Boundary under $Ri=1.1$

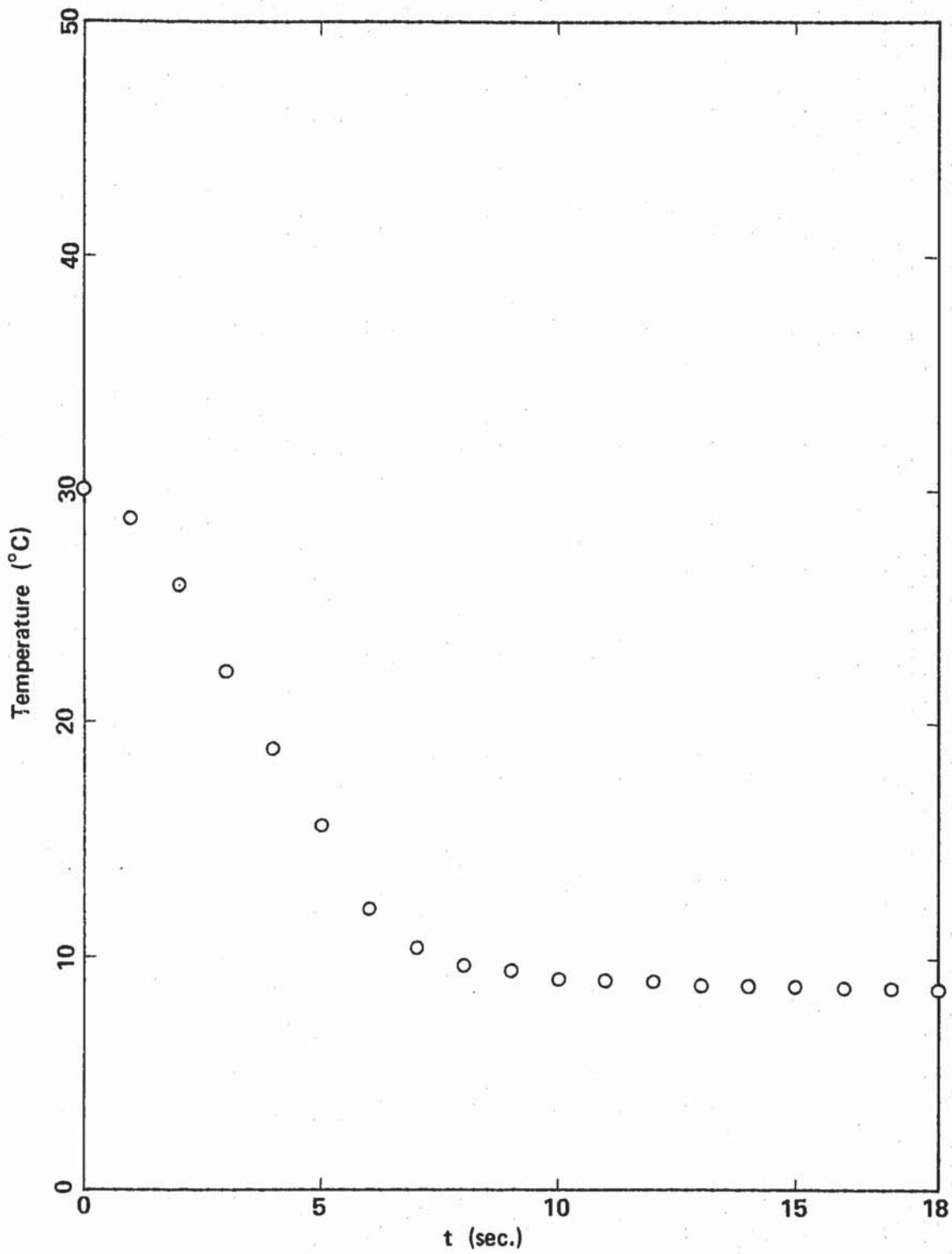


Fig. 2.7 Temperature Transient at Inlet Boundary under $Ri=2.0$

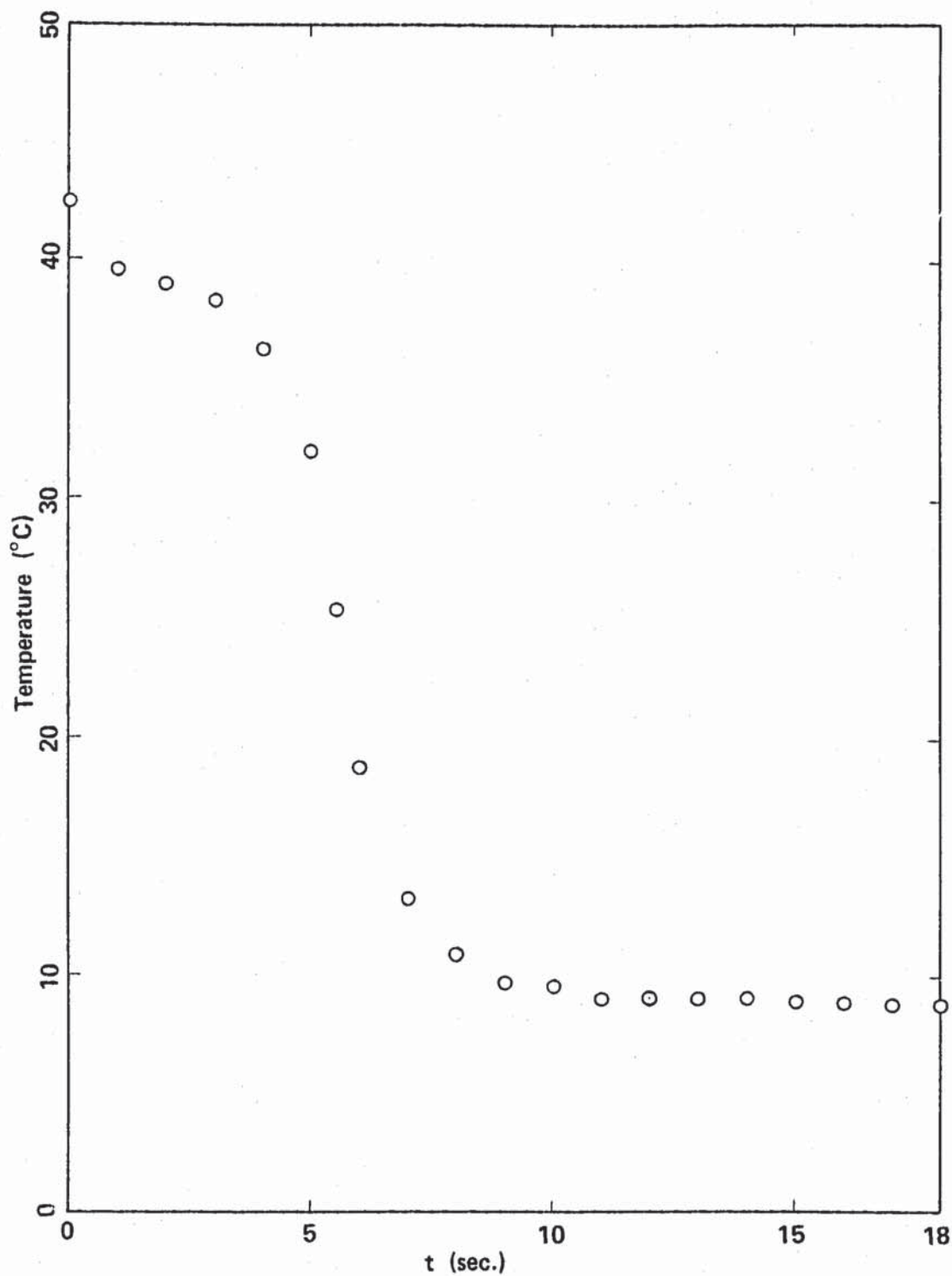


Fig. 2.8 Temperature Transient at Inlet Boundary under $Ri=4.1$

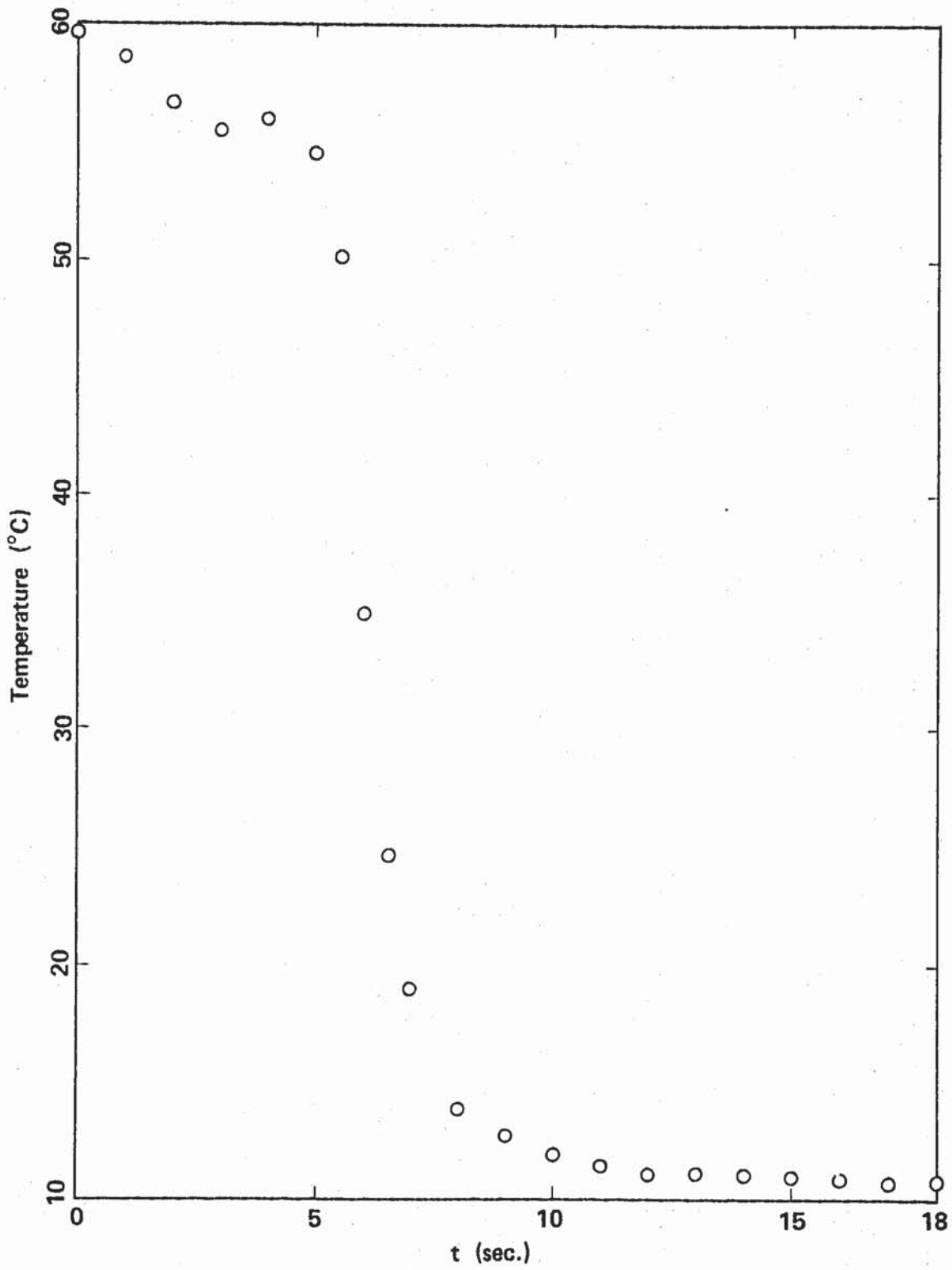


Fig. 2.9 Temperature Transient at Inlet Boundary under $Ri=8.3$

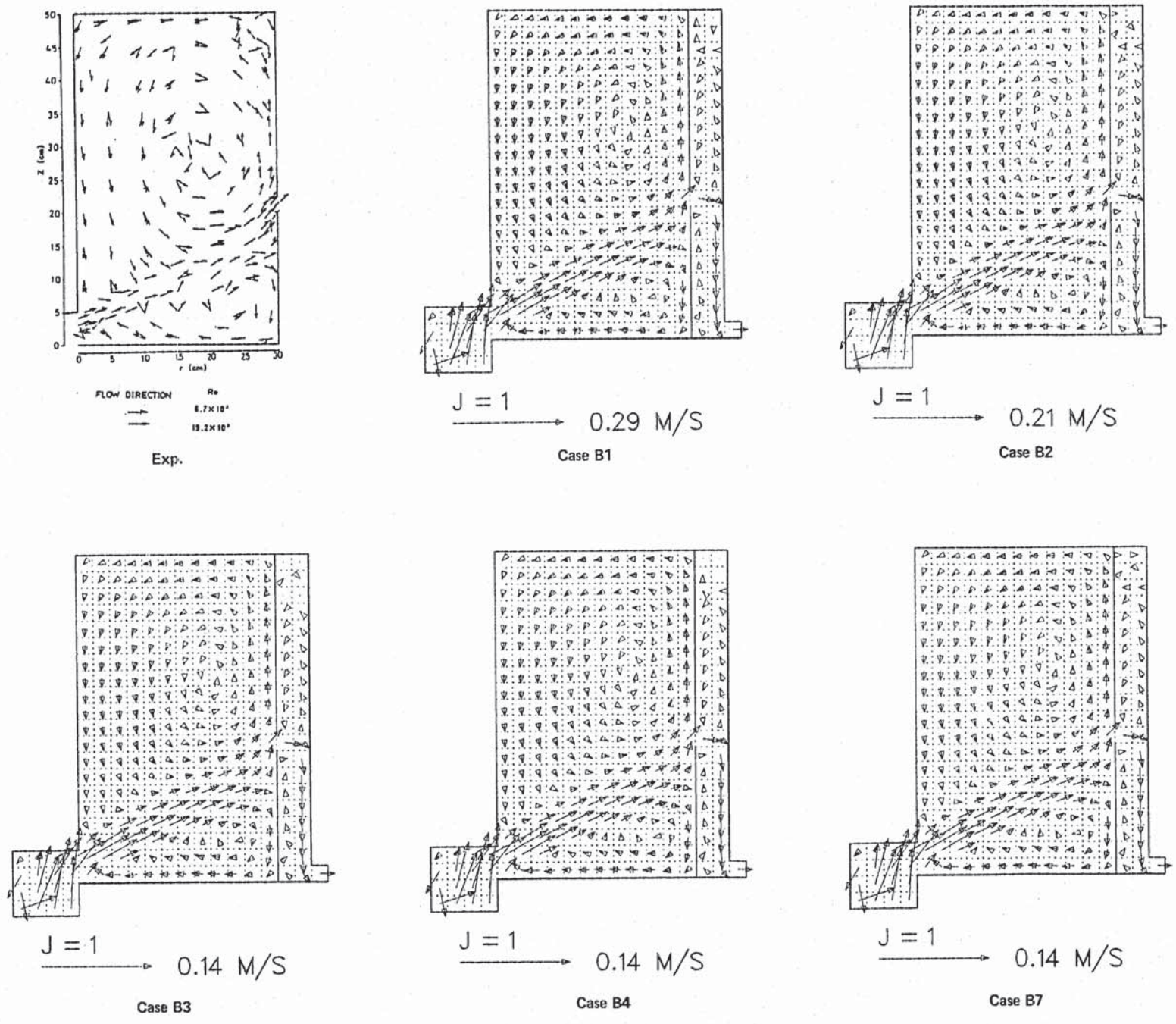


Fig. 2.10 Effect of Reynolds Number on Flow Pattern in Steady-State Condition under Coarse Mesh Arrangement

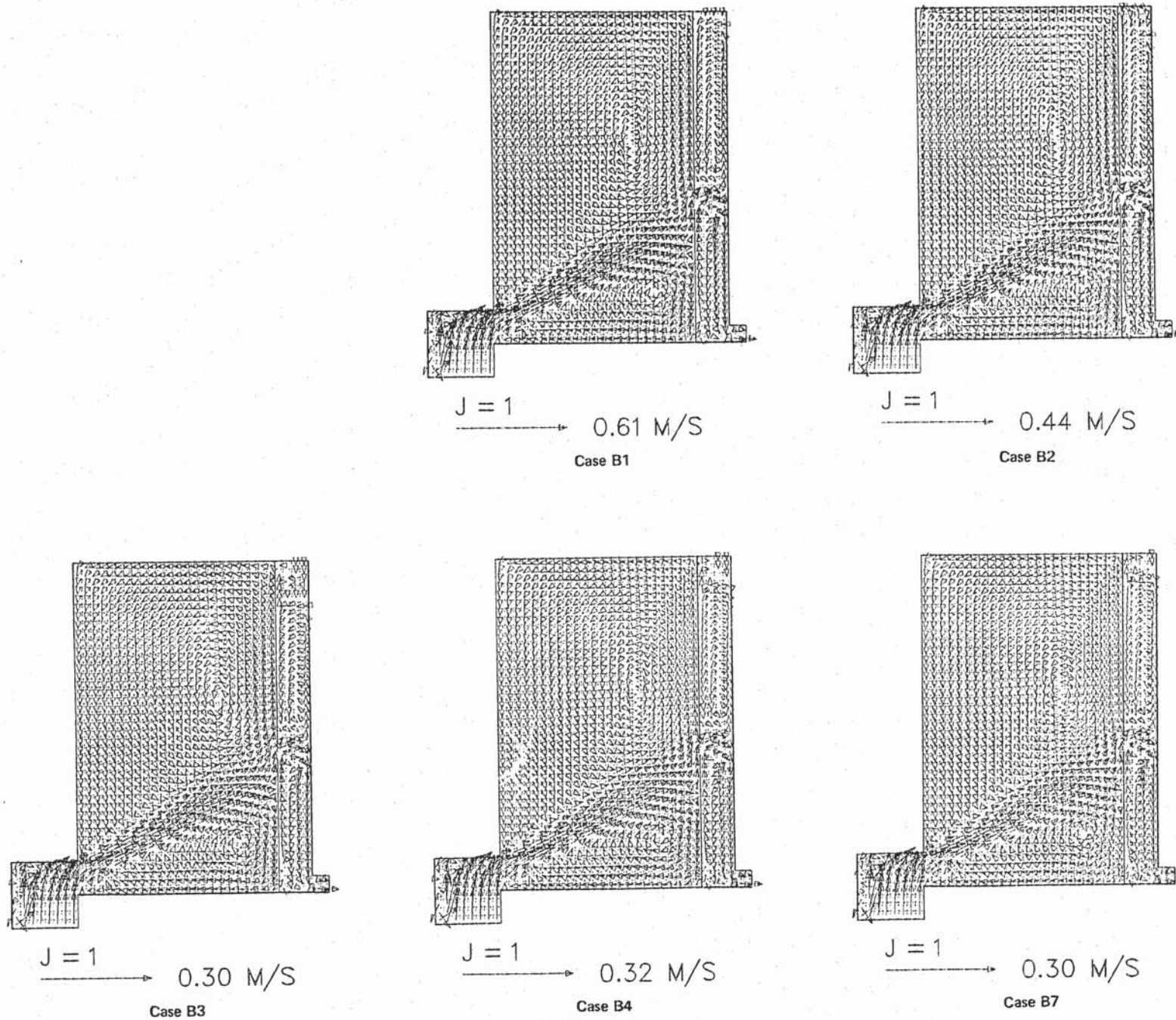


Fig. 2.11 Effect of Reynolds Number on Flow Pattern in Steady-State Condition under Fine Mesh Arrangement

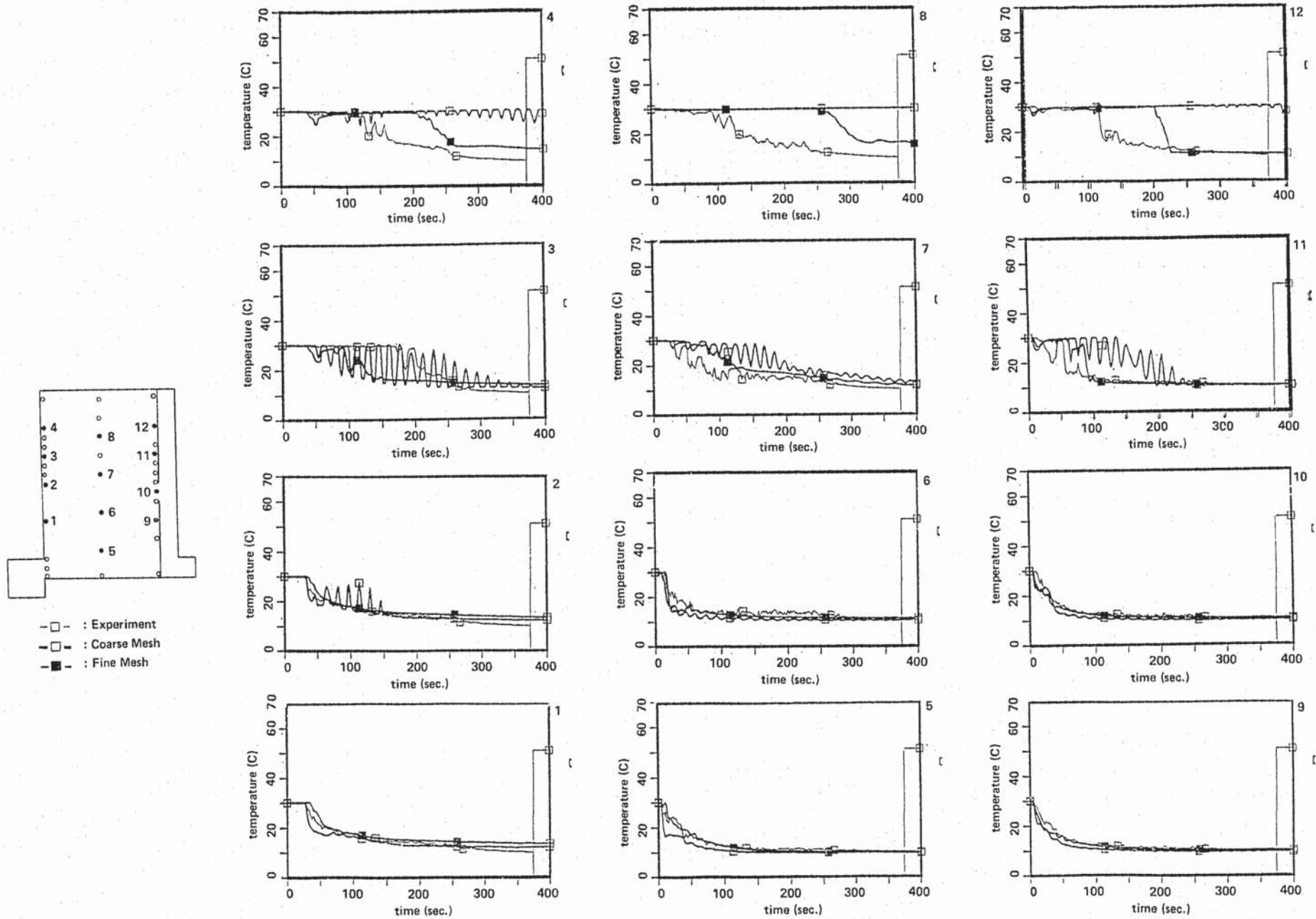


Fig. 2.12 Temperature Transients in the Hot Plenum of Experiment and Analysis under $Ri=0.5$

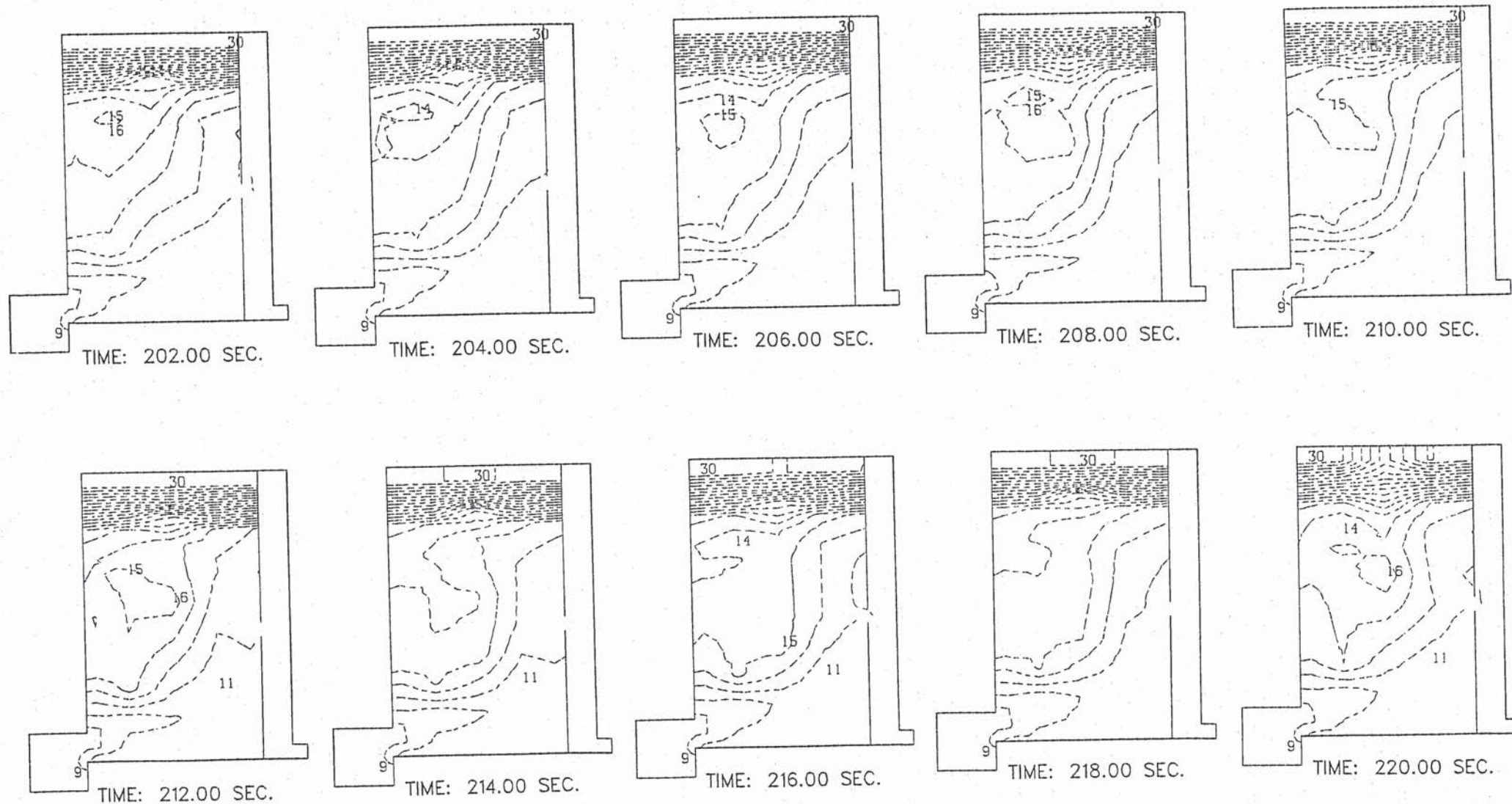


Fig. 2.13 Measured Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=0.5$

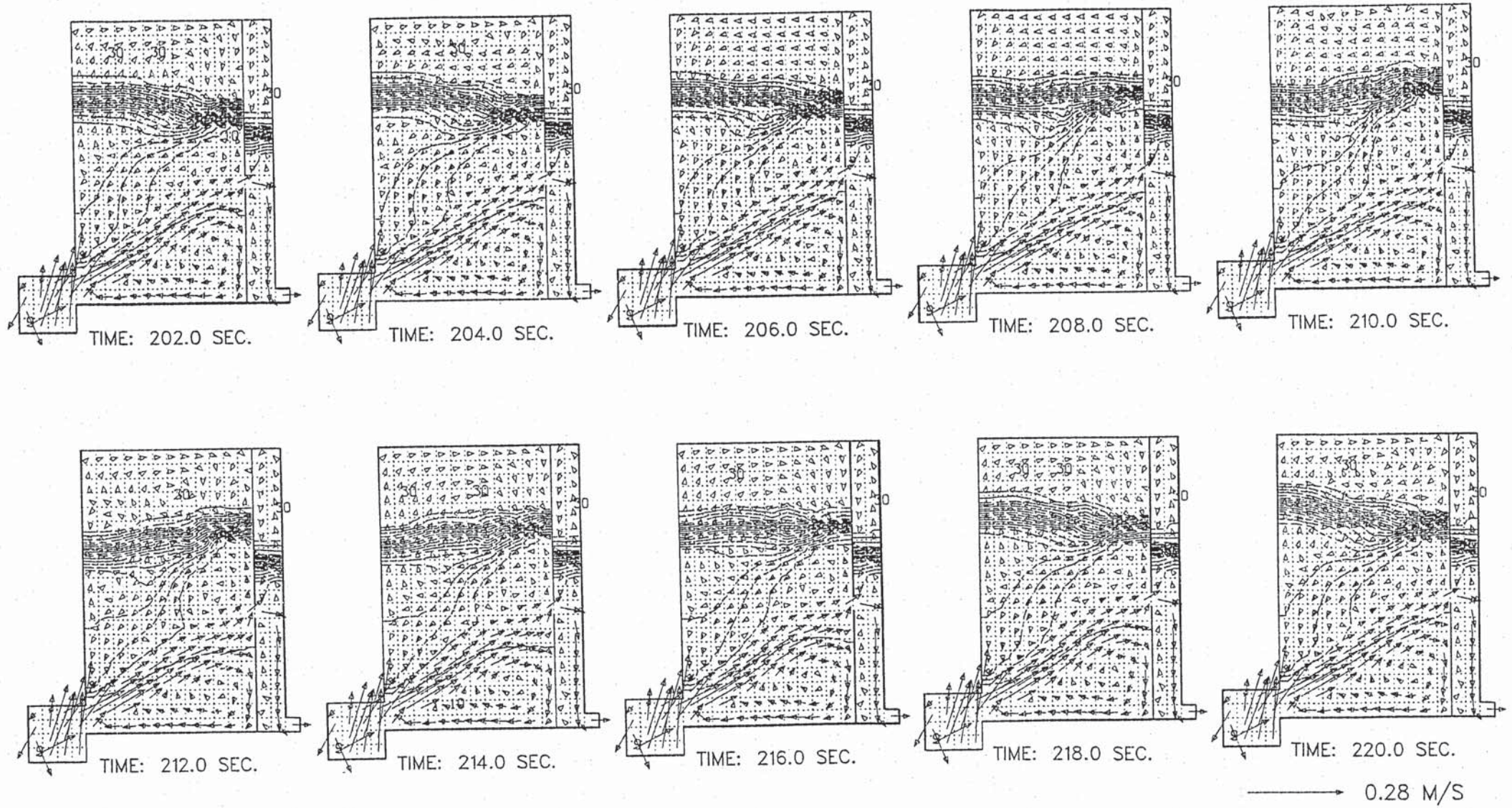


Fig. 2.14 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=0.5$ using Coarse Mesh Arrangement

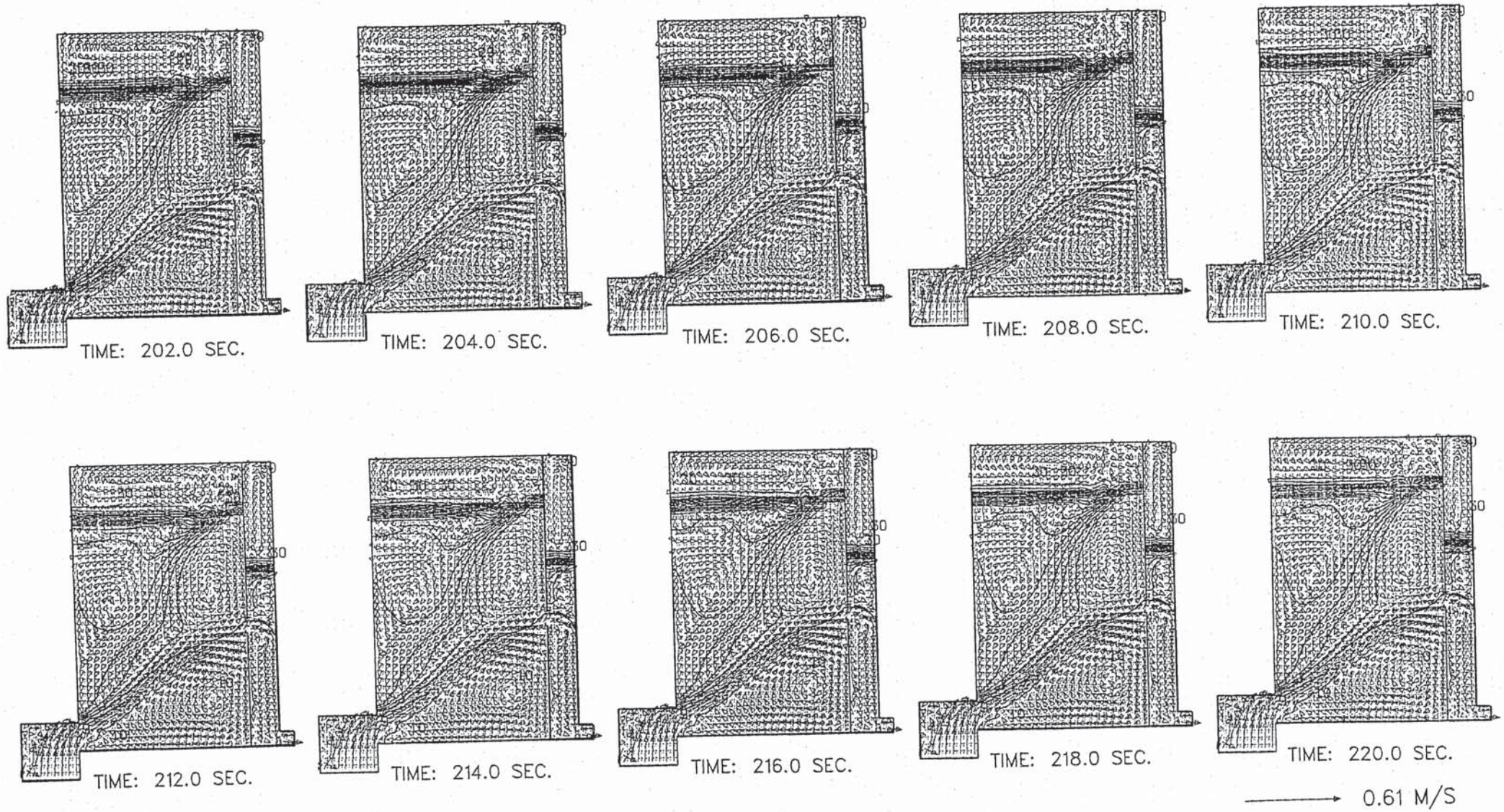
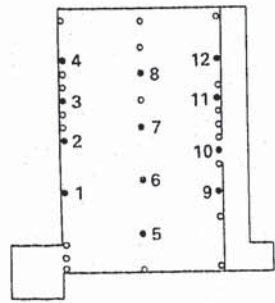


Fig. 2.15 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=0.5$ using Fine Mesh Arrangement



- : Experiment
- : Coarse Mesh
- : Fine Mesh

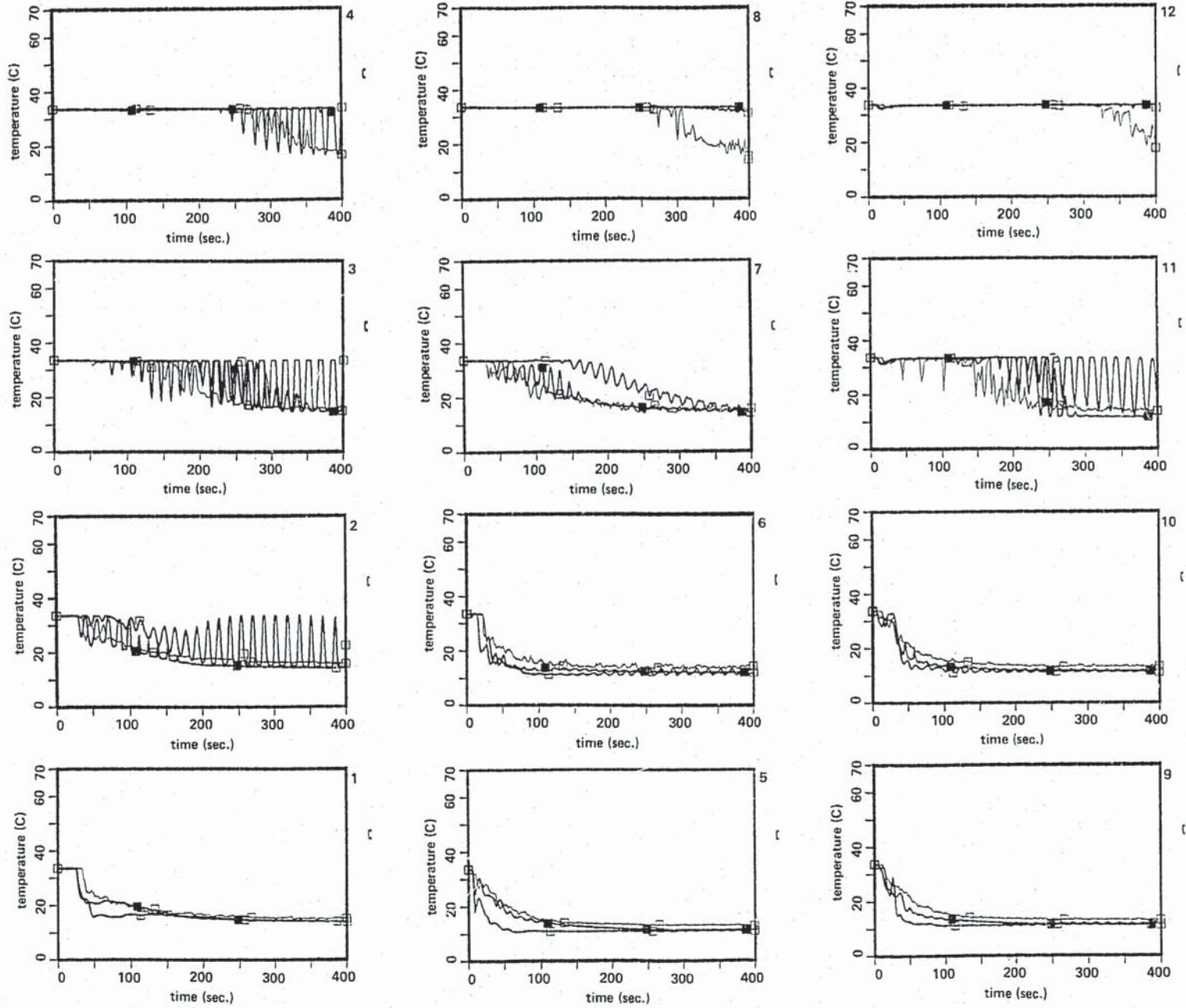


Fig. 2.16 Temperature Transients in the Hot Plenum of Experiment and Analysis under $Ri=1.1$

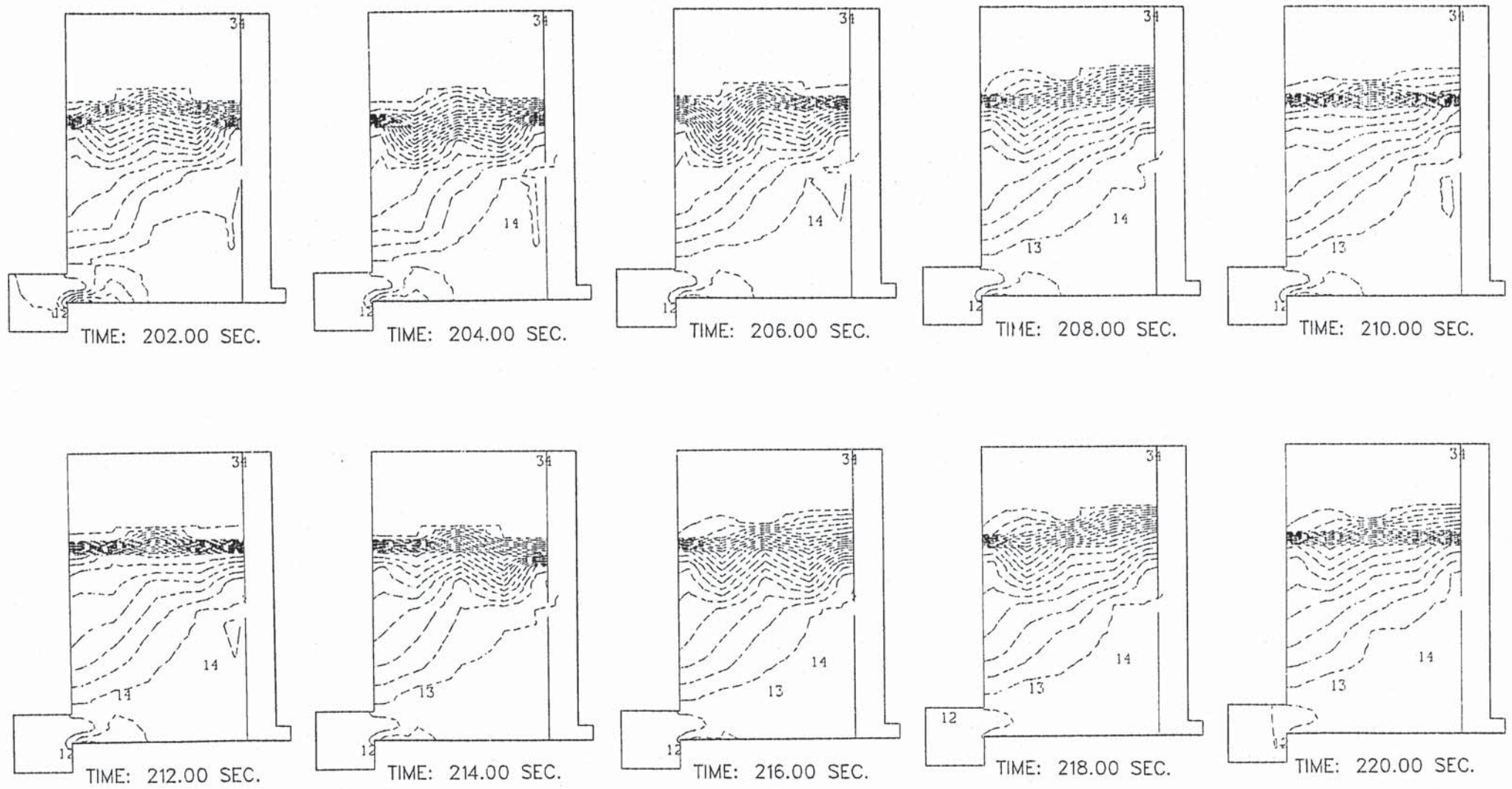


Fig. 2.17 Measured Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=1.1$

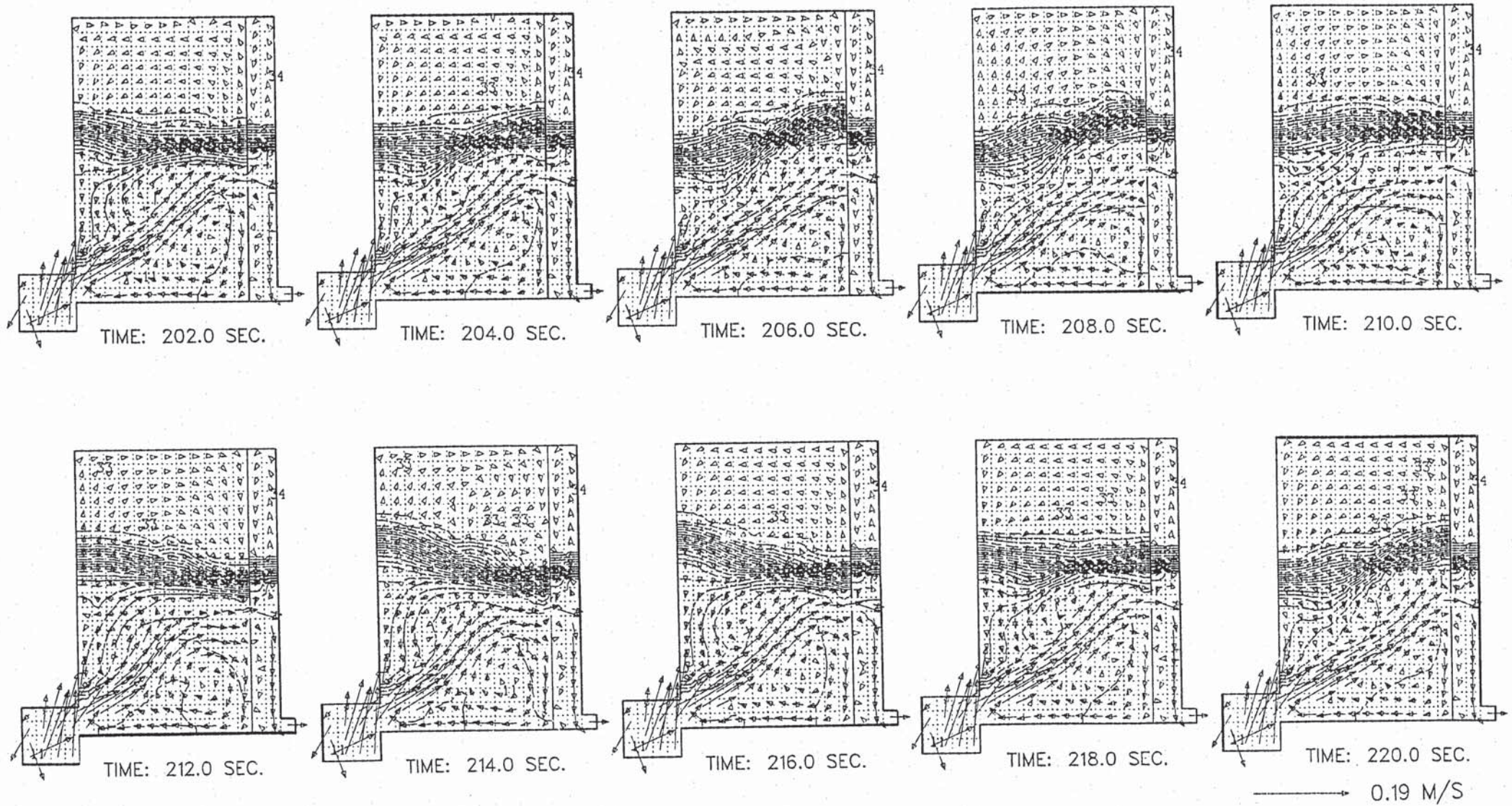


Fig. 2.18 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=1.1$ using Coarse Mesh Arrangement

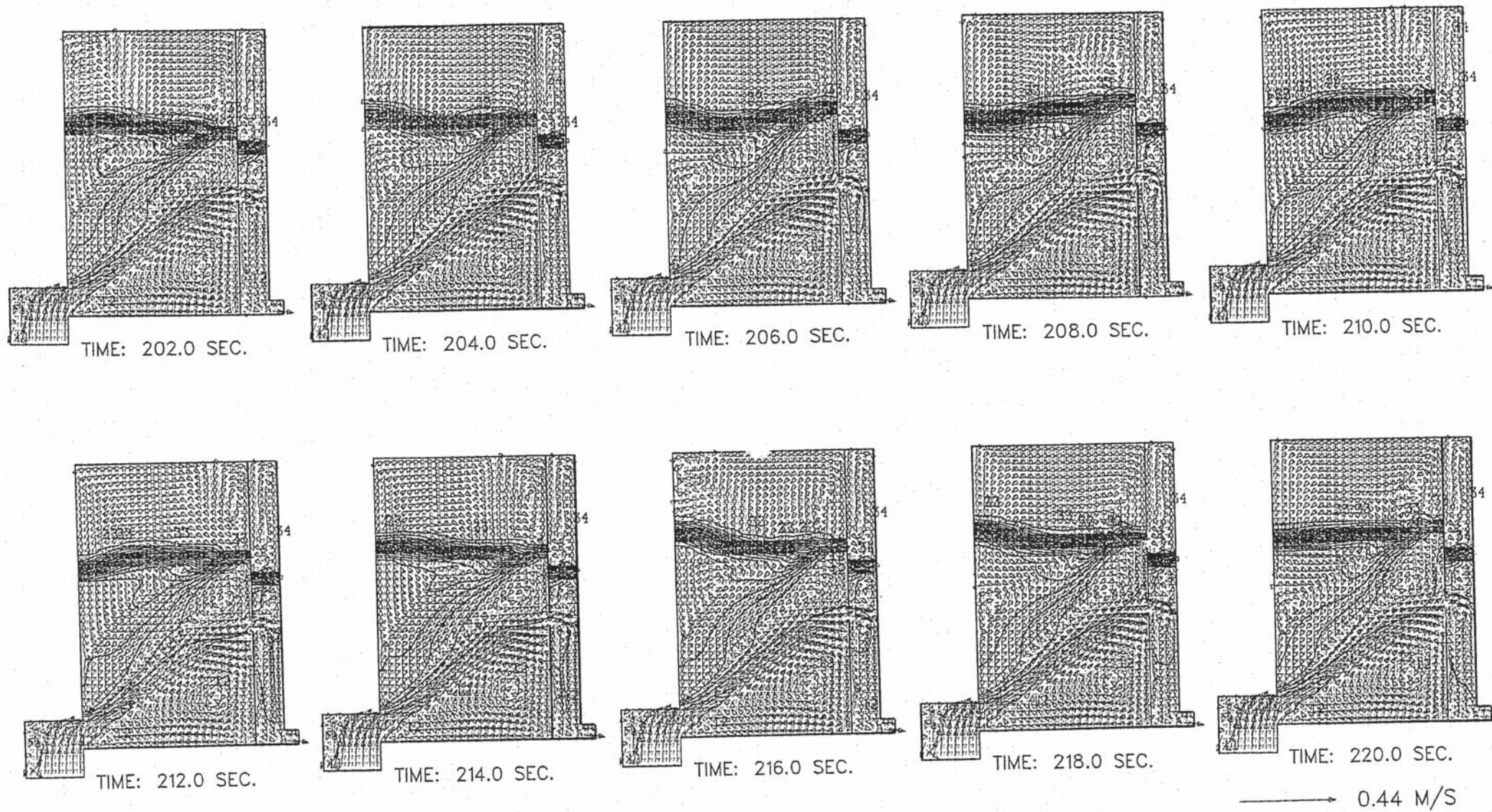


Fig. 2.19 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=1.1$ using Fine Mesh Arrangement

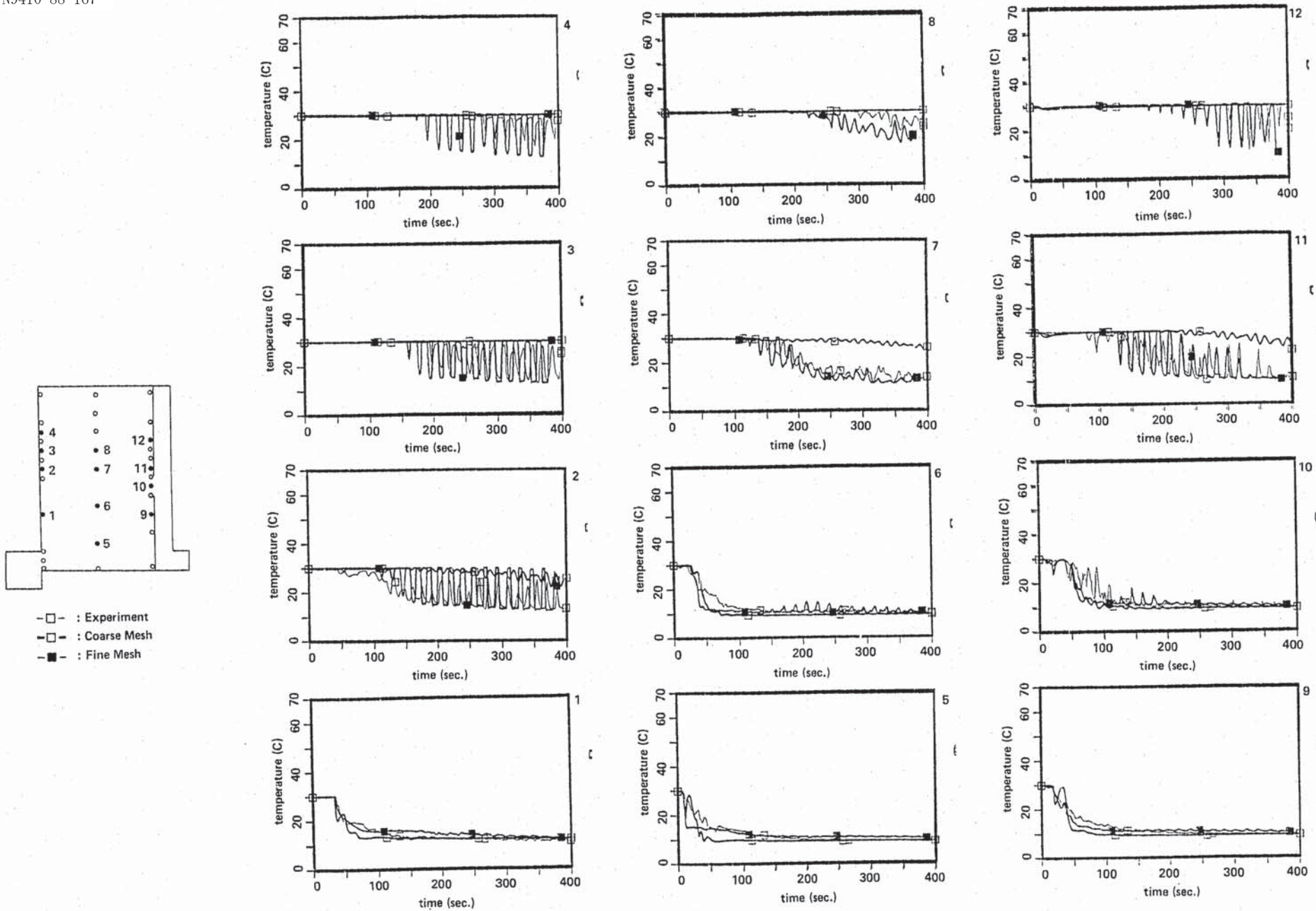


Fig. 2.20 Temperature Transients in the Hot Plenum of Experiment and Analysis under $Ri=2.0$

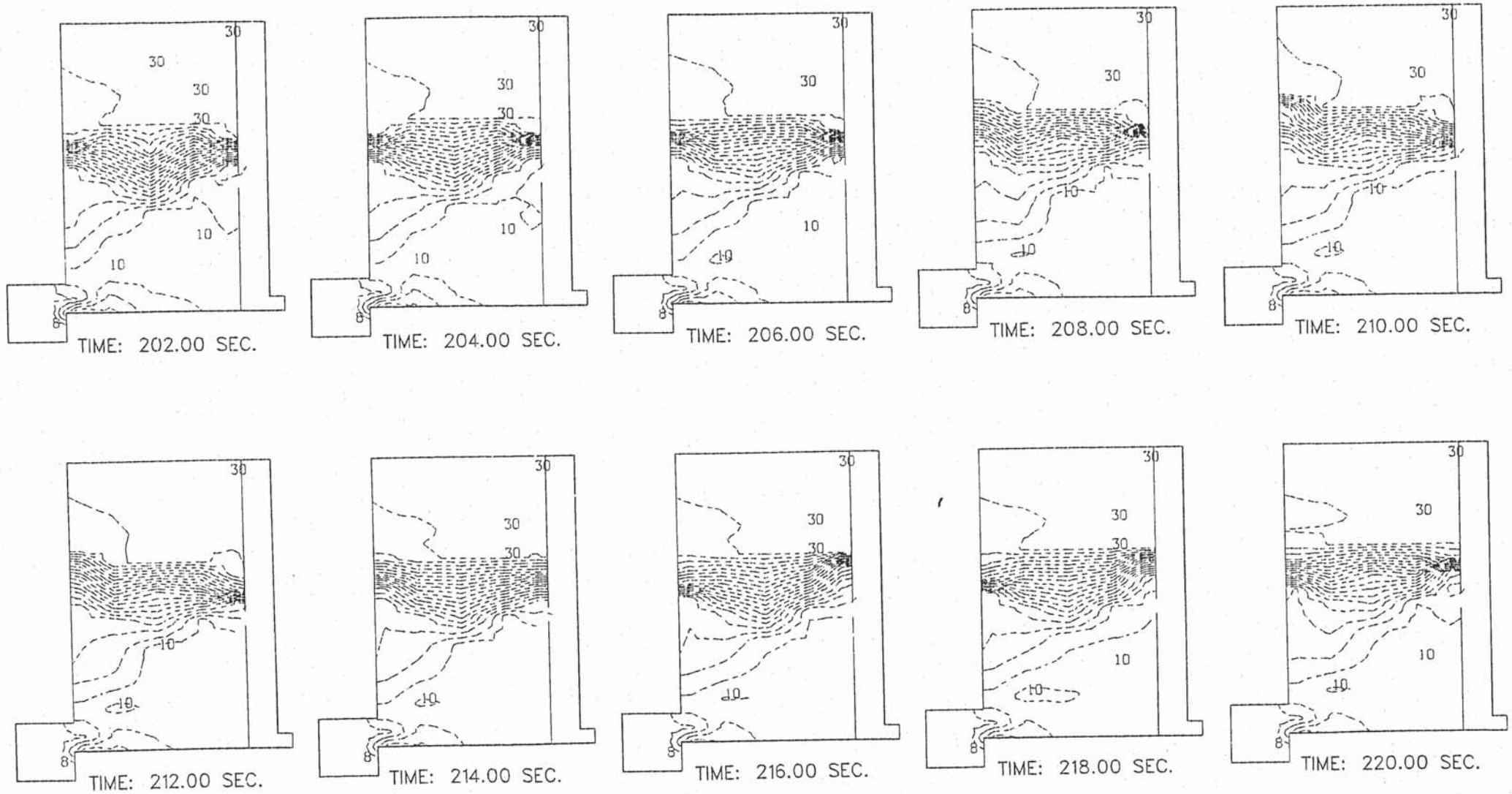


Fig. 2.21 Measured Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=2.0$

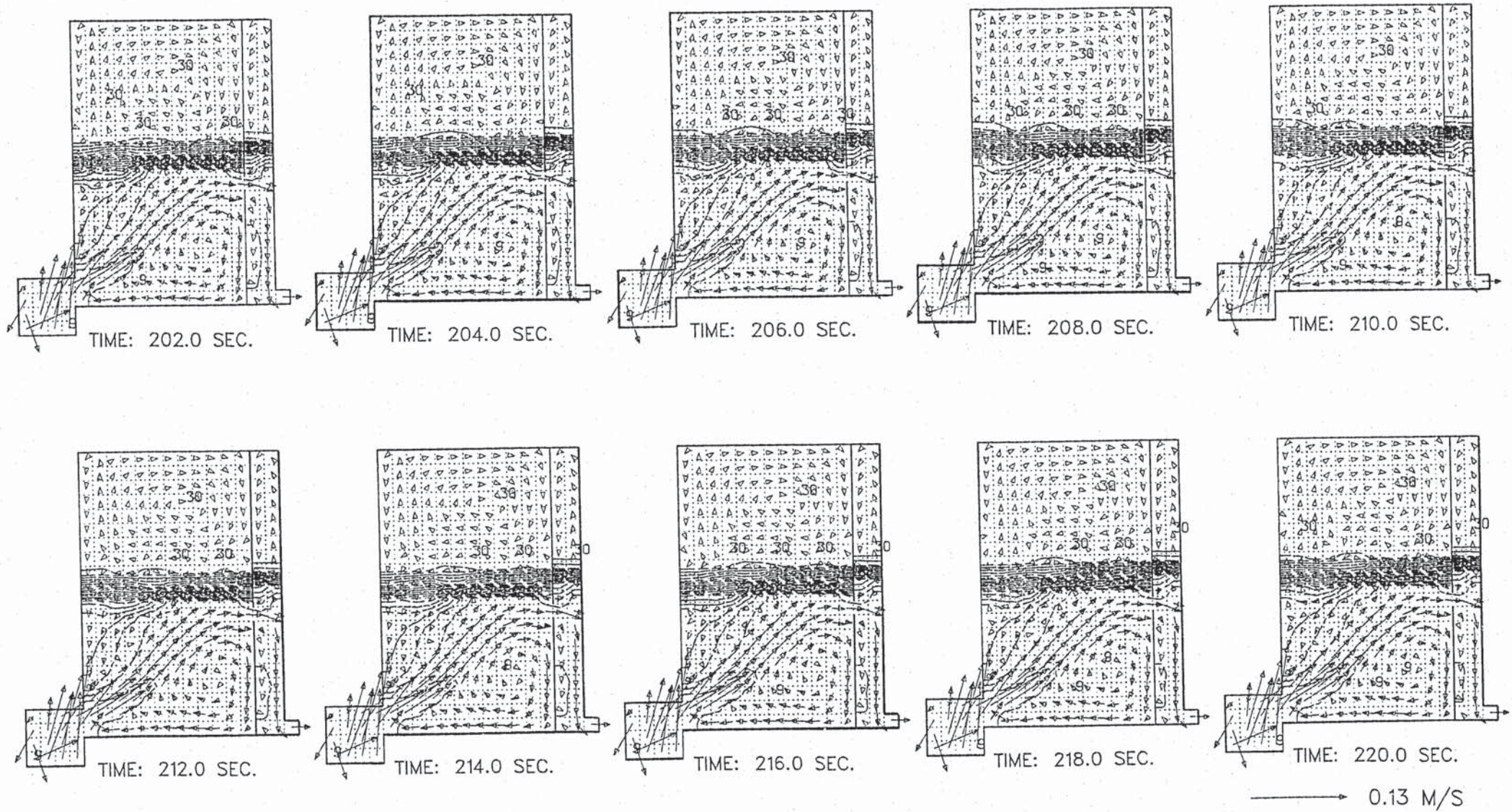


Fig. 2.22 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=2.0$ using Coarse Mesh Arrangement

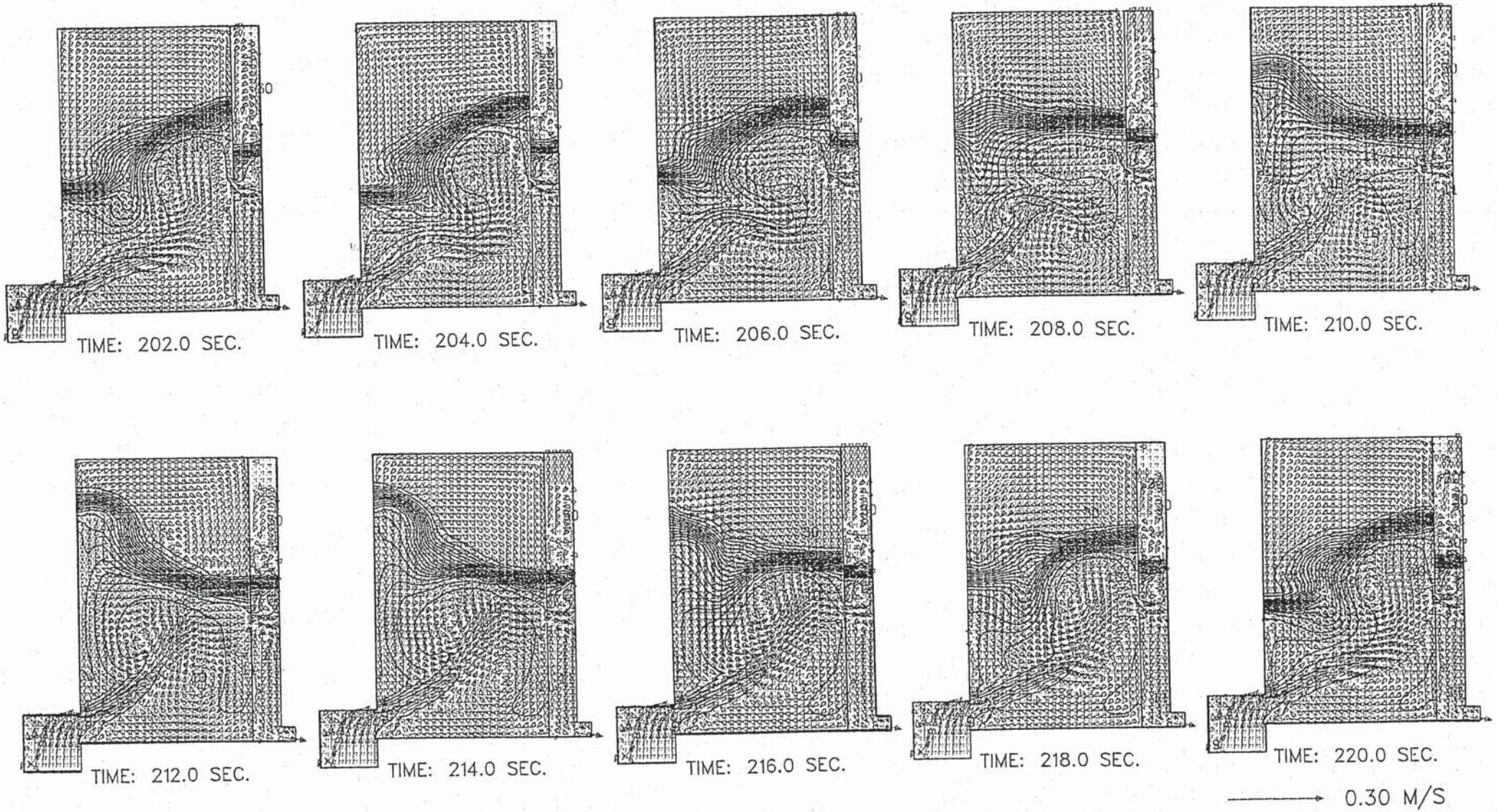


Fig. 2.23 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=2.0$ using Fine Mesh Arrangement

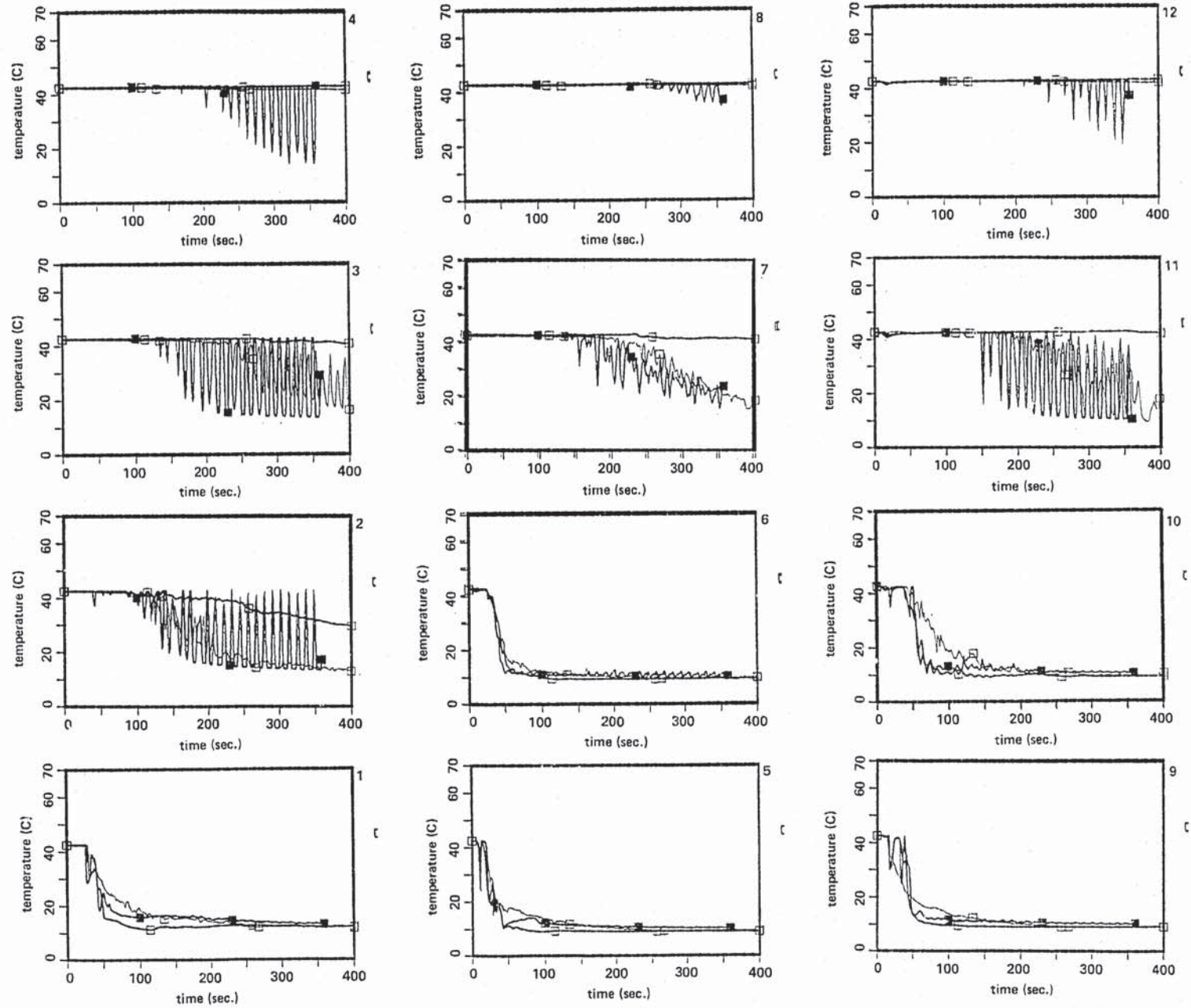
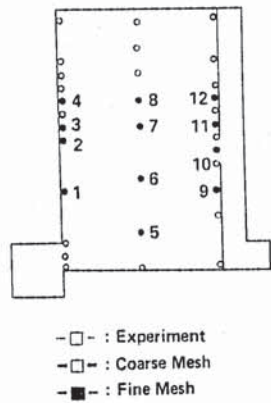


Fig. 2.24 Temperature Transients in the Hot Plenum of Experiment and Analysis under $Re=4.1$

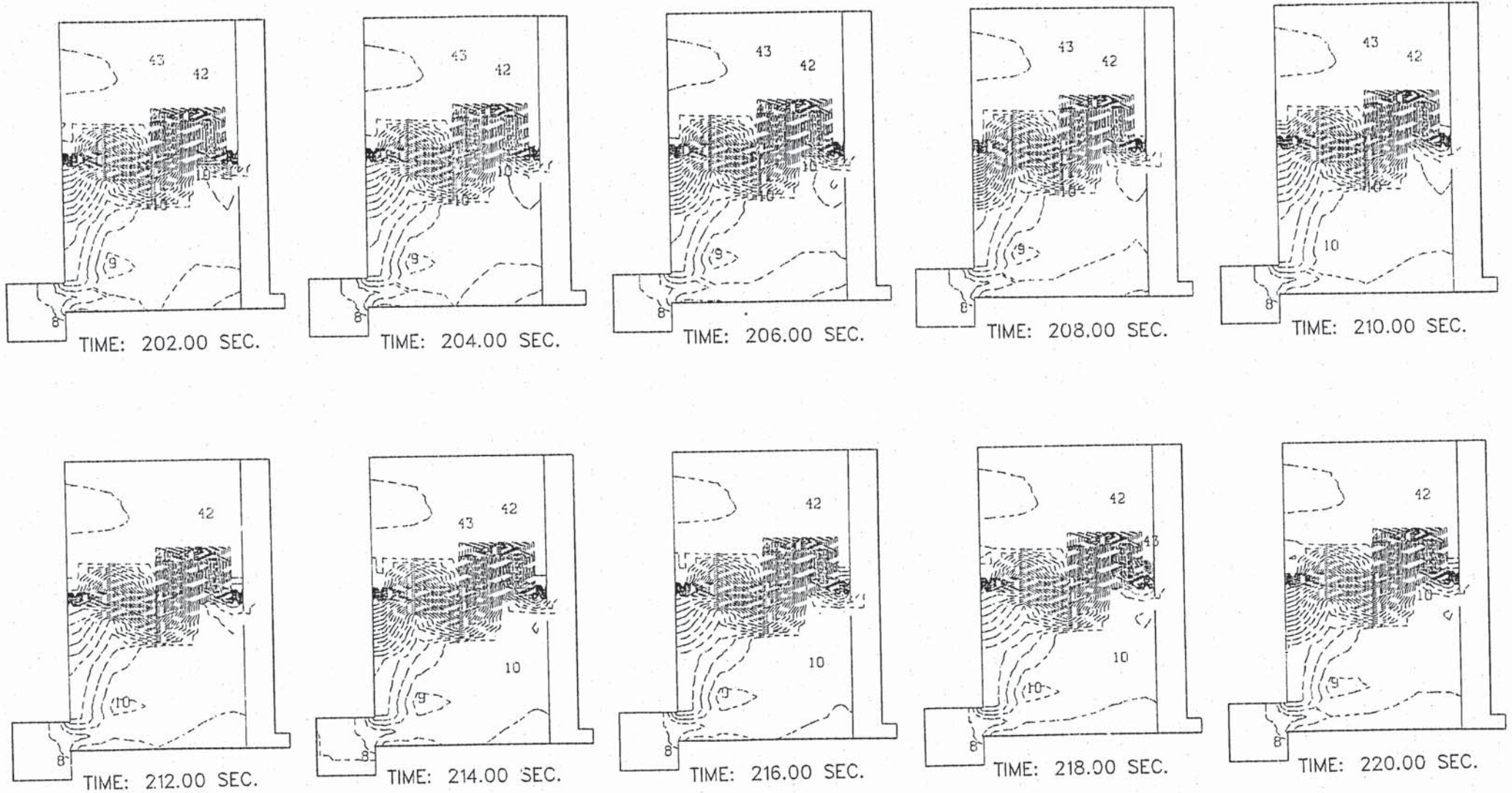


Fig. 2.25 Measured Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=4.1$

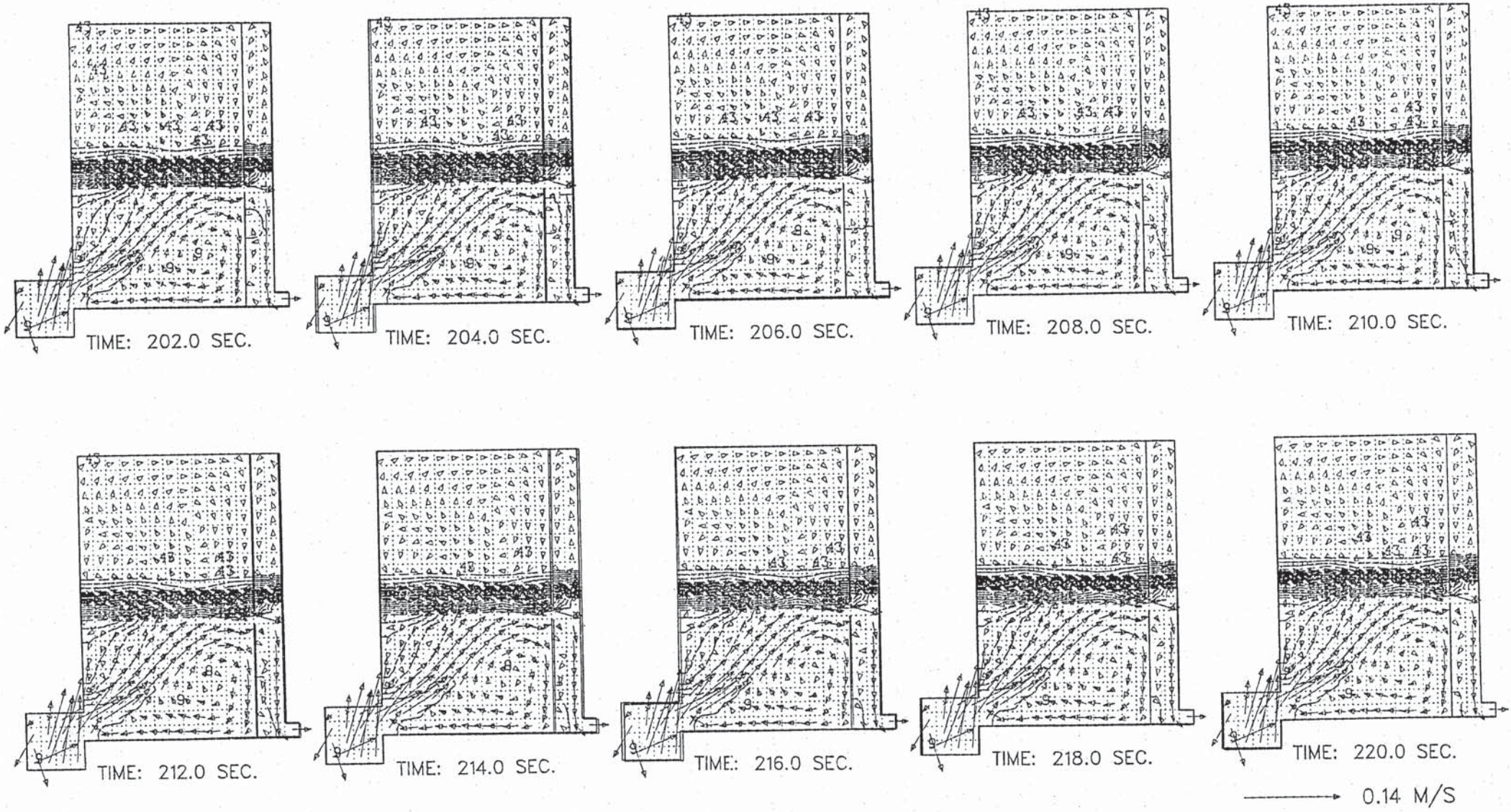


Fig. 2.26 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=4.1$ using Coarse Mesh Arrangement

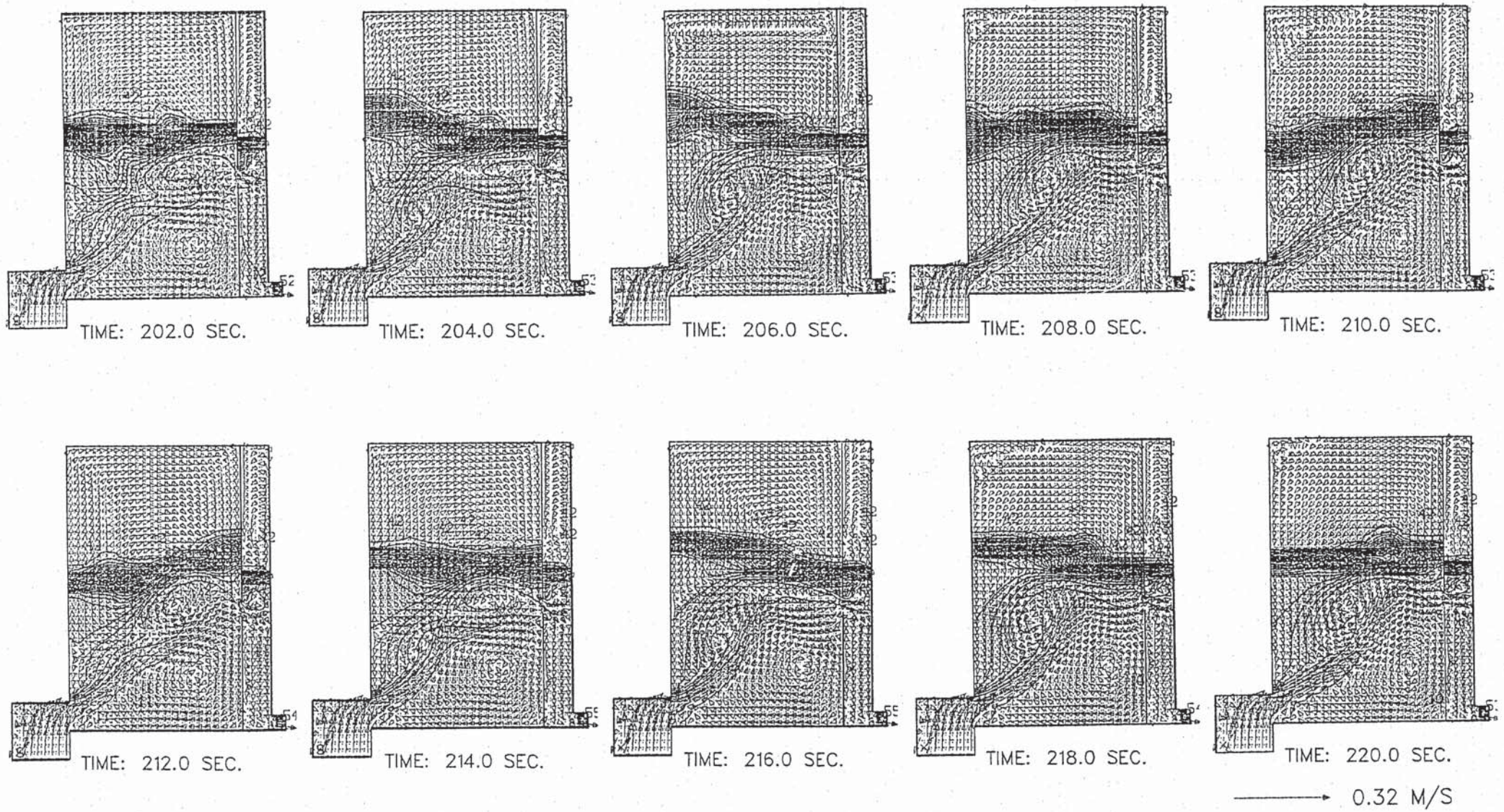


Fig. 2.27 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=4.1$ using Fine Mesh Arrangement

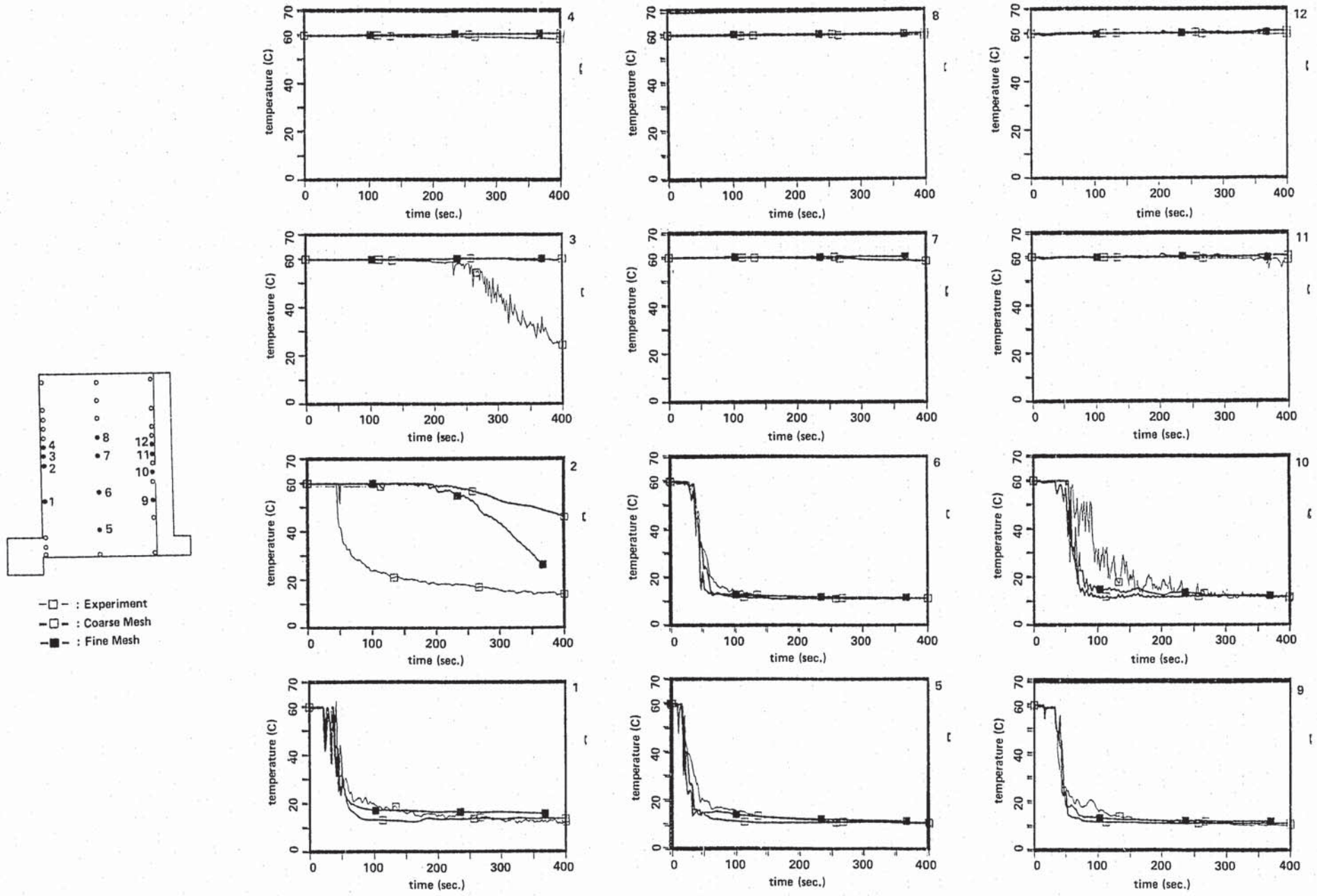


Fig. 2.28 Temperature Transients in the Hot Plenum of Experiment Analysis under $Ri=8.3$

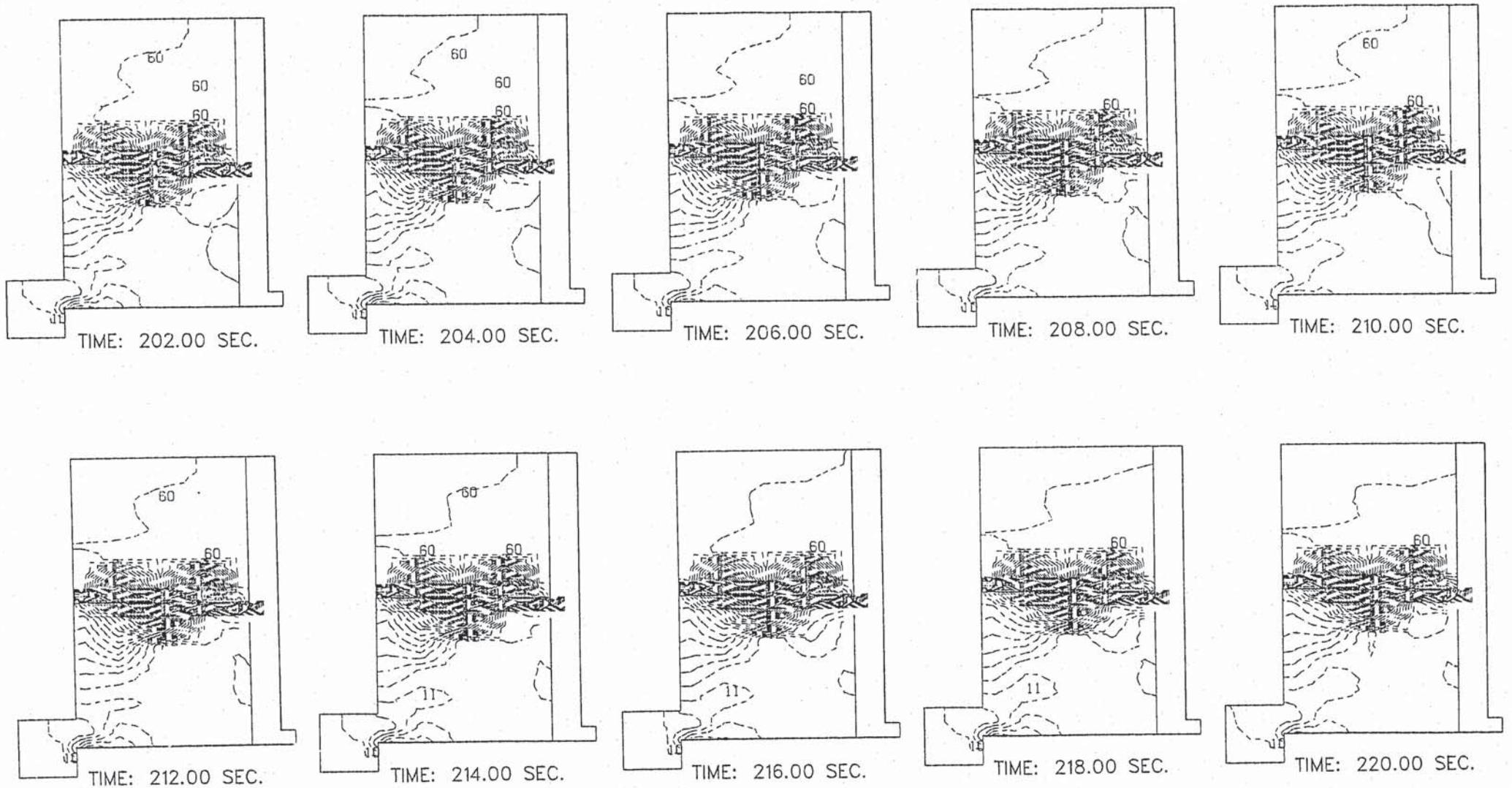


Fig. 2.29 Measured Temperature Center Plot in the Hot Plenum under $Ri=8.3$

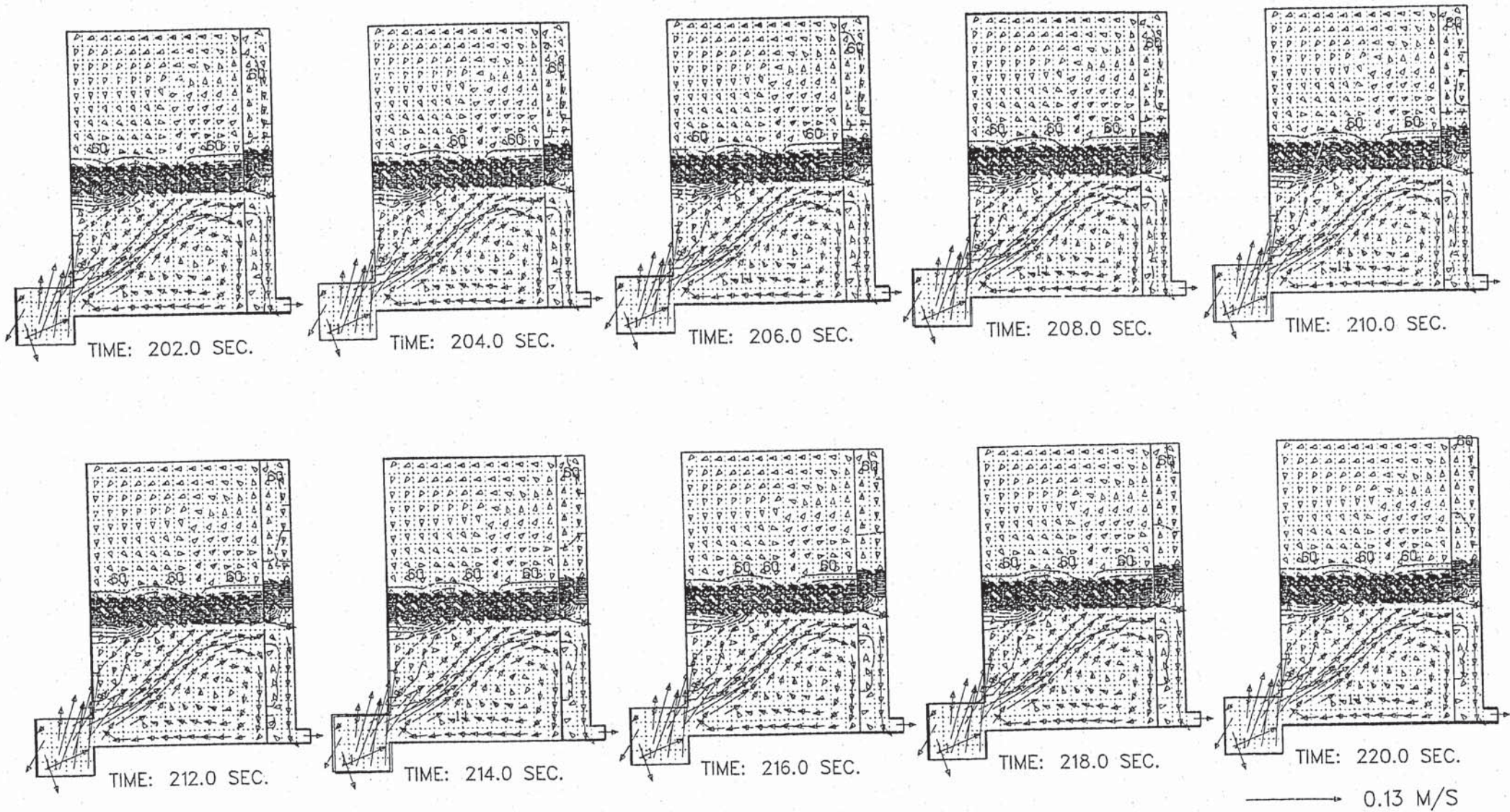


Fig. 2.30 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=8.3$ using Coarse Mesh Arrangement

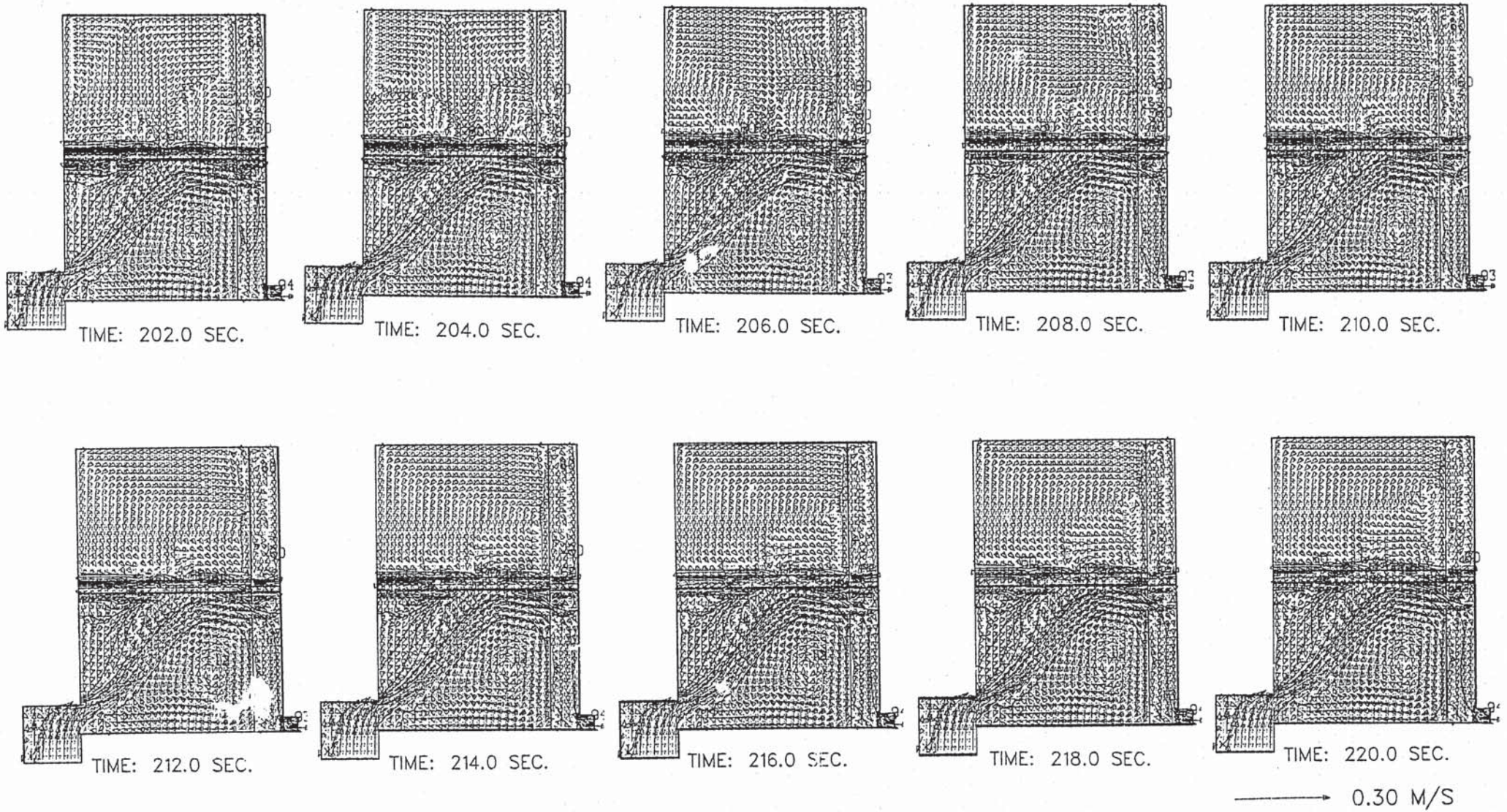


Fig. 2.31 Predicted Temperature Contour Plot in the Hot Plenum under $Ri=8.3$ using Fine Mesh Arrangement

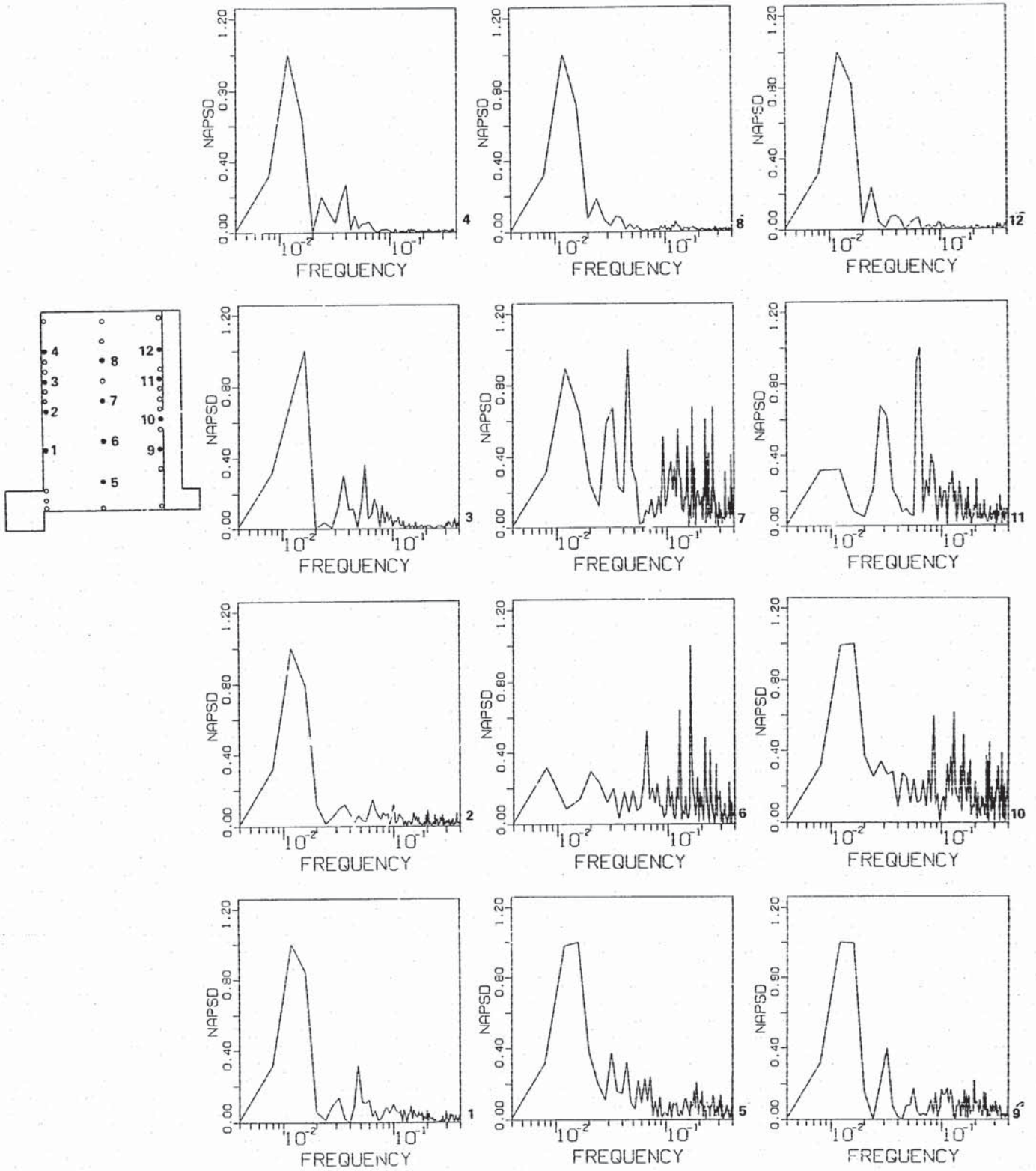


Fig. 2.32 Auto Power Spectral Density Functions of Measured Data under $Ri=0.5$

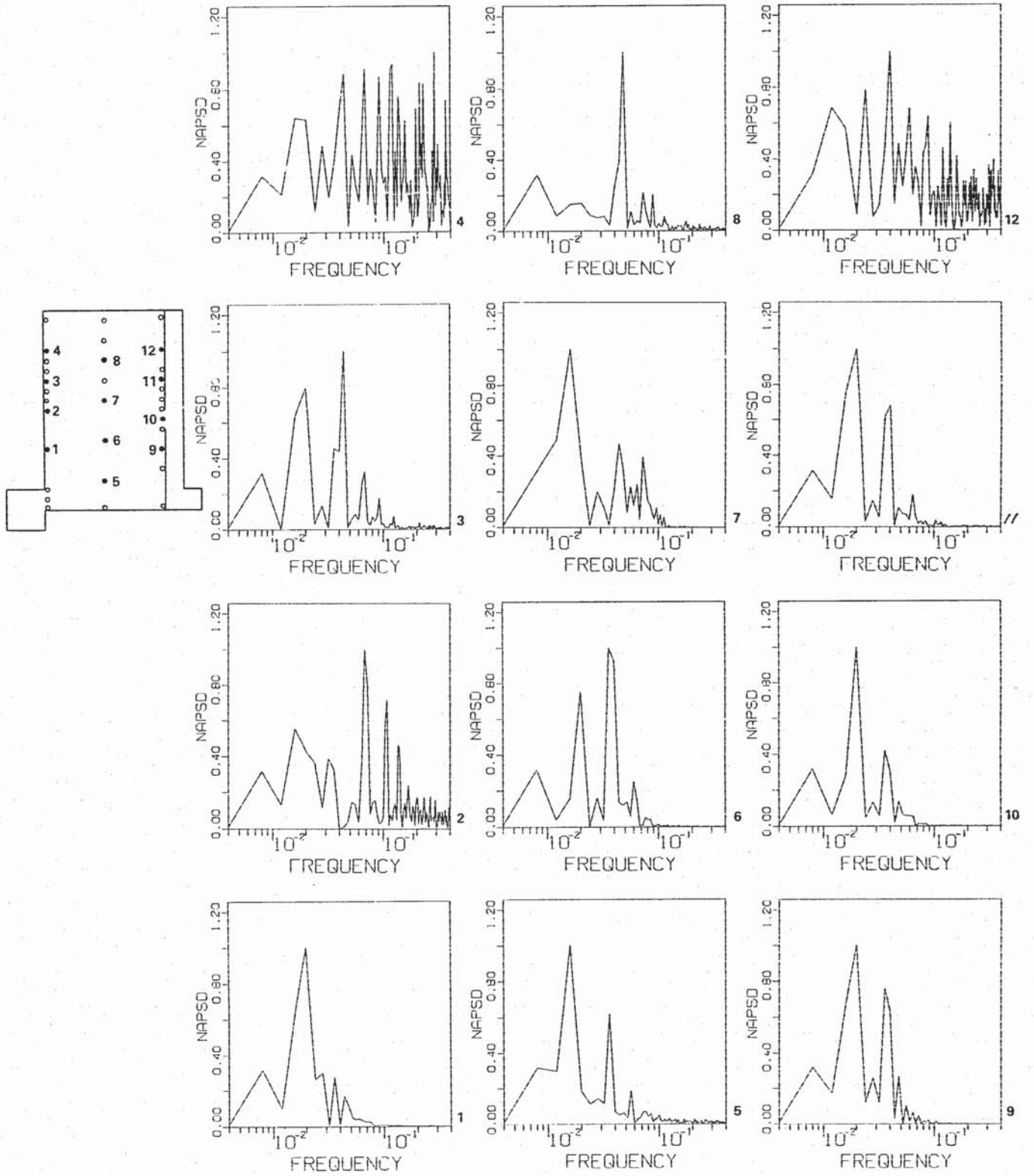


Fig. 2.33 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Coarse Mesh Arrangement under $Ri=0.5$

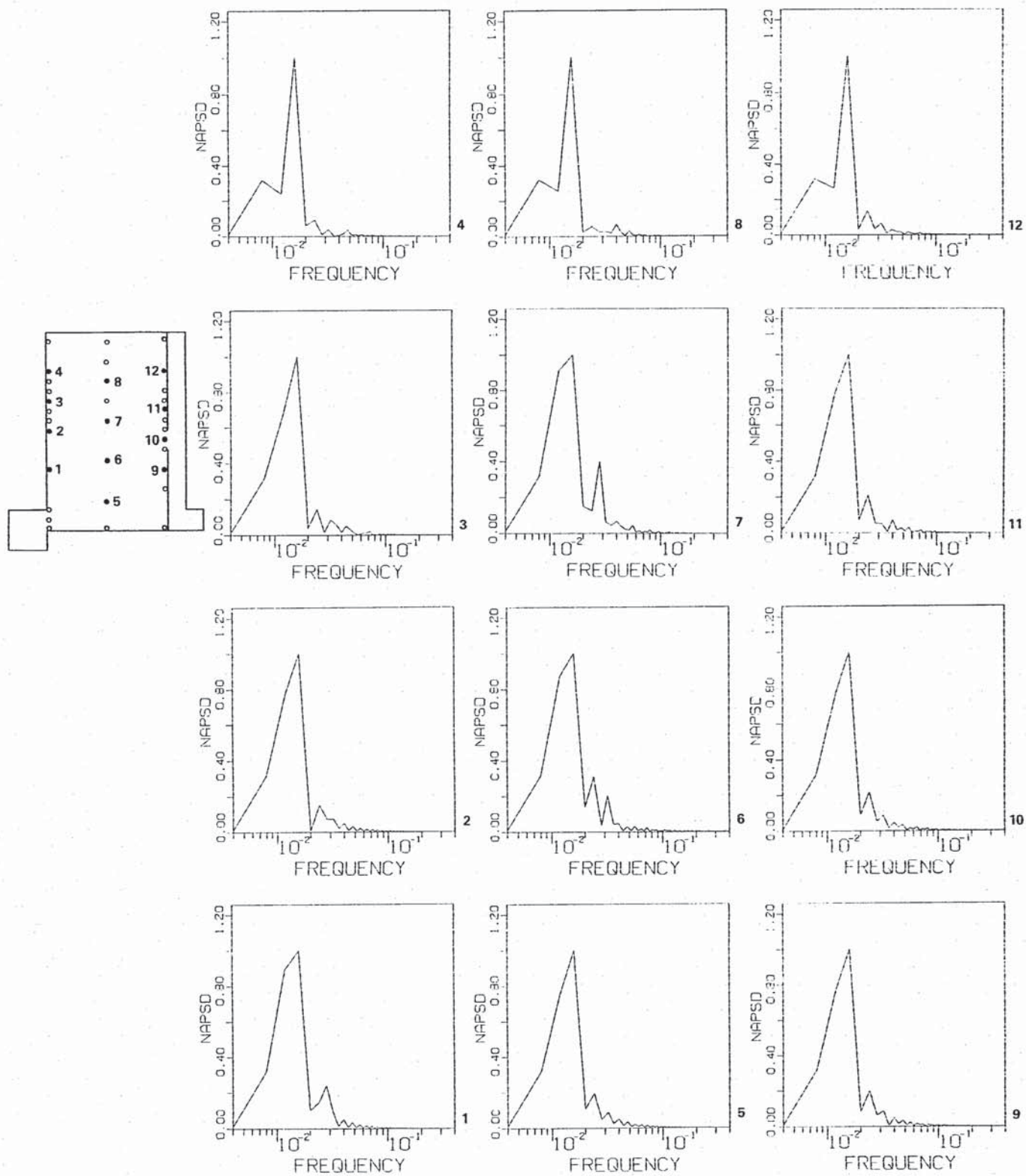


Fig. 2.34 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Fine Mesh Arrangement under $Ri=0.5$

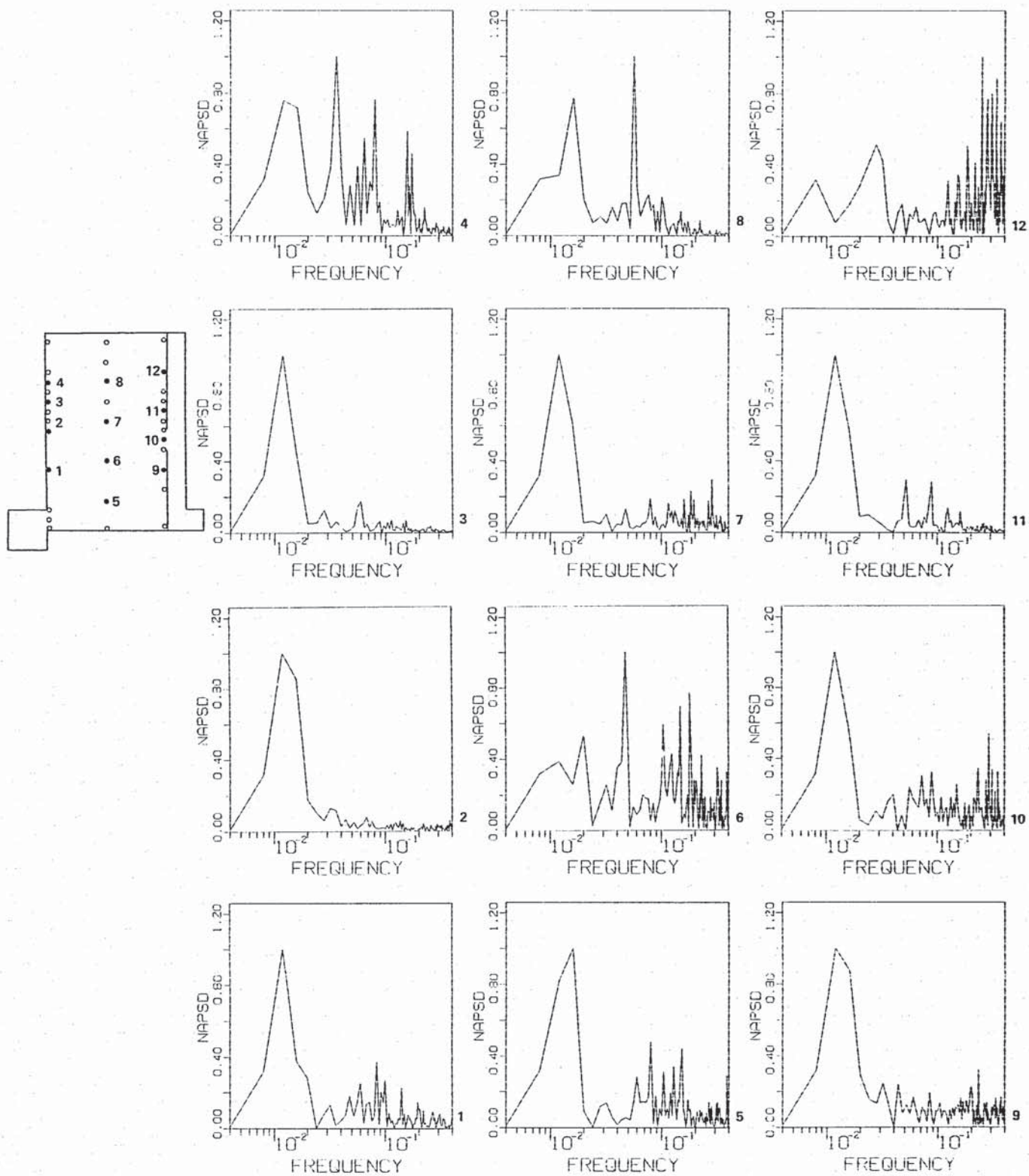


Fig. 2.35 Auto Power Spectral Density Functions of Measured Data under $Ri=1.1$

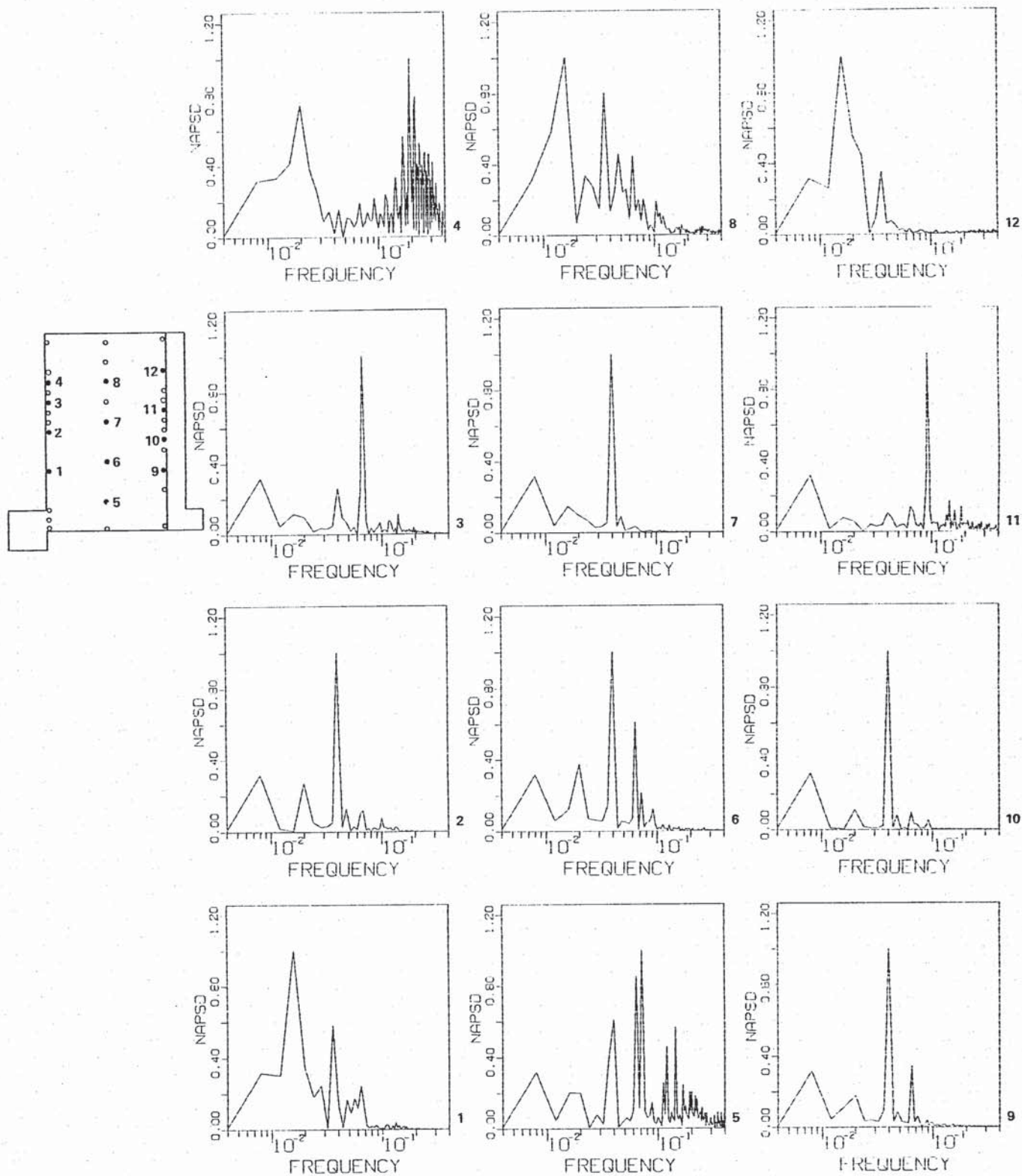


Fig. 2.36 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Coarse Mesh Arrangement under $Re=1.1$

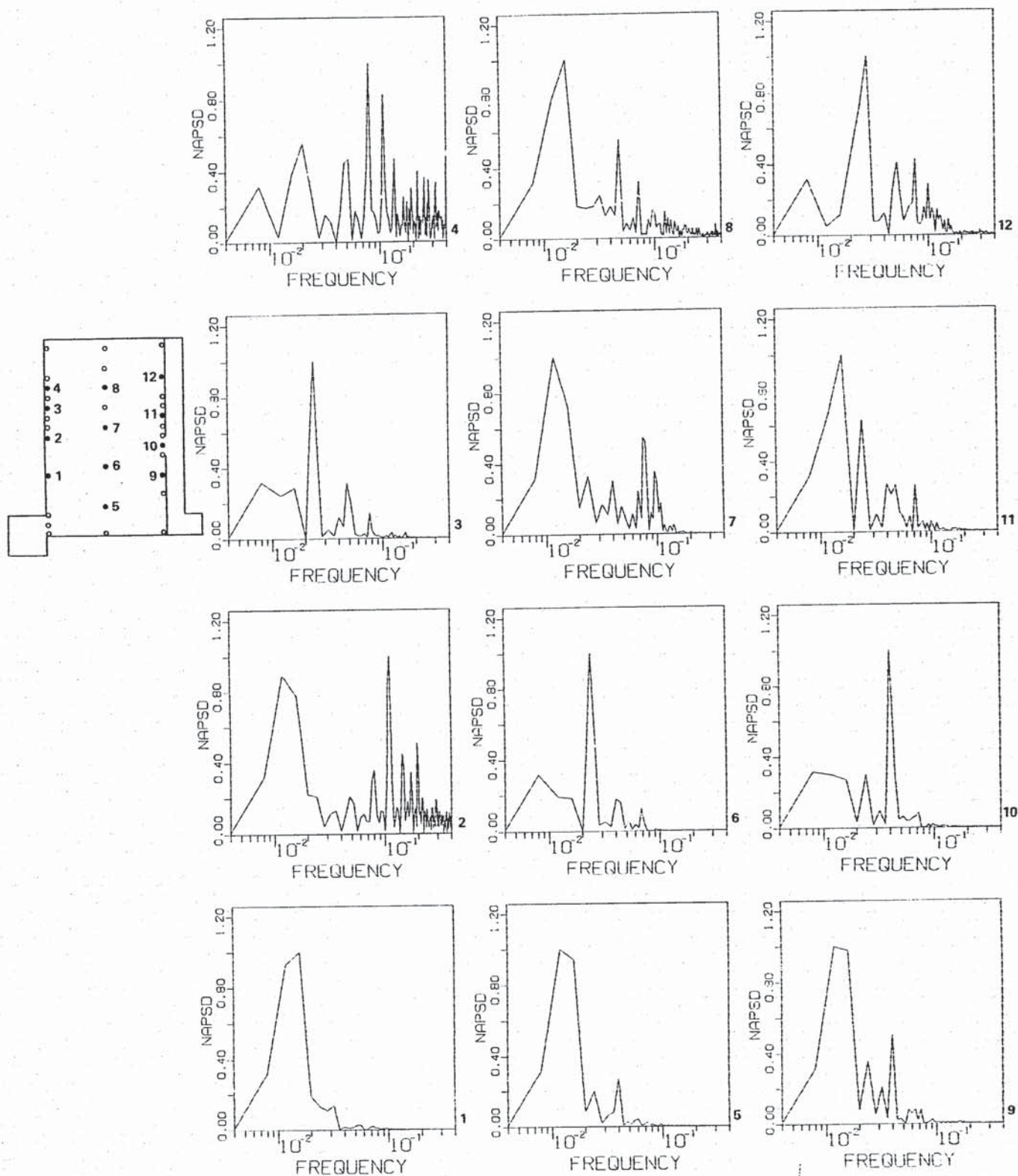


Fig. 2.37 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Fine Mesh Arrangement under $Ri=1.1$

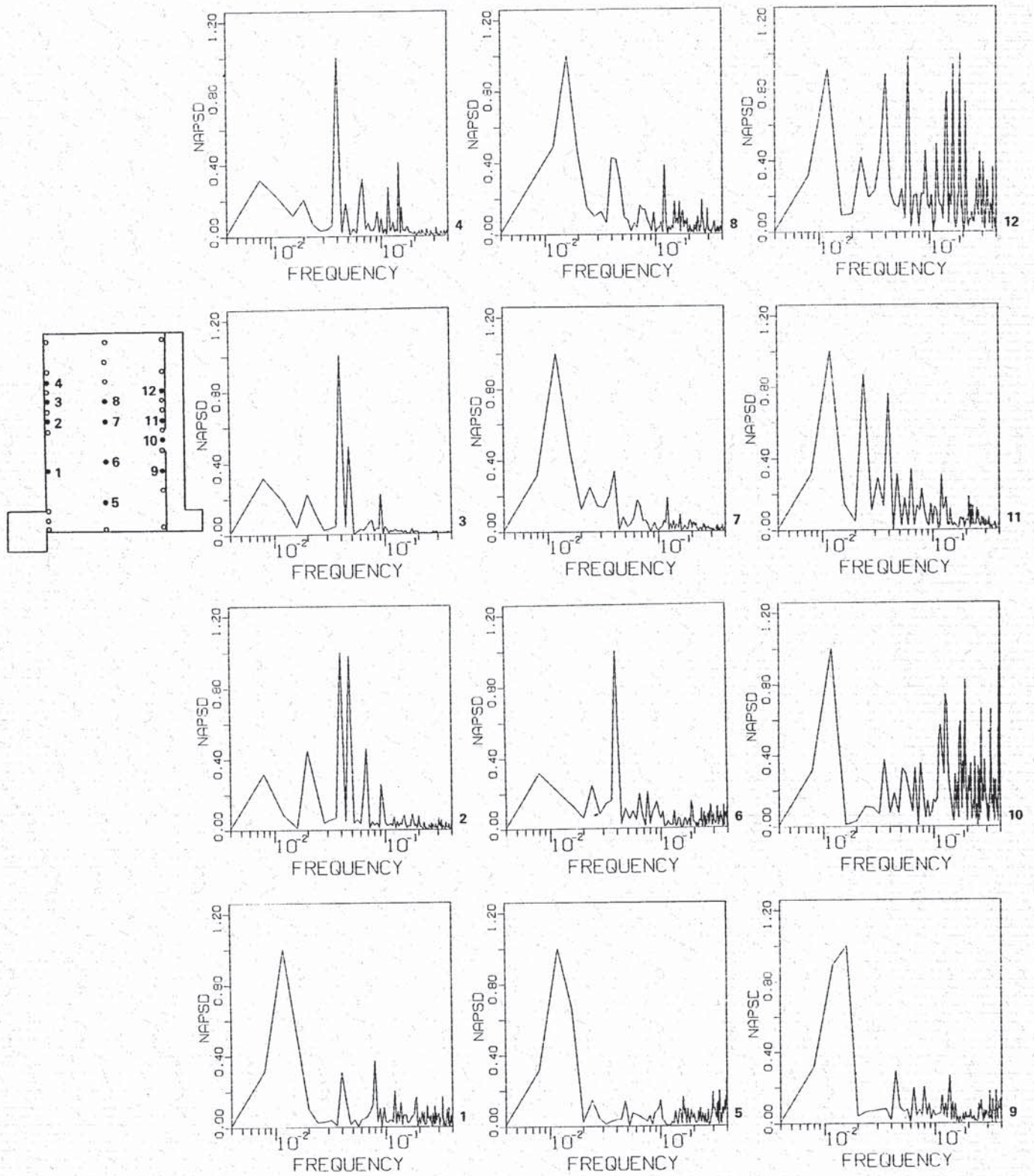


Fig. 2.38 Auto Power Spectral Density Functions of Measured Data under $Ri=2.0$

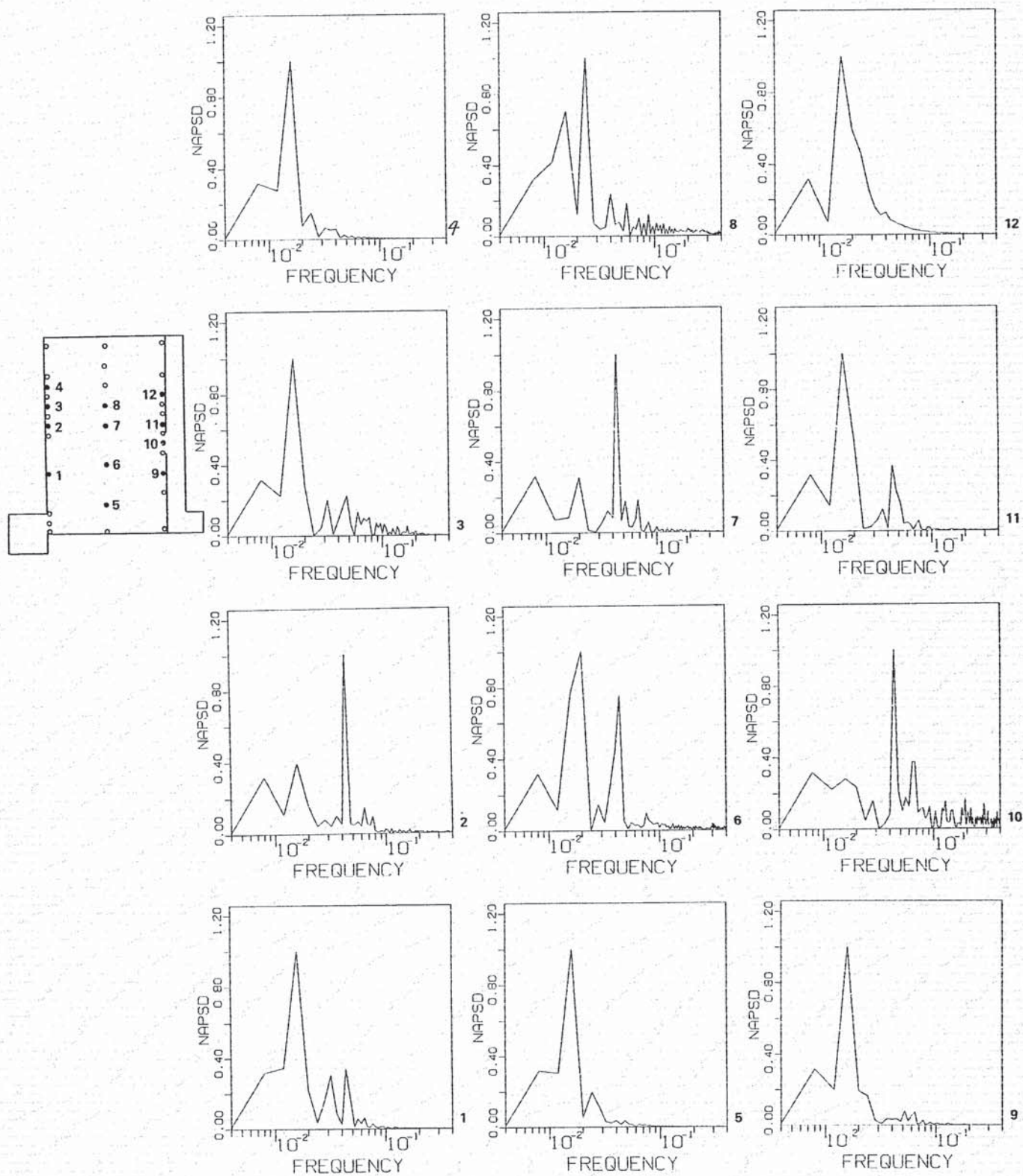


Fig. 2.39 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Coarse Mesh Arrangement under $Ri=2.0$

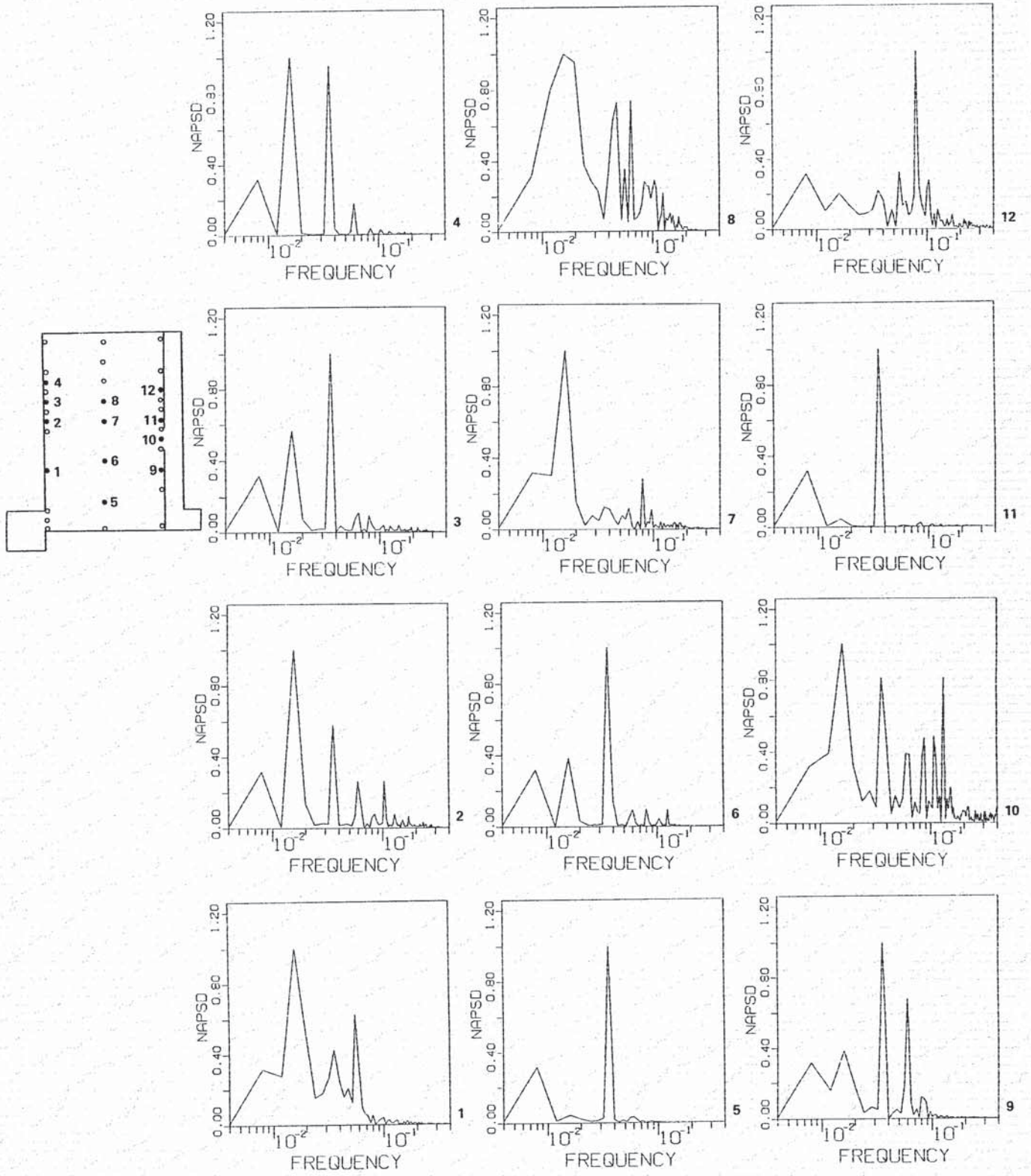


Fig. 2.40 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Fine Mesh Arrangement under $Ri=2.0$

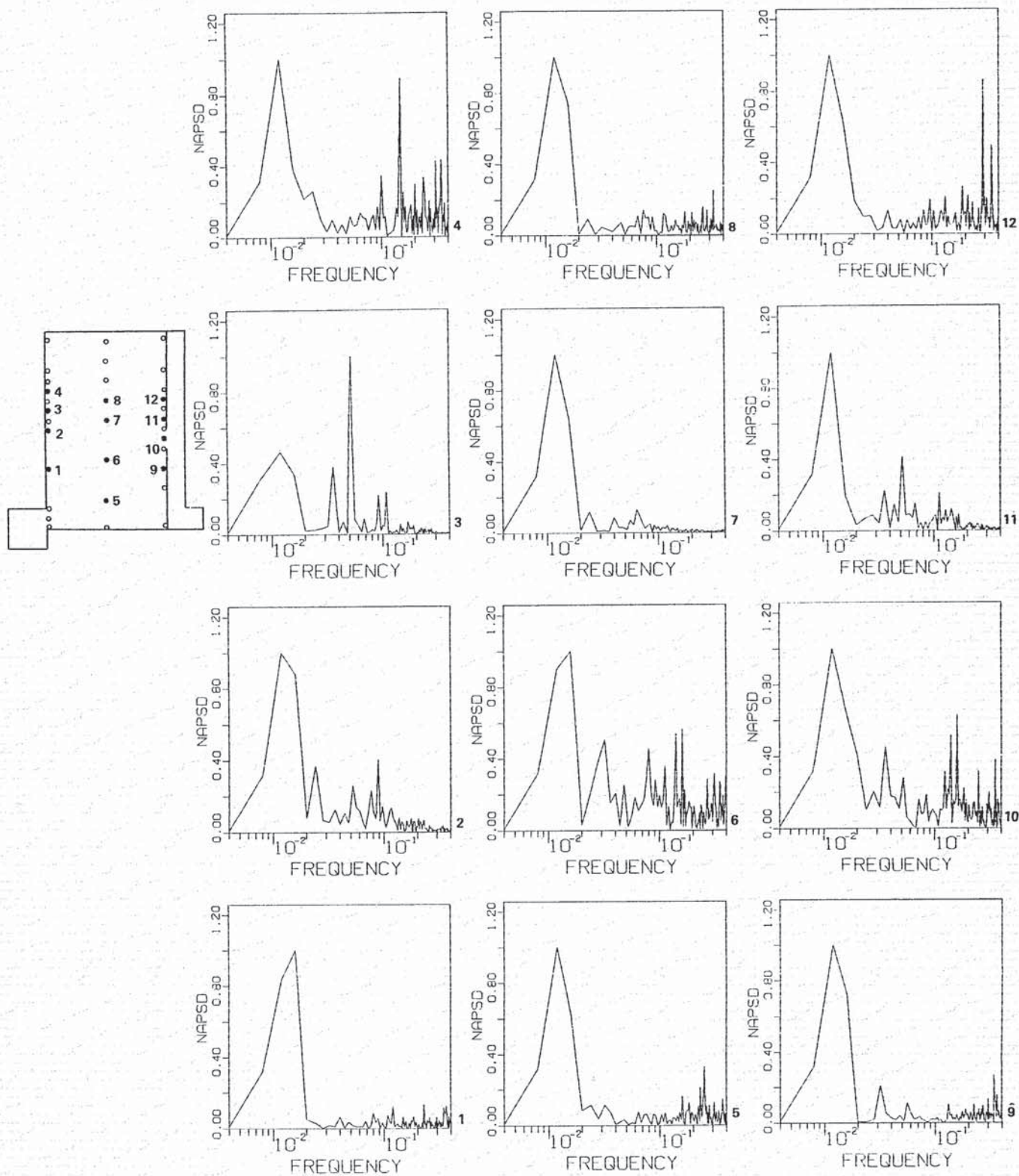


Fig. 2.41 Auto Power Spectral Density Functions of Measured Data under $Ri=4.1$

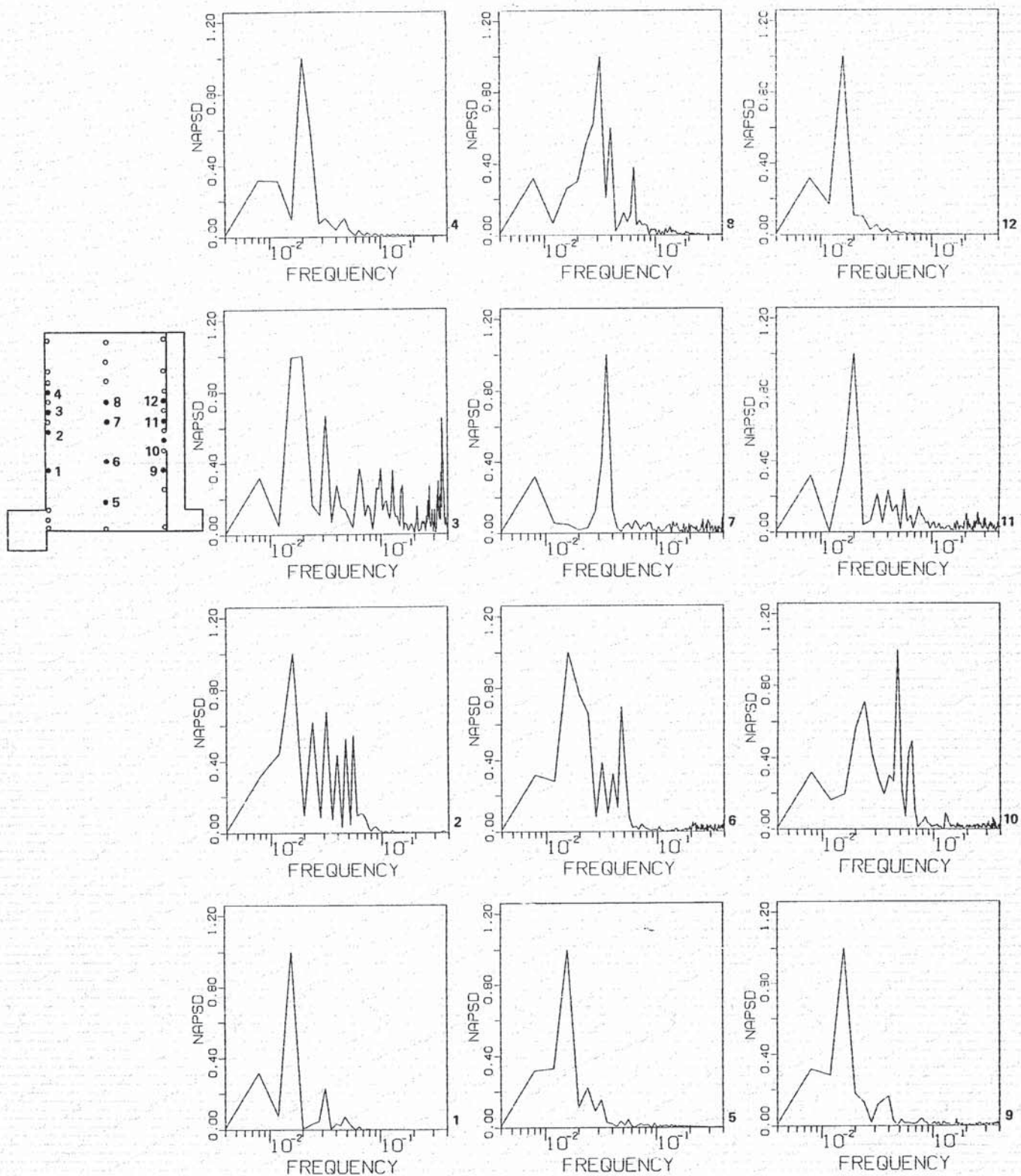


Fig. 2.42 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Coarse Mesh Arrangement under $Ri=4.1$

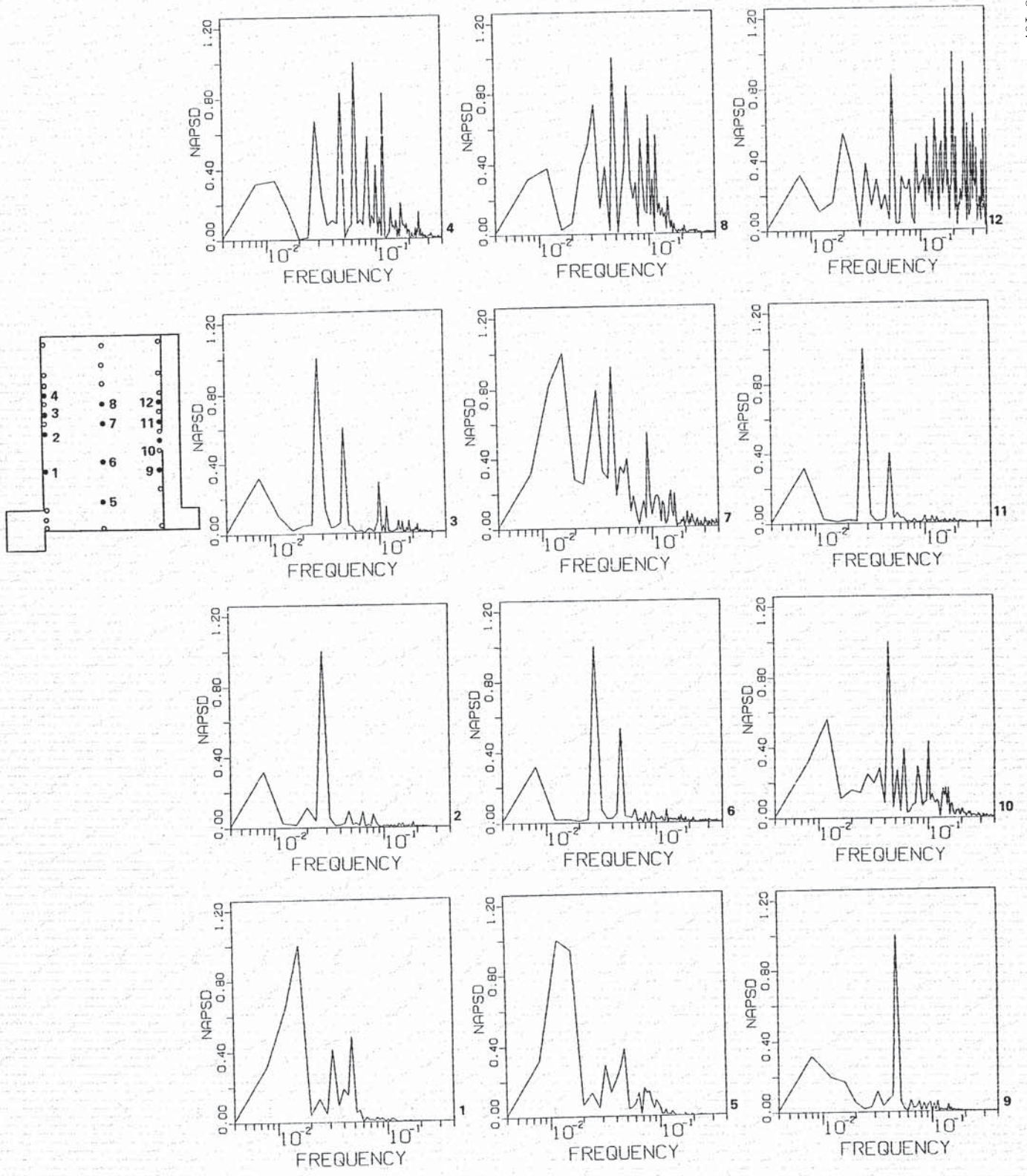


Fig. 2.43 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Fine Mesh Arrangement under $Ri=4.1$

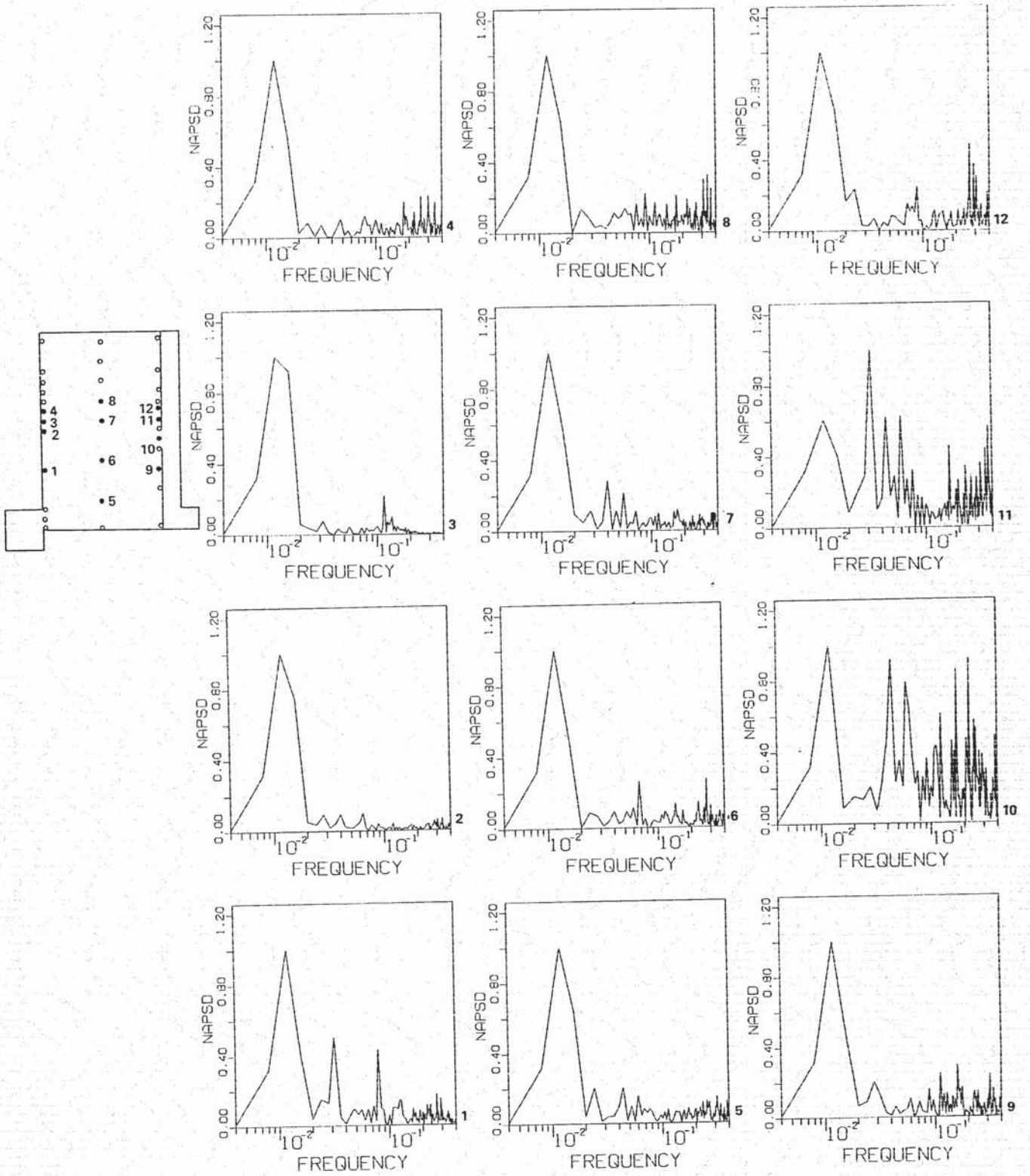


Fig. 2.44 Auto Power Spectral Density Functions of Measured Data under $Ri=8.3$

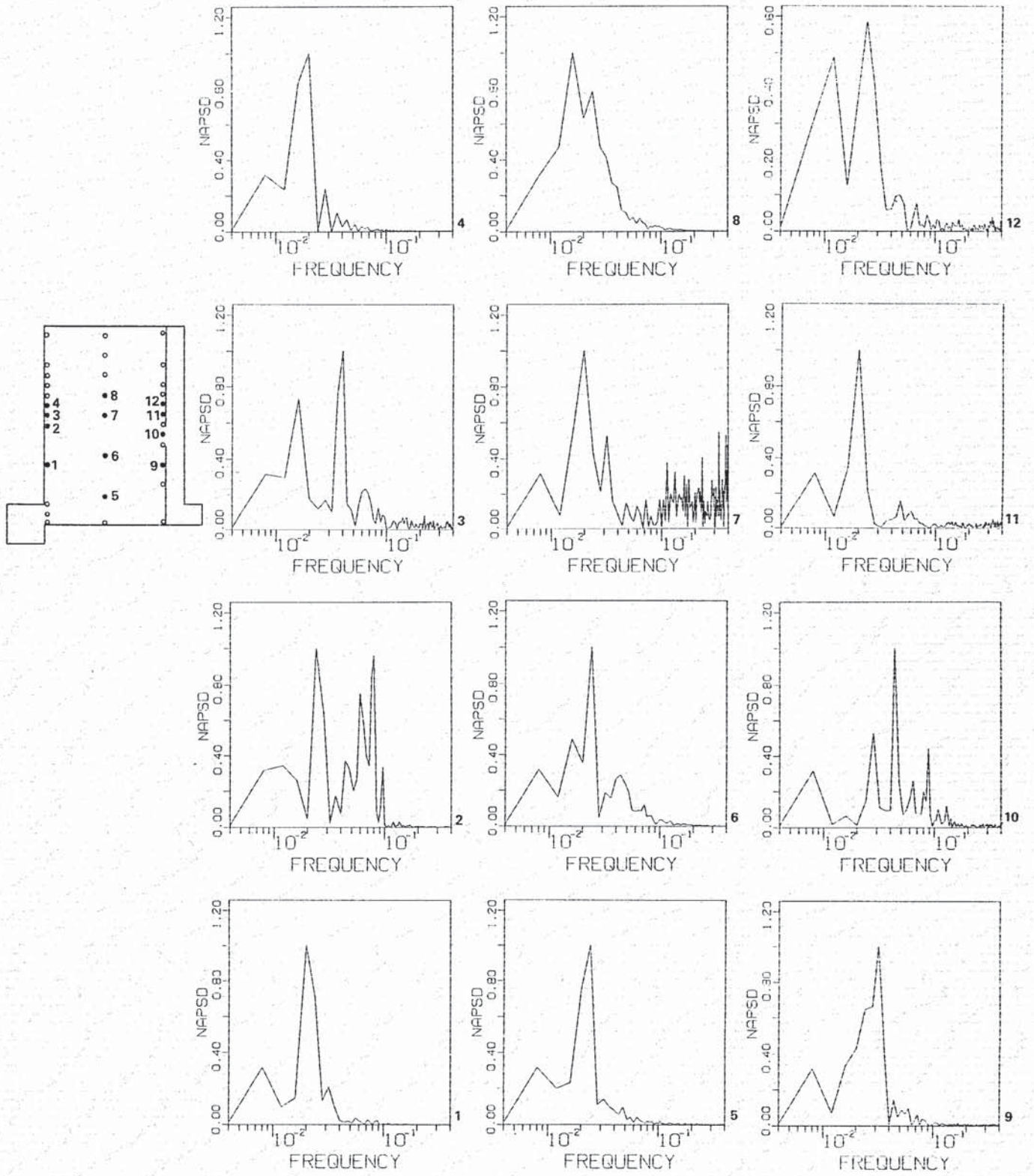


Fig. 2.45 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Coarse Mesh Arrangement under $Ri=8.3$

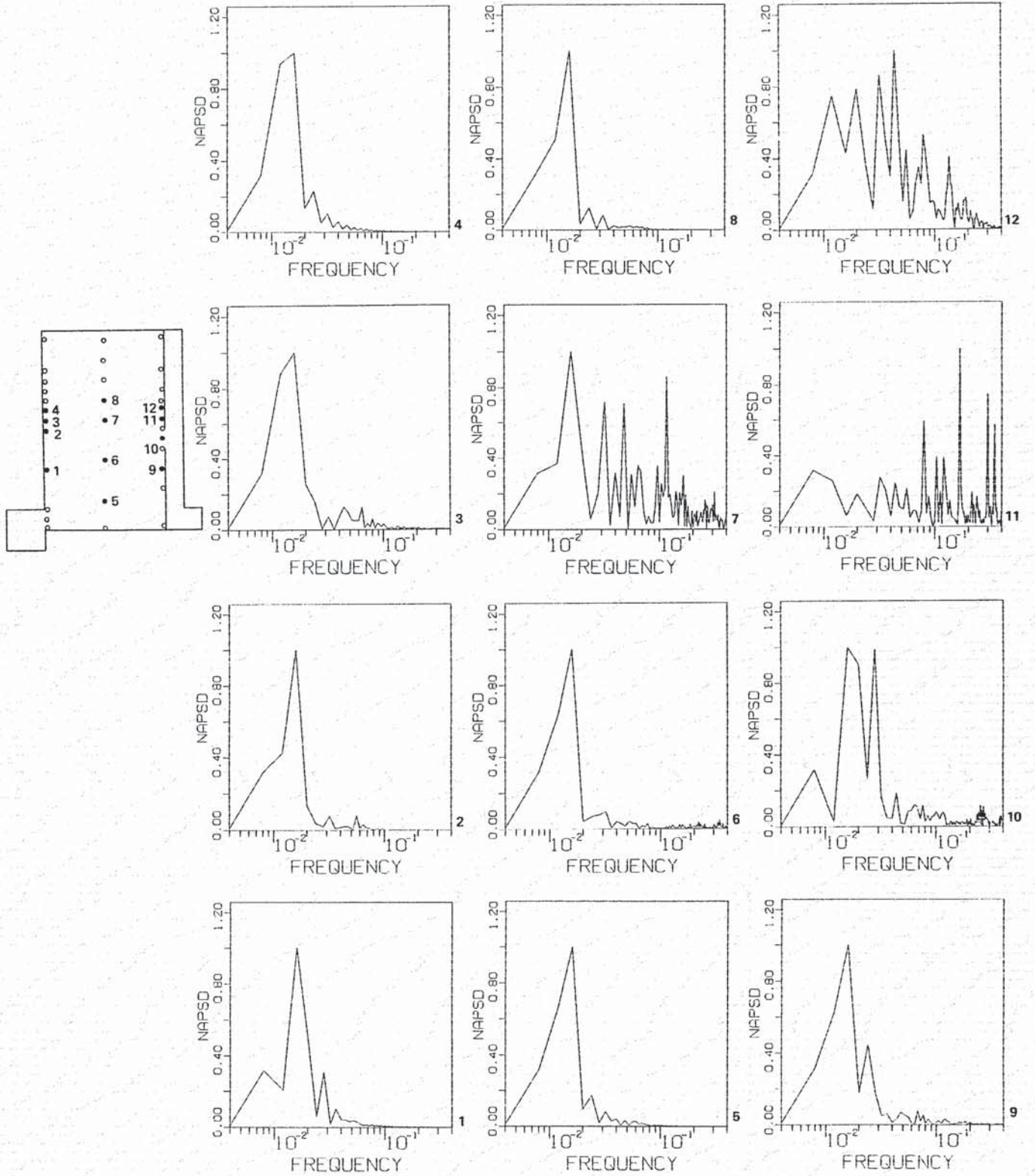


Fig. 2.46 Auto Power Spectral Density Functions of Calculated Data using Fine Mesh Arrangement under $Ri=8.3$

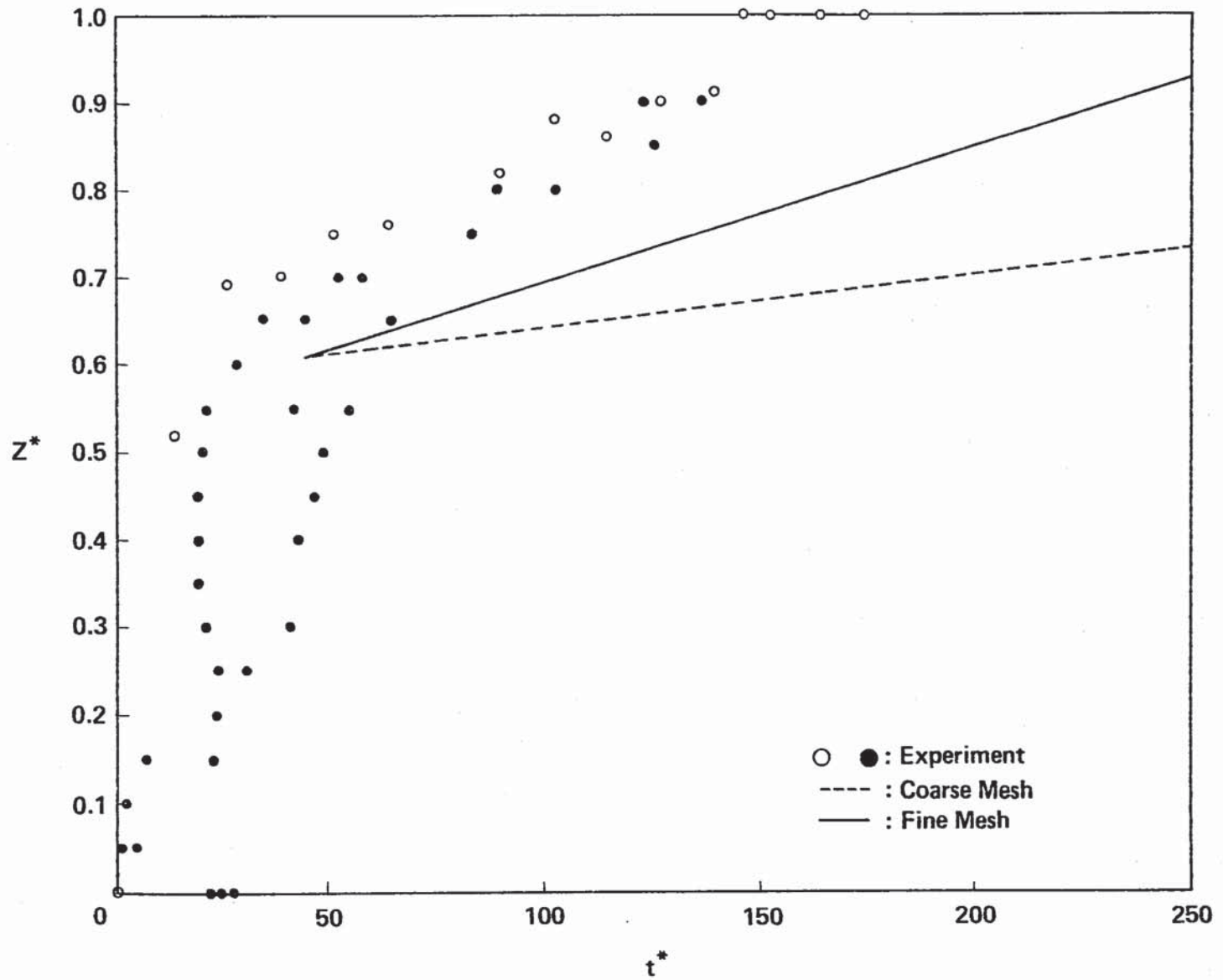


Fig. 2.47 Comparison of Rising Speed of Thermal Stratification Interface under $Ri=0.5$

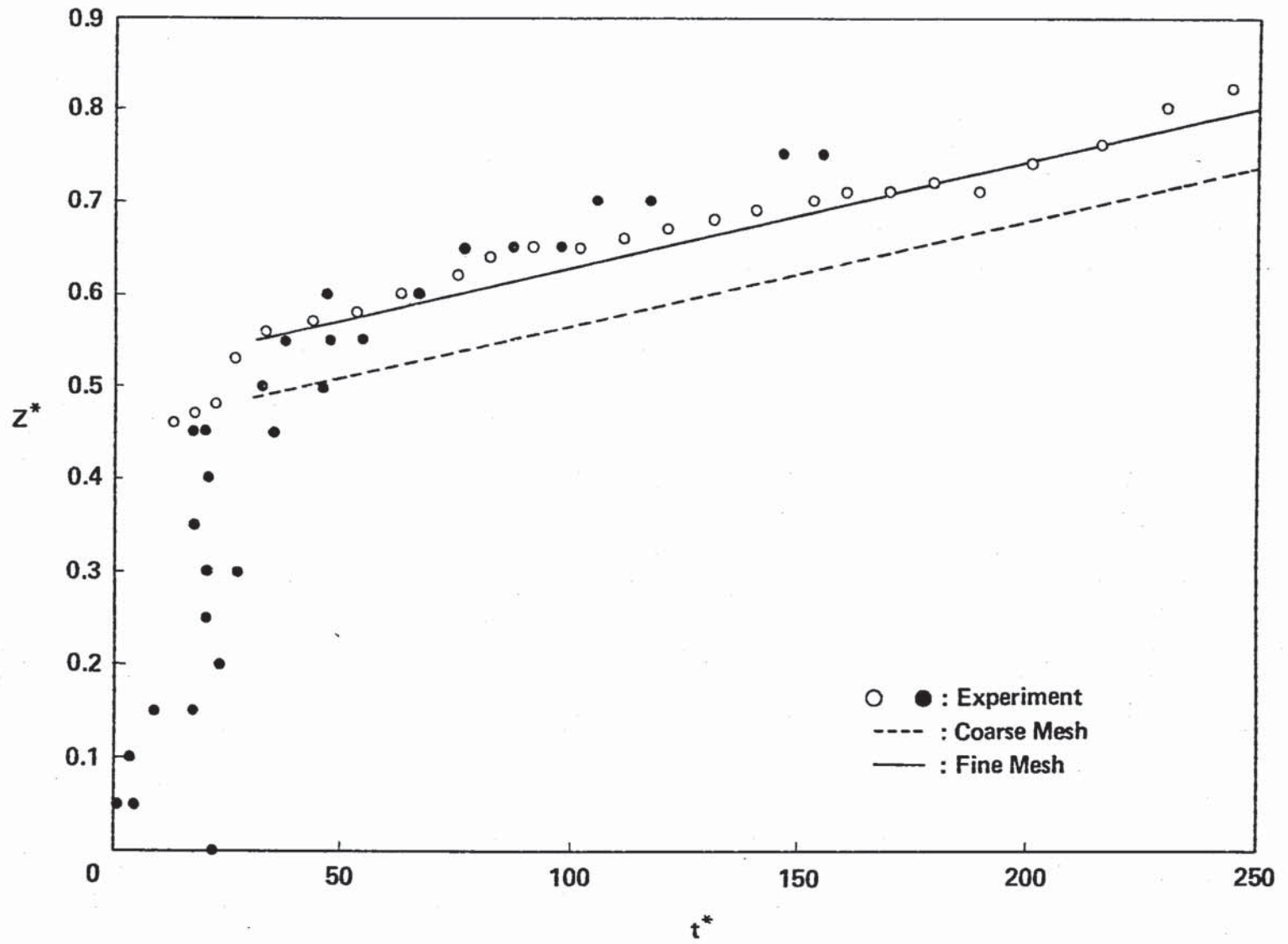


Fig. 2.48 Comparison of Rising Speed of Thermal Stratification Interface under $Ri=1.1$

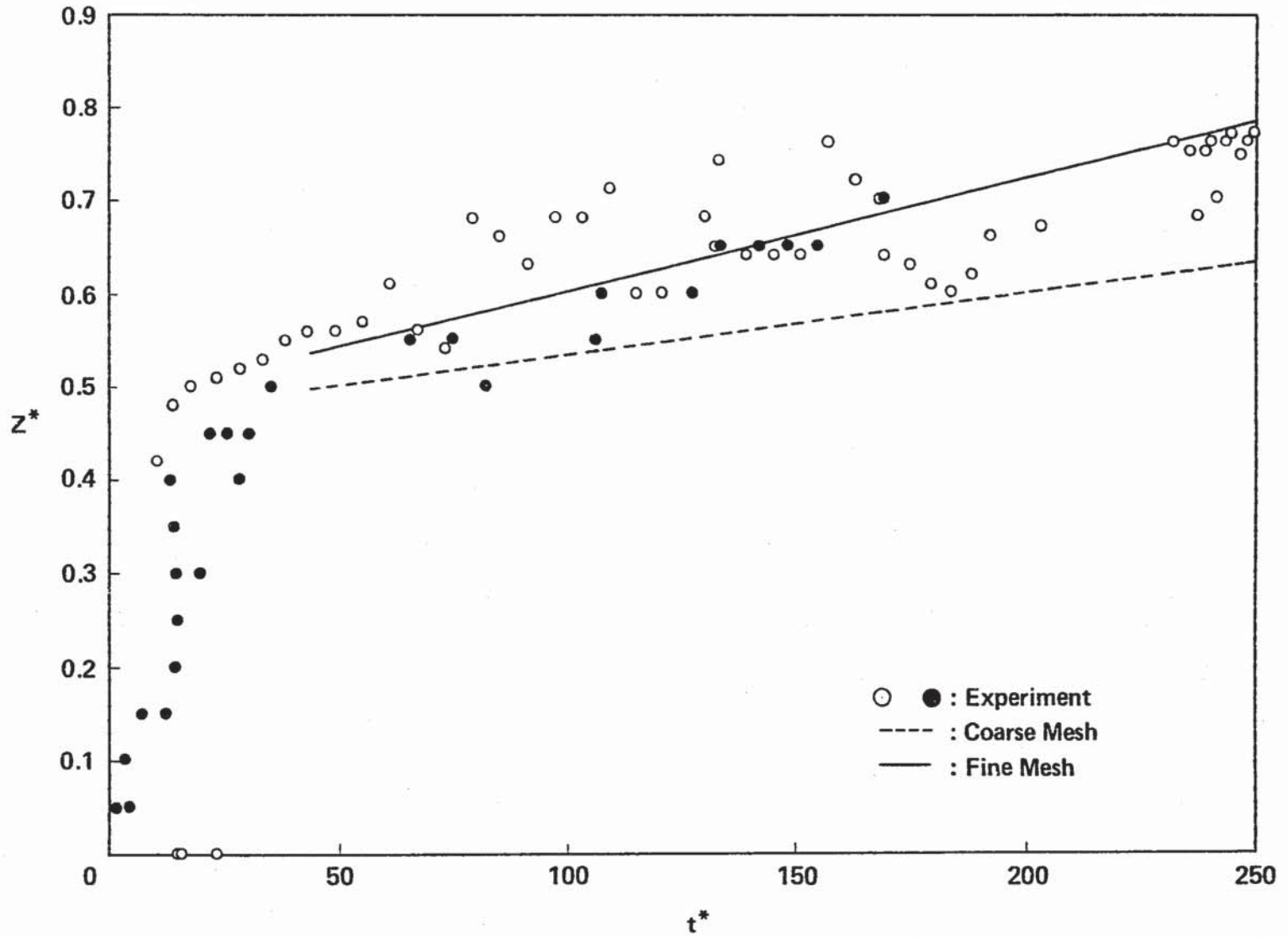


Fig. 2.49 Comparison of Rising Speed of Thermal Stratification Interface under $Ri=2.0$

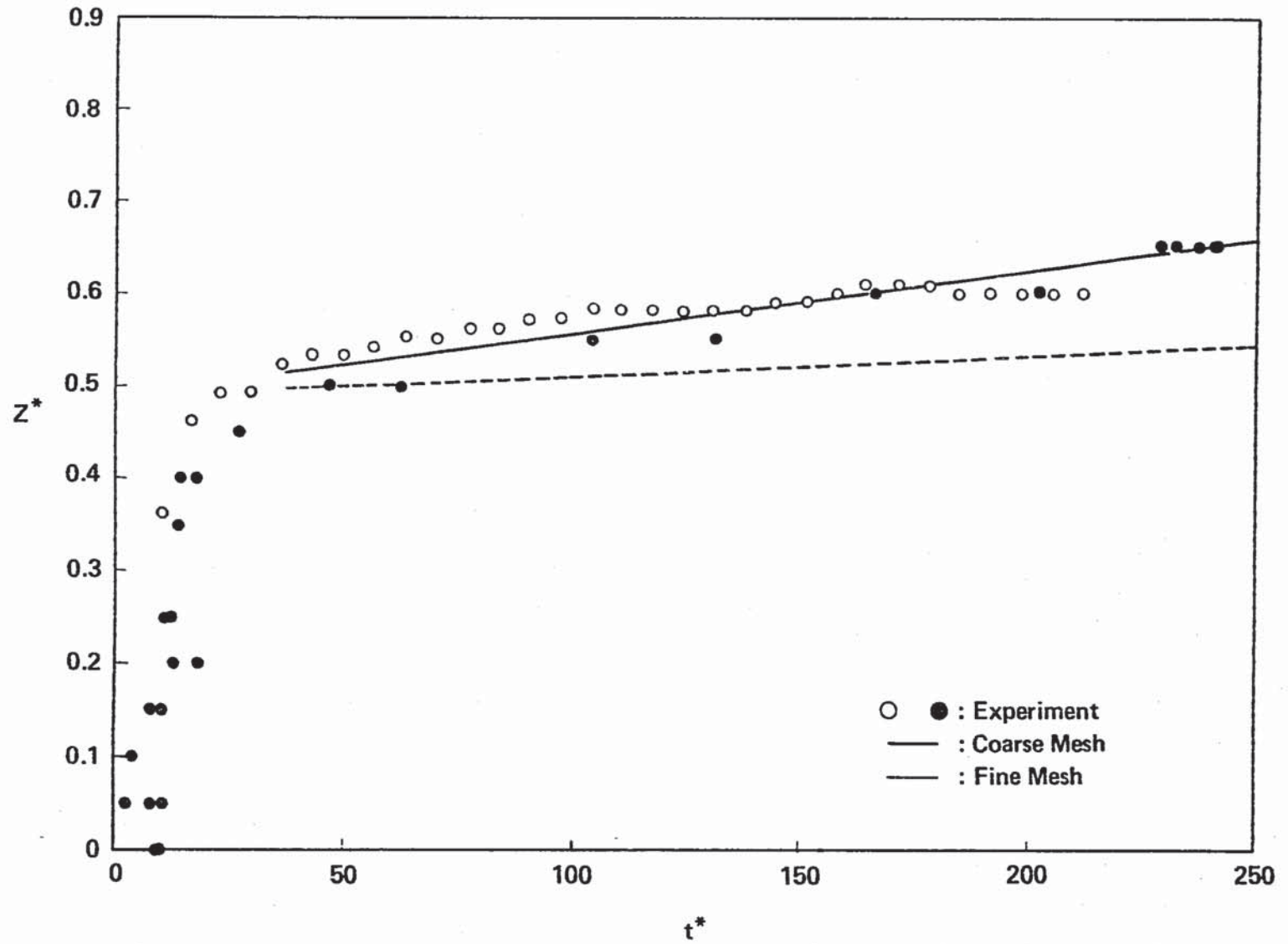


Fig. 2.50 Comparison of Rising Speed of Thermal Stratification Interface under $Ri=4.1$

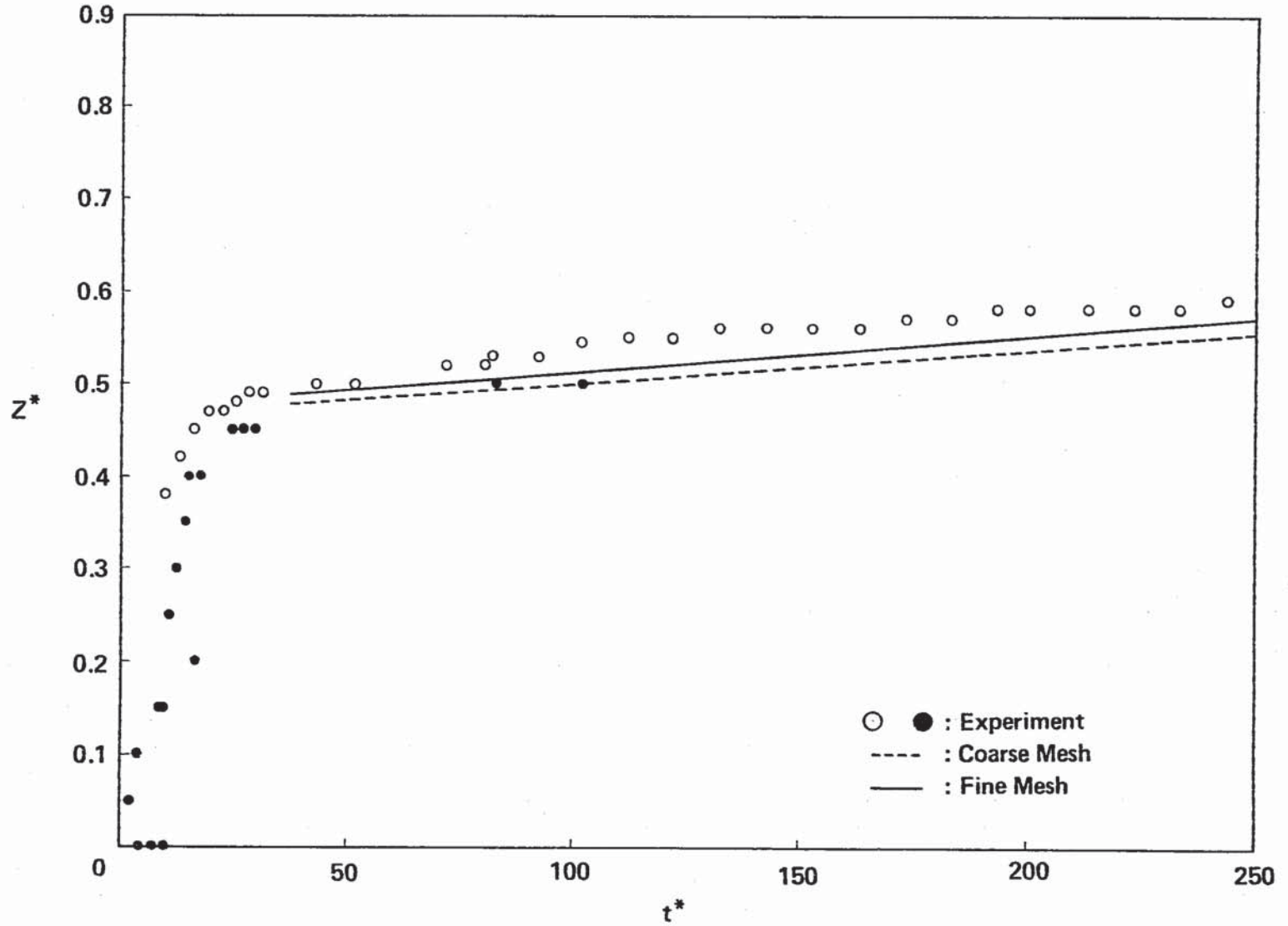


Fig. 2.51 Comparison of Rising Speed of Thermal Stratification Interface using $Ri=8.3$

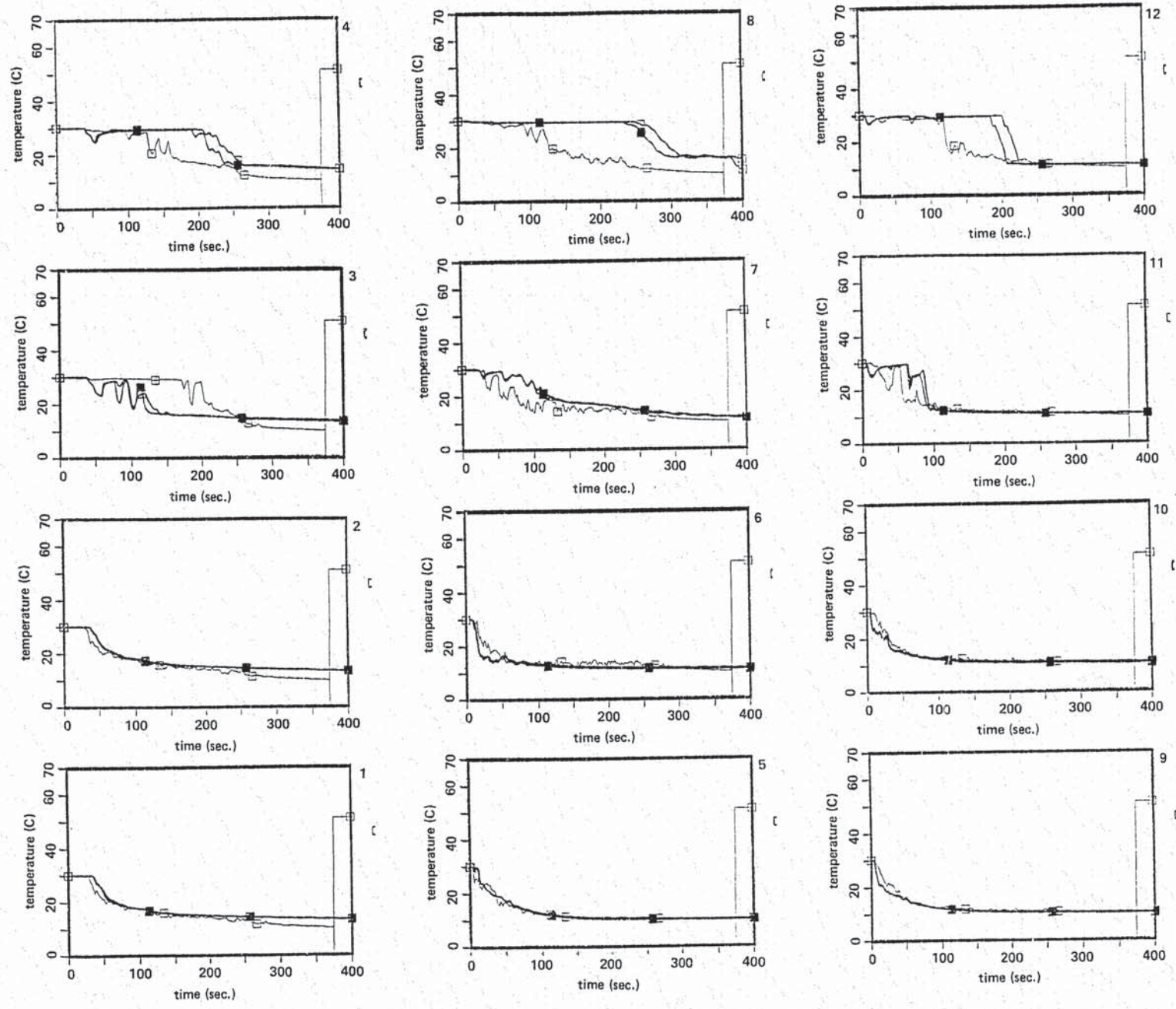
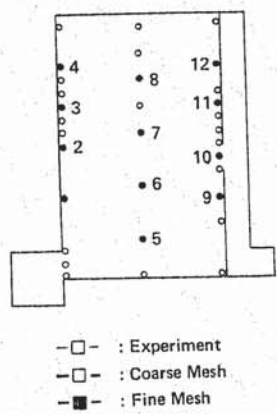


Fig. 3.1 Effect of Flux Richardson Number Dependence Model for Turbulent Prandtl Number on Rising Speed of Thermal Stratification Interface under $Ri=0.5$

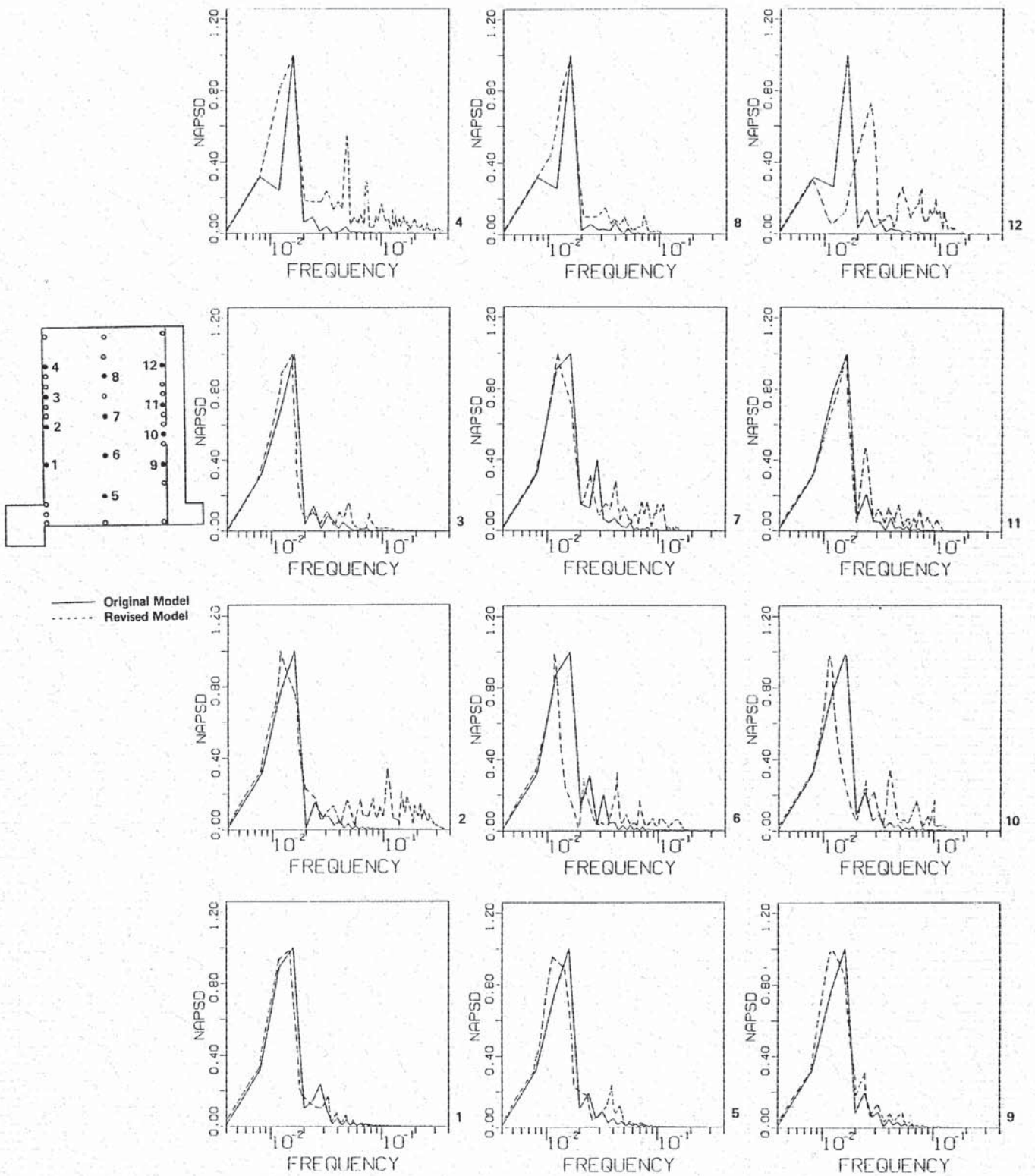


Fig. 3.2 Effect of Flux Richardson Number Dependence Model for Turbulent Prandtl Number on Auto Spectral Density Function under $Ri=0.5$

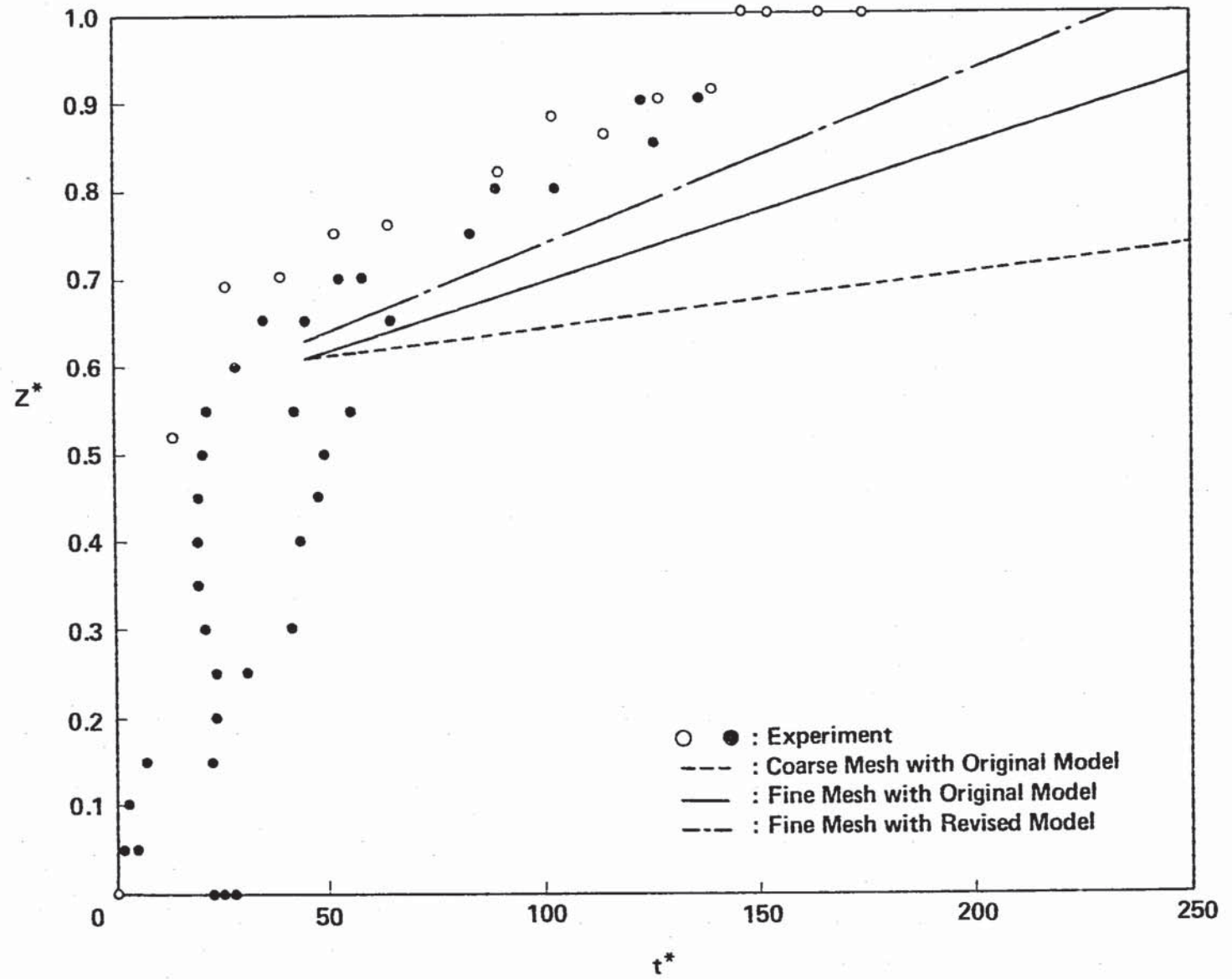


Fig. 3.3 Effect of Flux Richardson Number Dependence Model for Turbulent Prandtl Number on Temperature Transient in the Hot Plenum under $Ri=0.5$

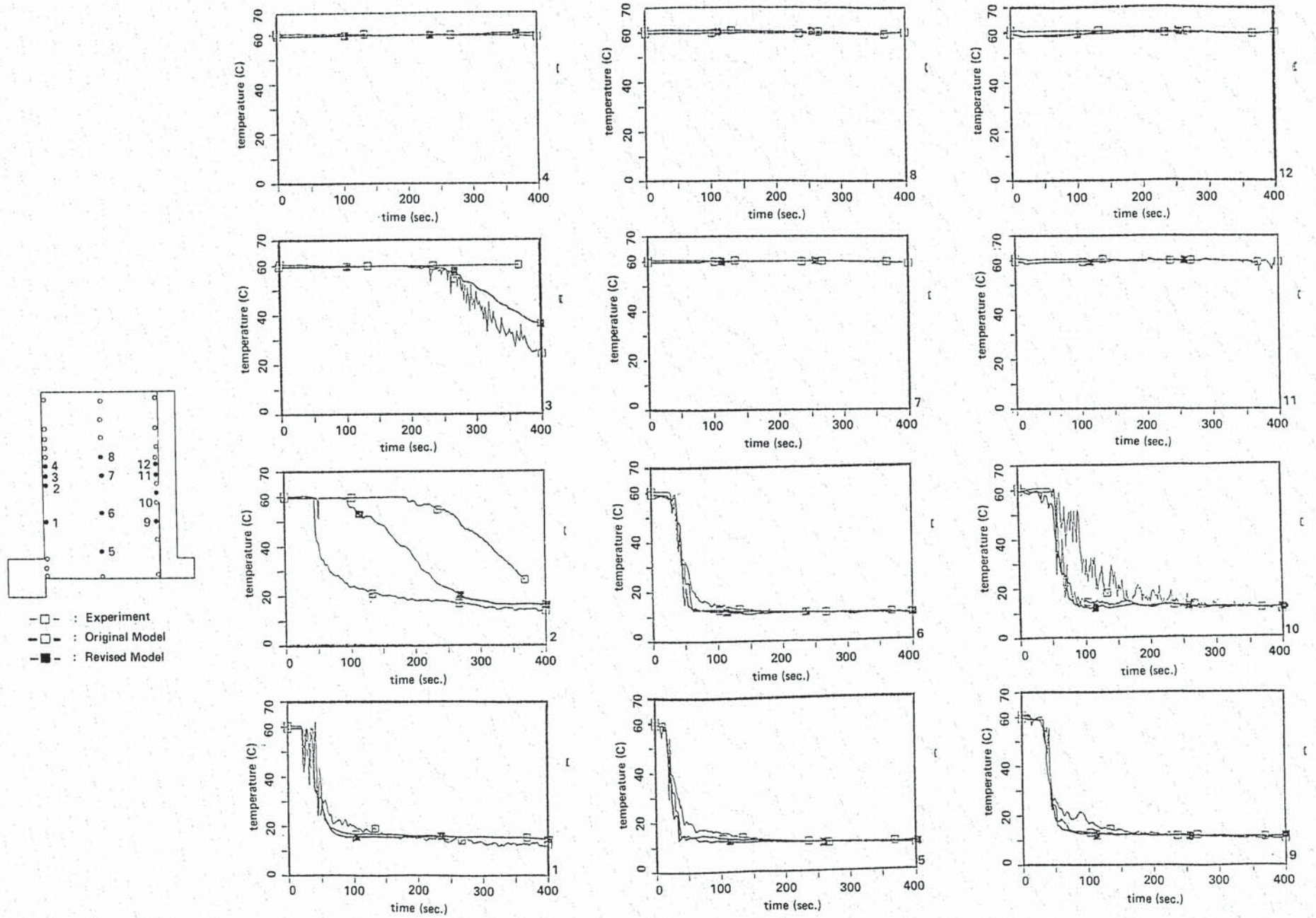


Fig. 3.4 Effect of Flux Richardson Number Dependence Model for Turbulent Prandtl Number on Rising Speed of Thermal Stratification Interface under $Ri=8.3$

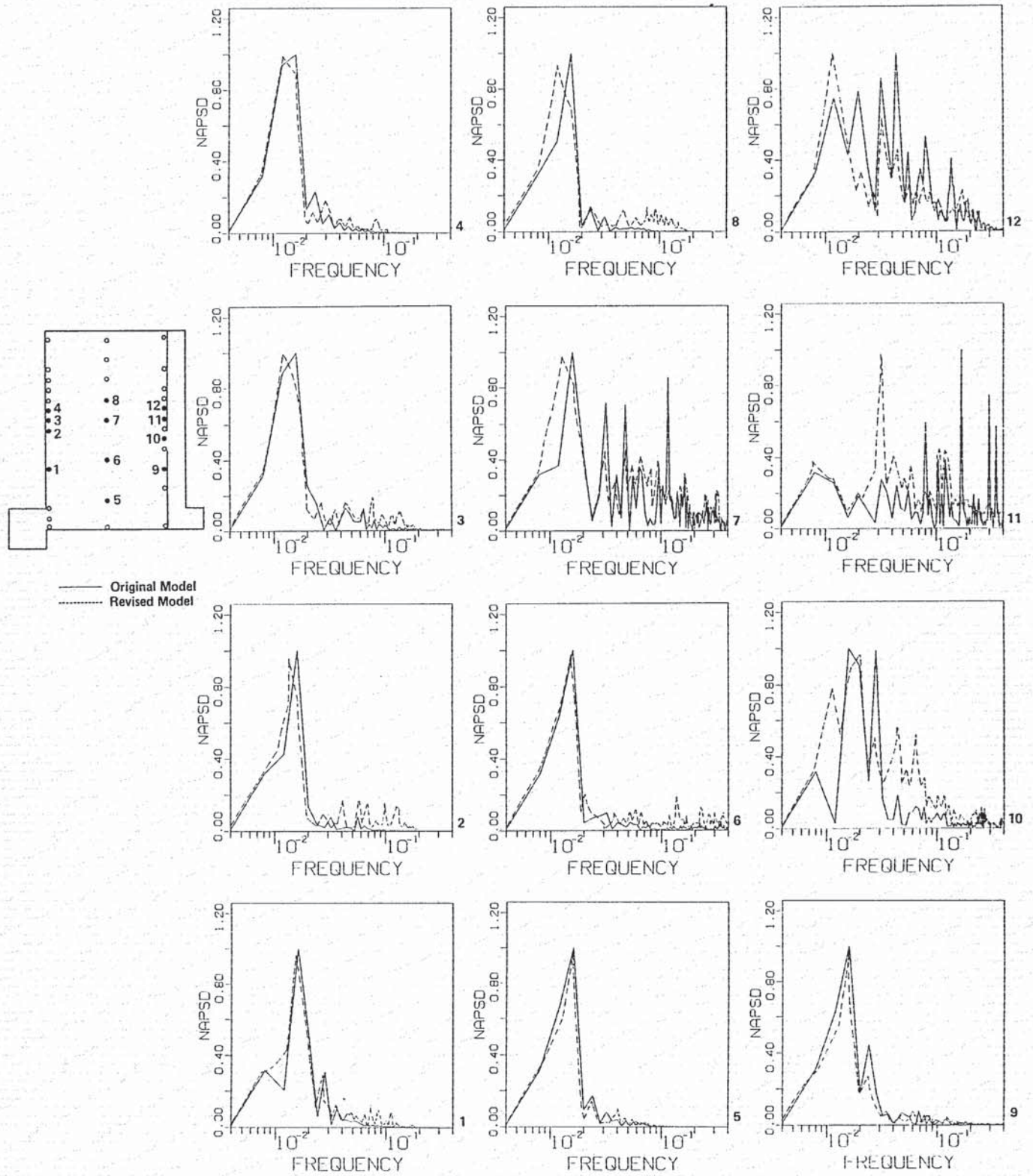


Fig. 3.5 Effect of Flux Richardson Number Dependence Model for Turbulent Prandtl Number on Auto Spectral Density Function under $Ri=8.3$

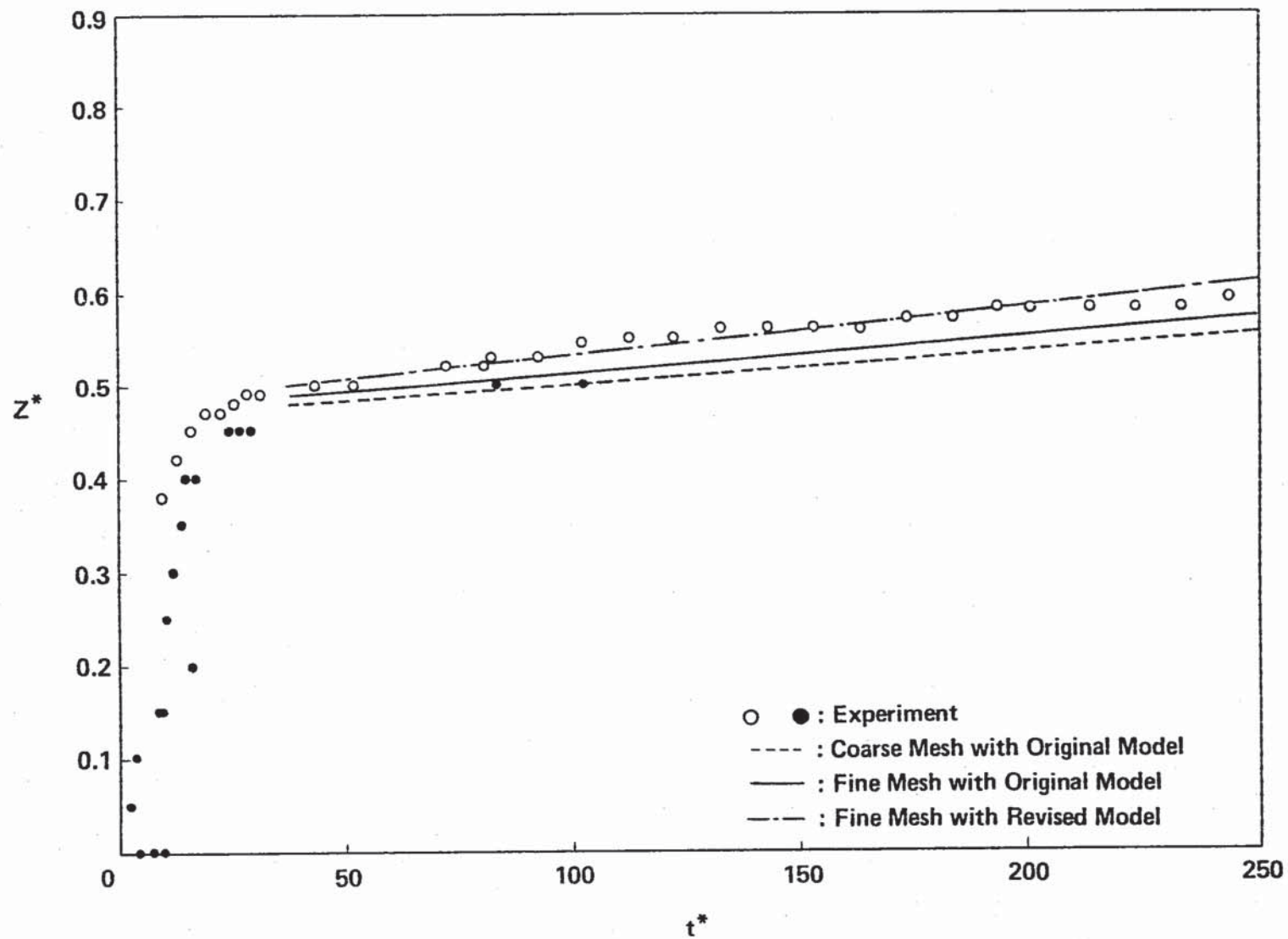


Fig. 3.6 Effect of Flux Richardson Number Dependence Model for Turbulent Prandtl Number on Temperature Transient in the Hot Plenum under $Ri=8.3$

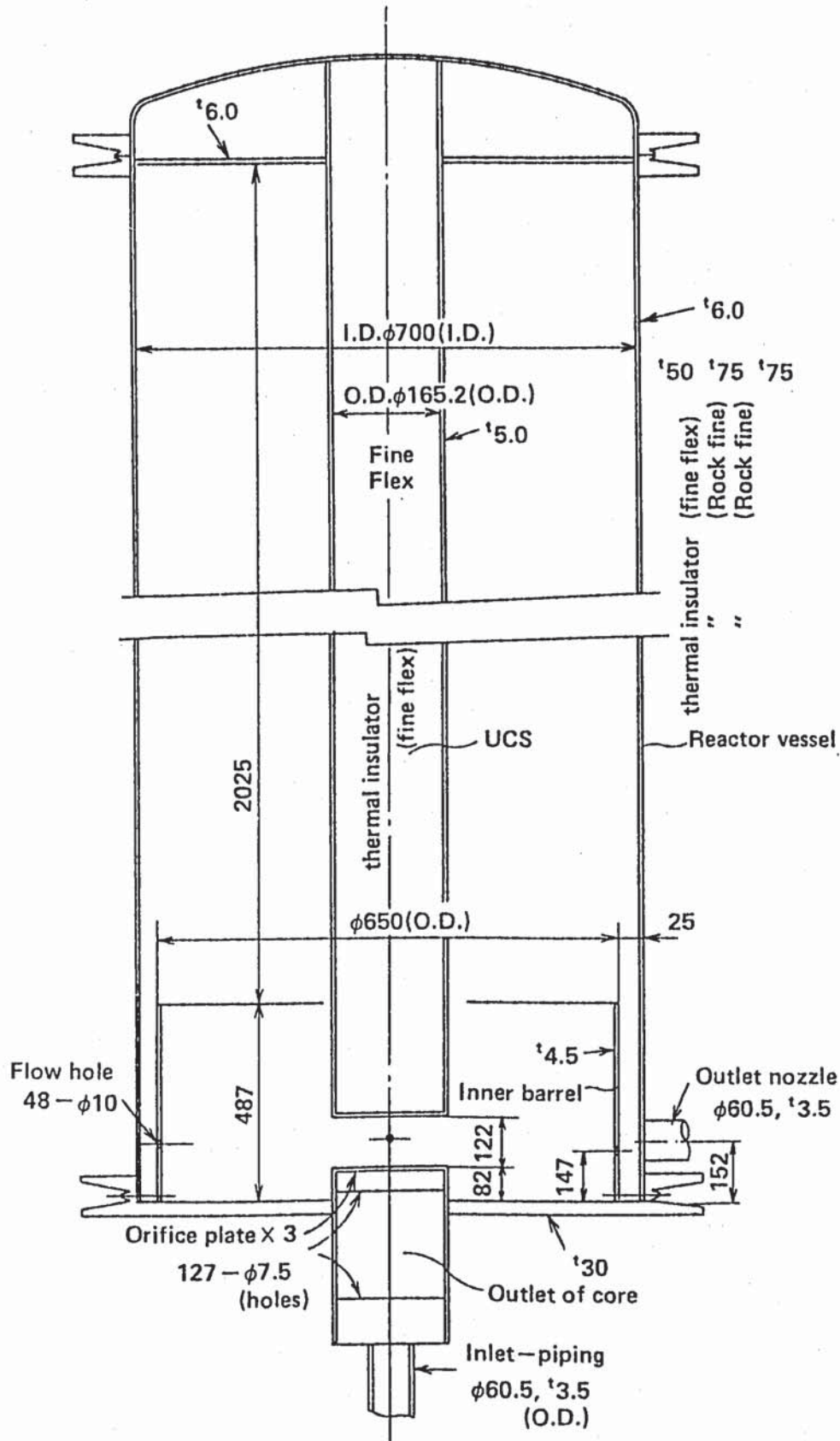


Fig. 3.7 Schematic Diagram of Test Section of 1/10 Scale Model Test II in Sodium

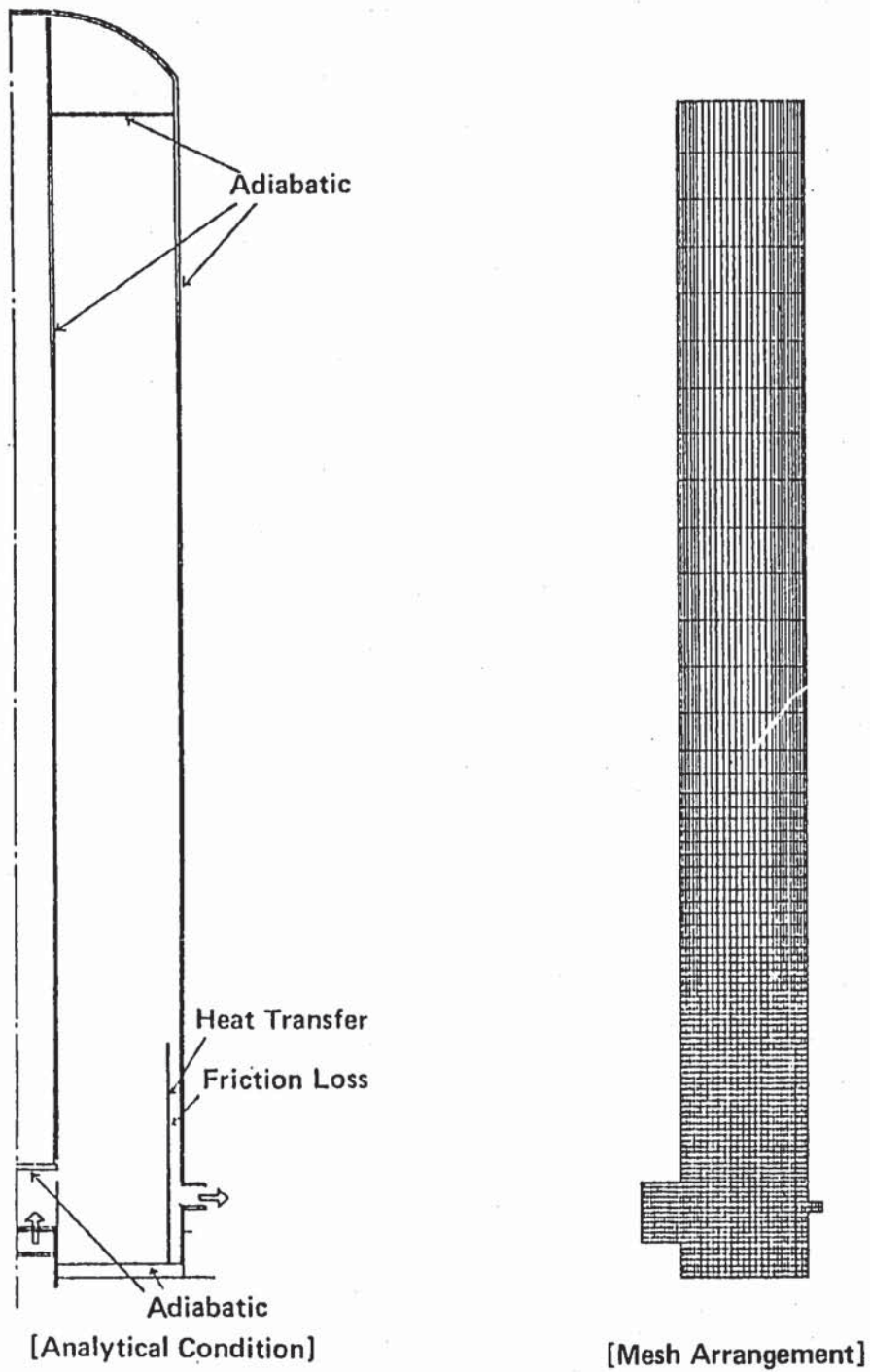


Fig. 3.8 Boundary Conditions and Mesh Arrangement for 1/10 Scale Model Test II in Sodium

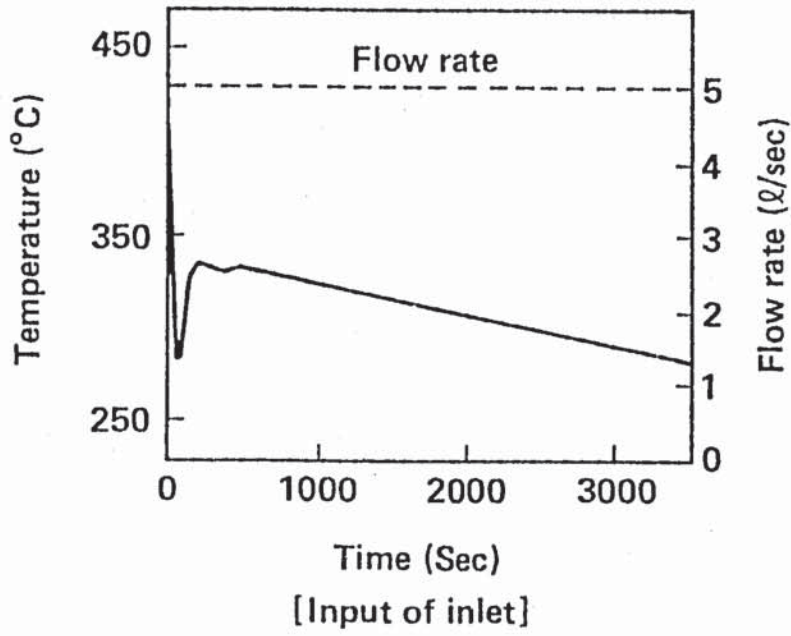


Fig. 3.9 Sodium Temperature and Flow Rate at Core Outlet in 1/10-II-Test NO.4

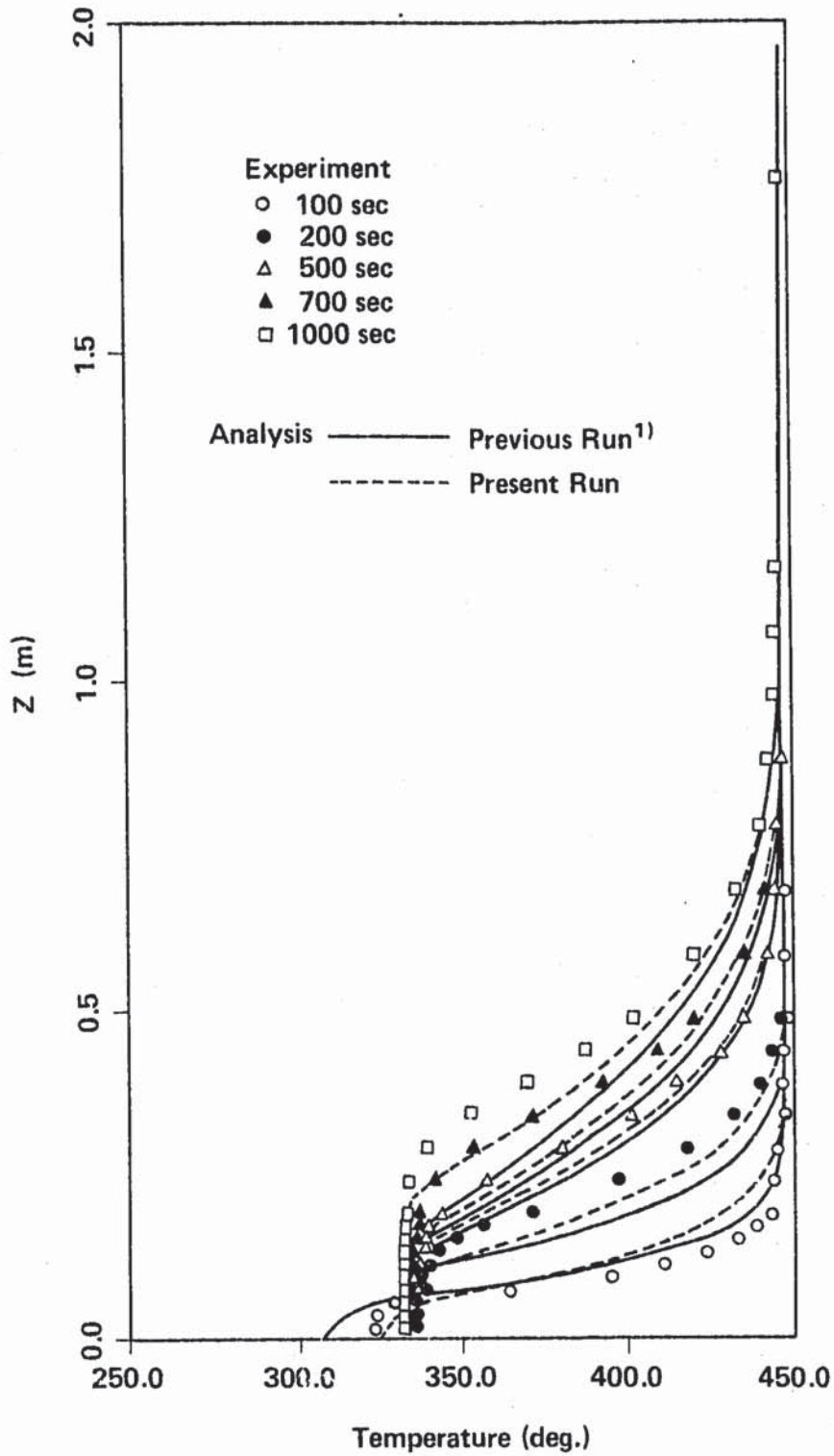


Fig. 3.10 Effect of Flux Richardson Number Dependence Model for Turbulent Prandtl Number on Axial Temperature Distribution of Sodium Experiment

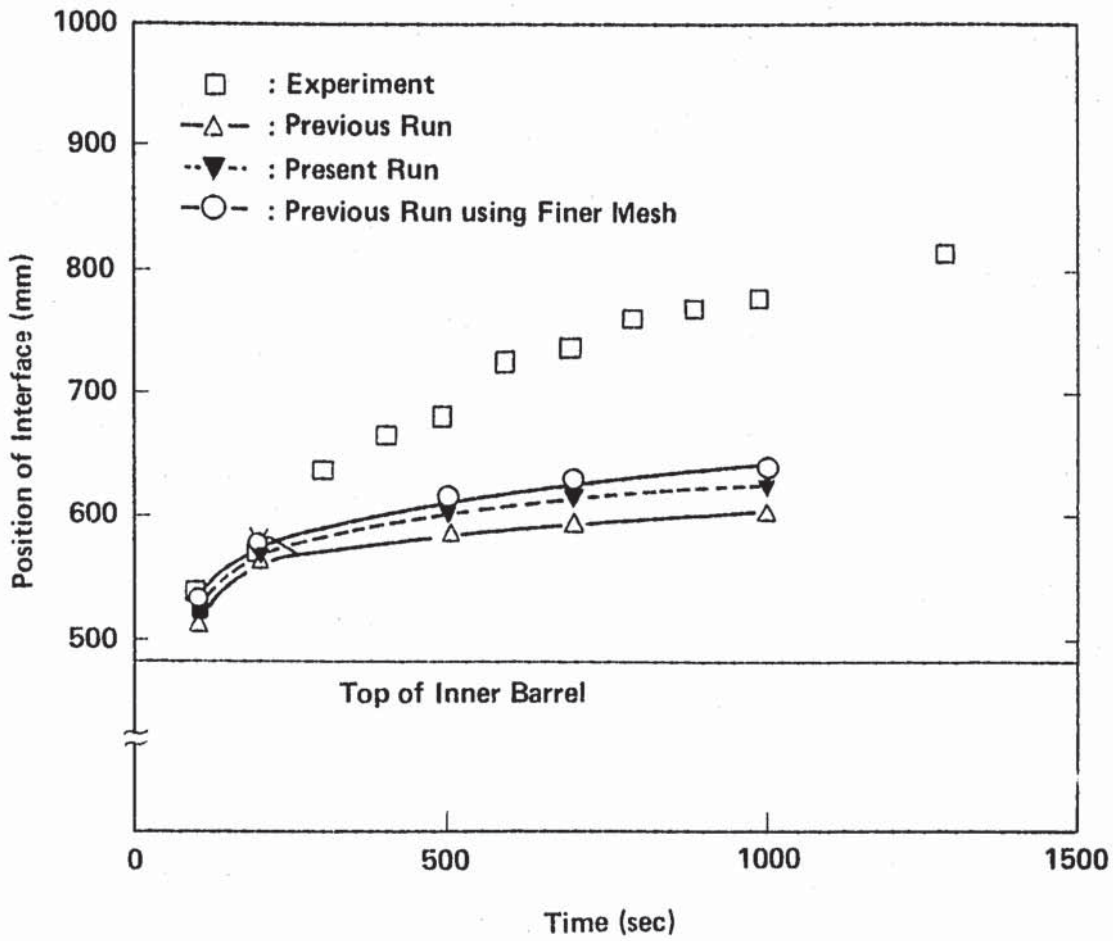


Fig. 3.11 Effect of Flux Richardson Number Dependence Model for Turbulent Prandtl Number on Rising Speed of Thermal Stratification Interface of Sodium Experiment

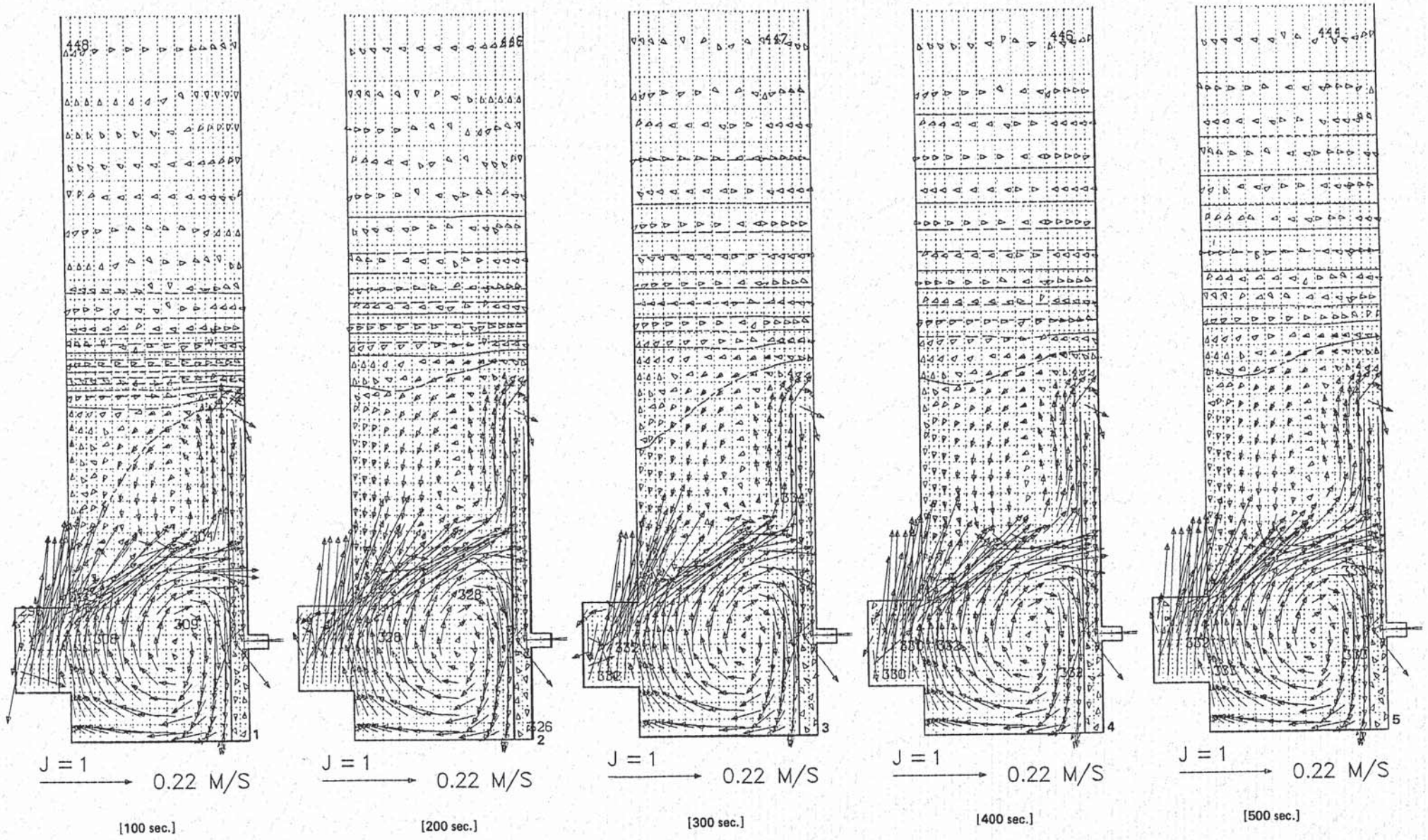


Fig. 3.12 Predicted Temperature and Vector Field in the Upper Plenum of Sodium Experiment

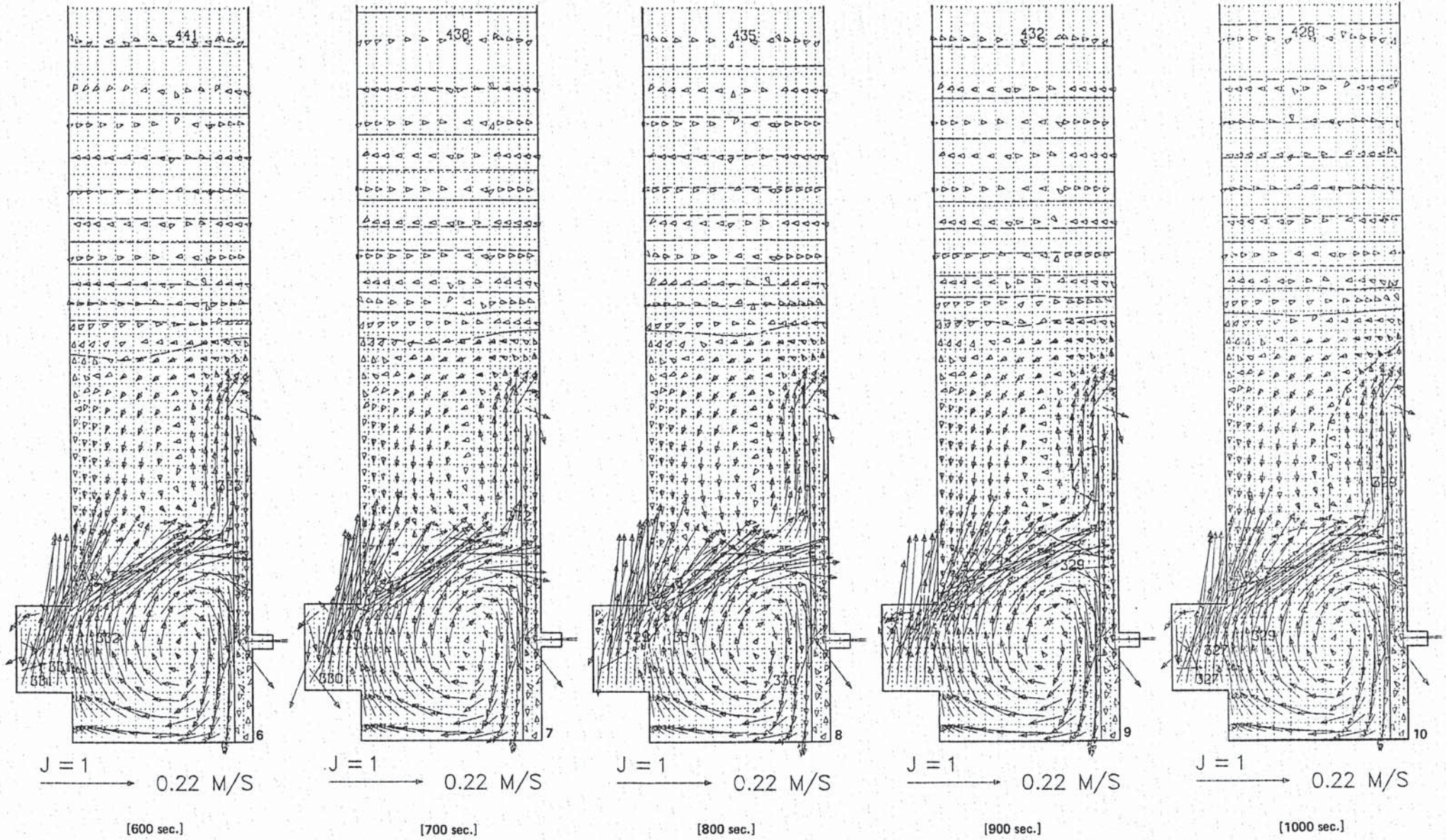


Fig. 3.12 (Continued)