

제 3 차년도  
최종보고서

BSPN 00233-752-2

임해발전소 취·배수 시스템의 적정설계를 위한  
수치기술 개발연구-표층배수방식(III)

A Study on development of mathematical models  
for surface discharge of heated water(III)

1994. 9.

연구기관  
한국해양연구소

과학기술처

# 제 출 문

## 과 학 기 술 처 장 관 귀 하

본 보고서를 "임해발전소 취·배수 시스템의 적정설계를 위한 수치기술 개발 연구 - 표층배수방식(Ⅲ)"의 최종보고서로 제출합니다.

1994년 9월 일

주관연구기관 : 한국해양연구소

총괄연구책임자 : 정경태

연 구 원 : 서경덕 · 이광수

정태성 · 강석구

정원무 · 진재울

소재귀 · 이호진

강관수

연 구 조 원 : 김용권 · 백원대

송한준 · 김윤철

김미경 · 윤미영

최영미

# 요 약 문

## I. 제 목

임해발전소 취·배수 시스템의 적정설계를 위한 수치기술 개발연구- 표층 배수방식(Ⅲ)

## II. 연구개발의 필요성 및 목적

지난 십년간 우리나라 전력수요는 약 300%에 이르는 폭발적인 증가를 보여왔다. 이러한 증가추세에 대처하기 위하여 정부는 향후 10년간 발전설비 용량을 현재의 1.7배로 확충하는 계획을 추진중에 있다. 이 계획에는 신규발전소 건설과 기존발전소 발전용량의 확충 등이 포함되어 있으며 대부분 연안역에 위치케될 예정이다.

과거 Engineer들은 단순히 기존발전소부근 온배수 확산 구조나 호수, 강 등에서 적용해온 수치모델기법을 이용하여 발전소 취·배수 시스템을 설계해 왔다. 그러나 최근 환경에 대한 관심이 고조되면서 발전소 및 취·배수 위치 선정, 그리고 환경영향 평가에 활용할 수 있는 신뢰성있고 효과적인 수온확산예측 방법의 확보 필요성을 인식하게 되었다.

온배수 확산예측에는 수리실험(Physical modelling)과 해석모델(Mathematical-model)을 통한 실험이 이용된다. 해석모델은 다시 이론해 모델(Analytic model)과 수치모델(Numerical model)로 구분된다. 컴퓨터와 수치기법의 발달로 구조물 설계 등을 제외한 대부분의 경우 수리실험 보다는 수치실험에의 의존도가 급격히 높아지고 있다. 수리실험의 경우 Reynolds 수가 지나치게 작아지는 것을 피하기 위해 대부분 Distorted scale 모델을 수립하게 되

는데 이 경우 유속장은 인위적으로 재현시킬 수 있으나 주위수와 Plume간의 내부마찰은 조정하기 어렵게 된다. 반면 수치모델에서는 이러한 문제가 대두되지 않지만, 아직까지 관련된 물리현상을 어떻게 수학적으로 표현하는가의 문제가 남아있다.

궁극적으로 온배수 해석은 3차원 비정상, 비선형, 난류모델에 의존케 될 것이다. 그러나 제기될 수 있는 현실적인 제약으로 단순모델부터 복잡한 난류모델에 이르기까지 여러가지 유형의 해석모델 개발이 바람직하다. 발전소 입지선정 및 초기 영향평가 단계에서는 간단한 이론해 및 저차원 모델이 유용하며 실시설계, 건설단계 및 정밀영향분석 단계에서는 다차원모델이 필요하다.

본 3차년도 연구는 표층 온배수관련 모델개발/개선 연구의 최종년도로써 연직방향으로의 온도 변화에 대한 정보를 얻어내는 모델의 개발을 목적으로 한다.

### III. 연구개발의 내용

본 연구는 발전소 온배수 재순환 및 광역 확산 예측을 위한 일련의 모델개발을 주 내용으로 하며 표층배수방식을 중심으로 총 3개년의 계획으로 추진되어 왔다. 당해년도인 제3차년도 사업에서는 광역(Far-field)에 걸친 환경에의 영향평가에 효율적으로 이용될 수 있는 2.5차원 온배수 이동·확산모델과 배출구 주변 해석에 유용한 3차원 유한차분모델 개발이 다루어진다.

구체적으로 다음 2가지 유형의 모델이 기술된다.

- 2.5차원 광역 온배수 이동·확산모델
  - 등격자 양해법 유한차분모델

o 3차원 온배수 이동·확산모델

- 가변격자 양해 시간적분법 유한차분모델
- 가변격자 음해 시간적분법(수면변위 계산시 사용) 유한차분모델

제1차년도 사업으로 이론해 모델개발과 두개의 배출구 인근해역 (Near-field) 모델의 개선이 다루어진바 있으며 제2차년도에는 등격자 수심평균 된 2차원모델이 개발되었다.

#### IV. 연구결과 및 활용에 대한 건의

##### 1. 연구결과

본 연구사업의 결과를 정리하면 다음과 같다.

o 2.5차원 광역온배수 모델 : 본 모델은 일본 전력중앙 연구소에서 다년간 사용해온 준 3차원모델을 2차년도에 개발된 2차원 양해법 온배수확산모델에 접속한 것이다. 모델 기본방정식으로는 2차원 조류해석을 위한 연속방정식, 운동방정식외에 방출온수의 흐름해석을 위한 연속방정식, 운동방정식이 추가된다. 온수방출에 따른 흐름 및 수온장의 연직분포는 지수함수적으로 감소한다고 가정되며 최종적인 온배수의 이동확산 계산시 조류 및 방출온수의 흐름장을 중첩시켜 열보존식을 수치적분한다. 모델반응 실험으로 불규칙한 수심을 갖는 수로에 연직하게 방출되는 온수분포 재현과 관련하여 바람, 운량등이 미치는 영향을 검토하였다.

o 3차원 양해 시간적분법 유한차분 모델 : 본 모델은 연직방향으로  $\sigma$  변환 좌표를 사용하는 유한차분 모델로서 2차원 광역온배수 모델과 구성상 유사하다. 모드분리 개념을 도입한 기본방정식을 사용하며 연직확산 계산시를 제외하고는 모든 경우 양해법을 한다. 2차원 모델에서와 유사한 방법으로 조간대 처리기능이 도입되었으며 성층효과는 Richardson수가 포함된 Stability함수를 도입하여

반영된다. 모델실험으로 한전 R&D사업을 통해 이루어진 검증결과를 간략히 소개한다.

o 3차원 음해 시간적분법 유한차분 난류모델 : 전해역 모델 (Complete field model) 개발을 염두에 두고 시도되고 있는 모델로서 TKE모형,  $k-\epsilon$ (난류에너지 및 난류에너지 감쇄율) 방정식모형,  $k-l$ 방정식모형 세가지가 기술된다. 연직방향으로는 역시  $\sigma$ -변환좌표를 사용한다. 표면중력파에 의한 계산시간 절약을 극복하기 위하여 모드분리 개념을 도입하여 수면변위에 대한 타원형 차분식을 유도하여 해석하였다. 모델실험으로는 등수심 정지수역으로 방출되는 온수의 흐름으로서 Pande & Rajaratnam(1977)의 실험결과와 비교되었다.

o 수온 연직분포 관측 : 한전 R&D사업 은배수영향 저감방안 연구 및 효암·비학지점 해양환경 및 생태계 조사의 예산 지원으로 TR7(Temperature profile recorder) 2대를 고리발전소 전면에 약 15일간 계류하여 추후 모델검증 및 은배수 거동 이해에 도움을 줄 중요한 시계열 자료를 확보하였다.

## 2. 활용에 대한 건의

본 보고서는 물론 1,2차년도 연구를 통해 개발된 각종모델은 계속 개선, 세련화되어 궁극적으로 KORDI 고유의 열확산 분석 시스템의 일부를 구성할 것이다. 2차원 모델은 광역 확산범위 예측에 매우 유용하며 2.5차원 모델은 광역 및 Mid-field, 3차원모델은 Mid-field, Near-field 해석에 유용하다. 컴퓨터의 급진적인 발달과 더불어 PC를 이용하여 전해역을 상세격자 3차원 모형으로 해석하는 것이 수년내에 가능하리라 판단되나 Far-field에 관한한 당분간은 2차원, 2.5차원 모델을 보완적으로 이용하는 것이 바람직하리라 판단된다. 아울러 개발된 모델은 감쇄율(Decay rate)만 조정해 줄 경우 은배수 확산예측 뿐만아니라 오염물질의 이동·확산 추정에도 매우 효과적으로 사용할 수 있다.

# SUMMARY

## (영문요약문)

### I. Title

A study on development of mathematical models for surface discharge of heated water (III)

### II. Objectives and Significance of the Study

Presently, the electric consumption has a tremendous growth rate of over 10% a year. In order to meet expected power demands, present generation capacity will be increased about seventy percents within ten years. This requires additional generators at existing power plants and the location of a number of new plants. In early investigation engineers rely on relatively simple method to predict the degree of thermal recirculation. The development of more reliable tools to determine thermal discharges for use in evaluating locations of power plants and their intake-outfall points and possible environmental effects is certainly needed.

There are two ways in predicting the effects of thermal discharge : the physical model and the mathematical model. In the past, physical models have always acted as an indispensable tool to the hydraulic engineer. However, with the advances made in both computer hardware and software,

it is evident that the use of mathematical model is tending to play an increasing role in engineering works. Physical models are usually built to different horizontal and vertical scales for the reason that the model is likely to produce unacceptably low Reynolds number flows. Although the bulk flow in a distorted model may be made reasonably correct by devices such as artificial roughening there is no control upon the internal friction between the plume and the ambient water. Mathematical models, by contrast, avoid these difficulties although mathematical representation of physical processes involved remains to be solved.

We may rely on unsteady, fully nonlinear 3D models equipped with high order turbulence closure to solve any of thermal discharge problems. However, limitation in computing resources and input data prohibits extensive application of the model in the near future. We therefore develop, in this project, a wide variety of analytic and computational models which can be used to investigate thermal effect at various stages of the power plant construction. Low dimension models can be used for the siting of intakes and outfalls at early stage of development, while higher dimension models can be used for the detail study of design and thermal impact. This year study is concerned with developing numerical models to provide information on three-dimensional structure of temperature field.

### III. Contents

The mathematical modelling effort is, in the final year of the three year project, made following two directions : a two and half -dimensional finite-difference approach and two three-dimensional models using different time



integration and turbulence closure.

- o 2.5D heat transport model
- 2.5D Finite-difference heat transport model with explicit time marching
  
- o 3D model
- 3D Munk-Anderson type Finite-difference model with explicit time marching
- 3D Finite-difference model through TKE,  $k - \epsilon$ ,  $k - l$  closure with implicit time marching for free surface

#### IV. Results and recommendations

##### 1. Results of the 3rd year study

- o 2.5D heat transport model

A numerical two and half-dimensional heat transport model has been developed by combining the quasi-three dimensional model of CRIEPI in Japan with the 2D heat transport model of KORDI. Horizontal components of current are separated into two parts : tidal currents and jet flows. Tidal current profile is assumed to be uniform throughout the depth, while the jet flows are assumed to vary exponentially in the vertical. The two flow fields are calculated independently, but in calculating heat field linearly summed velocity is used. A series of experiments has been carried out in idealized channel with side discharge of heated water to investigate effects

of discharge thickness, wind speed and cloudness on temperature field.

- o 3D model with explicit time marching

The model uses a  $\sigma$ -transformed coordinate in the vertical direction and variable rectangular finite difference grids in the horizontal plane. The integration scheme is basically explicit in time, implicit in the vertical. Limitation is imposed by the CFL condition as in 2D model, but the wetting-drying procedure introduced permits one to apply it to shallow regions with tidal flats. The eddy viscosity is simply prescribed by Richardson number-dependent stability function. Verification results through aerial survey is briefly described which was part of recent R&D project of KEPCO's on thermal discharge.

- o 3D turbulence model

The model is also based on  $\sigma$ -transformed Cartesian coordinate and uses three turbulence equations, namely TKE,  $k-\epsilon$  and  $k-l$  equations. An elliptic equation is solved to determine the variation of free surface and hence the CFL condition is no longer severe restriction. The method has been applied to the problem of thermal discharge into the stagnant water body of constant depth and compared with experimental results of Pande & Rajaratnam(1977).

- o Measurements of temperature profile using TR7

With support of R&D project of KEPCO's on thermal discharge and Hyoam-Bihak preliminary environmental study two temperature profile

recorders were moored off Gori nuclear power plant for about 15 days. It is expected that the data will provide valuable information regarding verification of numerical models as well as understanding the mechanism of heated water spreading.

## 2. Recommendations

Models described in this report will constitute part of Heat Transport Analysis System of KORDI. The 2D model will be used for far-field prediction, the 2.5D model for mid- and far-field prediction and the 3D models for mid- and near-field. It is expected that 3D models with fine-grid size will be extensively used on PC in the near future. Until that time, 2D(2.5D) and 3D models can be used interactively to assess thermal impact over the entire field. The two-dimensional far-field model can be used to predict the transport of pollutants with a modification of decay rate of transporting scalar quantities.



# CONTENTS

## (영문목차)

Summary	7
List of Figures	21
List of Tables	25
Chapter 1. Introduction	27
Chapter 2. 2.5D model	29
Section 1. General	29
Section 2. Derivation of governing equations	30
1. Reynolds time-averaging and index used for variables	30
2. Equation of continuity	31
3. Equations of momentum conservation	32
4. Equation of energy conservation	36
Section 3. Quasi-three dimensional solution using similarity profile	37
1. Equations of continuity and momentum conservation	37
2. Equation of energy conservation	47
Section 4. Heat exchange between sea and atmosphere	50
1. General	50
2. Formula for calculating heat flux	52
Section 5. Model experiments	57
1. Construction of channel model	57

2. Computed results.....	59
<b>Chapter 3. 3D model with explicit time marching .....</b>	<b>73</b>
Section 1. General.....	73
Section 2. Governing equation and numerical integration.....	73
1. Equations of motion and heat transport .....	73
2. Boundary and initial conditions .....	80
3. Numerical integration.....	83
Section 3. Model verification.....	87
1. Modeled region and grid system .....	87
2. Model verification .....	89
<b>Chapter 4. 3D turbulence model .....</b>	<b>97</b>
Section 1. General.....	97
Section 2. Governing equation and numerical integration .....	98
1. Equations of motion and heat transport .....	98
2. Initial and boundary conditions .....	103
3. Numerical integration.....	104
Section 3. Turbulence equations.....	108
1. TKE model .....	108
2. $k - \varepsilon$ model.....	110
3. $k - l$ model .....	111
Section 4. Model application .....	114
1. Input and boundary conditions .....	114
2. Computed results.....	117
<b>Chapter 5. Conclusion and discussion.....</b>	<b>133</b>

**References** ..... 137

**Appendix : Temperature profile measurements by mooring**

    TR7(Temperature profile recorder) ..... 143





# 목 차

요 약 문 .....	3
도 목 차 .....	21
표 목 차 .....	25
제1장 서 론 .....	27
제2장 2.5차원 모형 .....	29
제1절 개 요 .....	29
제2절 기본방정식의 유도 .....	30
1. Reynolds 시간평균과정 및 사용된 표기 .....	30
2. 연속방정식 .....	31
3. 운동량 보존식 .....	32
4. 열 보존식 .....	36
제3절 상사함수 전개를 통한 준3차원 해 (2.5차원 해) .....	37
1. 운동 및 연속방정식 .....	37
2. 열 보존식 .....	47
제4절 해양과 대기의 열교환 .....	50
1. 개 요 .....	50
2. 열 교환량 계산식 .....	52
제5절 적용 실험 .....	57
1. 수로모형의 수립 .....	57
2. 계산 결과 .....	59

제3장 3차원 양해법 모형 ..... 73

  제1절 개요 ..... 73

  제2절 기본방정식 및 수치계산 ..... 73

    1. 운동 및 열역학 방정식 ..... 73

    2. 경계 및 초기조건 ..... 80

    3. 수치계산 ..... 83

  제3절 모형의 수립 및 검증 ..... 87

    1. 모형범위 및 격자망 구성 ..... 87

    2. 모형 검증 ..... 89

제4장 3차원 난류모형 ..... 97

  제1절 개요 ..... 97

  제2절 기본방정식 및 수치계산 ..... 98

    1. 운동 및 열역학 방정식 ..... 98

    2. 초기 및 경계조건 ..... 103

    3. 수치계산 ..... 104

  제3절 난류방정식 ..... 108

    1. TKE 모형 ..... 108

    2.  $k - \varepsilon$  모형 ..... 110

    3.  $k - l$  모형 ..... 111

  제4절 모형의 적용 ..... 114

    1. 입력 및 경계조건 ..... 114

    2. 적용 결과 ..... 117

제5장 결론 및 토의 ..... 133

참고문헌 ..... 137

부 록 : TR7(Temperature profile recorder) 계류 관측 ..... 143



## 도 목 차 (List of Figures)

Fig. 2. 1	Temperature profile measured at the inland sea of Fukushima nuclear power plant (above) and Shimonoseki steam power plant (bottom) (Wada et al., 1975).....	51
Fig. 2. 2	Depth and grid system of model channel.....	58
Fig. 2. 3	Results computed using 2.5D model (cases 1, 2 and 3).....	63
Fig. 2. 4	Results computed using 2.5D model (case 4).....	64
Fig. 2. 5	Results computed using 2.5D model (case 5).....	65
Fig. 2. 6	Results computed using 2.5D model (case 6).....	66
Fig. 2. 7	Results computed using 2.5D model (case 7).....	67
Fig. 2. 8	Results computed using 2.5D model (case 8).....	68
Fig. 2. 9	Results computed using 2.5D model (case 9).....	69
Fig. 2.10	Results computed using 2.5D model (case 10).....	70
Fig. 2.11	Results computed using 2.5D model (case 11).....	71
Fig. 3. 1	Finite difference grids in Oxyz and Oxy $\sigma$ coordinates.....	76
Fig. 3. 2	Plan view of the ith grid box with positions of dependent variables.....	84
Fig. 3. 3	Cross-sectional view of grid boxes on a x- $\sigma$ plane with positions of dependent variables and the thickness of layers.....	85
Fig. 3. 4	Horizontal grid for 3D thermal modelling of Yongkwang.....	88
Fig. 3. 5	Model verification through aerial survey (KEPCO, Feb. 1994).....	90



Fig. 3. 6 Model verification through field measurements (EDF, 1983) .....	92
Fig. 3. 7 Flood (left) and ebb (right) current at the surface layer computed without any engineering countermeasures (4 unit operation).....	94
Fig. 3. 8. Flood (left) and ebb (right) current at the surface layer computed with jetty of 3Km in length (4 unit operation).....	95
Fig. 4. 1 Cross-sectional view of basic Cartesian and transformed coordinates.....	100
Fig. 4. 2 Computational modules showing locations of variables.....	105
Fig. 4. 3 Surface isotherms simulated by physical and numerical models for thermal jet flowing into stagnant water body (Rodi, 1984).....	115
Fig. 4. 4 Grid system for horizontal plane.....	116
Fig. 4. 5 Surface velocity at the jet centerline simulated by physical and three turbulence models.....	122
Fig. 4. 6 Surface excess temperature at the jet centerline simulated by physical and three turbulence models.....	122
Fig. 4. 7 Surface velocity at the jet centerline simulated by physical and TKE models.....	123
Fig. 4. 8 Surface excess temperature at the jet centerline simulated by physical and TKE models.....	124
Fig. 4. 9 Surface velocity at the jet centerline simulated by physical and $k-\varepsilon$ models with $C_{3\varepsilon} = 0$ , $\sigma_t = 1.0$ and $C_{1\varepsilon} = 1.44 ; 1.60 ; 1.70$ .....	125
Fig. 4.10 Surface excess temperature at the jet centerline simulated by physical and $k-\varepsilon$ models with $C_{3\varepsilon} = 0$ , $\sigma_t = 1.0$ and $C_{1\varepsilon} = 1.44 ; 1.60 ; 1.70$ .....	125
Fig. 4.11 Surface velocity at the jet centerline simulated by physical and $k-\varepsilon$ models with $C_{1\varepsilon} = 1.60$ , $C_{3\varepsilon} = 0.0$ , $\sigma_t = 0.0$ ; $C_{1\varepsilon} = 1.60$ , $C_{3\varepsilon} = 0.2$ , $\sigma_t = 1.0$ ; $C_{1\varepsilon} = 1.60$ , $C_{3\varepsilon} = 0.0$ , $\sigma_t = 1.3$ .....	126

Fig. 4.12	Surface excess temperature at the jet centerline simulated by physical and $k-\varepsilon$ models with $C_{1\varepsilon} = 1.60$ , $C_{3\varepsilon} = 0.0$ , $\sigma_t = 0.0$ ; $C_{1\varepsilon} = 1.60$ , $C_{3\varepsilon} = 0.2$ , $\sigma_t = 1.0$ ; $C_{1\varepsilon} = 1.60$ , $C_{3\varepsilon} = 0.0$ , $\sigma_t = 1.3$ .....	126
Fig. 4.13	Surface velocity at the jet centerline simulated by physical and $k-\varepsilon$ models with $C_{1\varepsilon} = 1.60$ , $\sigma_t = 1.3$ .....	127
Fig. 4.14	Surface excess temperature at the jet centerline simulated by physical and $k-\varepsilon$ models with $C_{1\varepsilon} = 1.60$ , $\sigma_t = 1.3$ .....	128
Fig. 4.15	Surface velocity at the jet centerline simulated by physical and $k-l$ models.....	129
Fig. 4.16	Surface excess temperature at the jet centerline simulated by physical and $k-l$ models.....	130
Fig. 4.17	Surface velocity field simulated by $k-\varepsilon$ model with optimal constants.....	131
Fig. 4.18	Surface excess temperature simulated by $k-\varepsilon$ model with optimal constants.....	132
Fig. A1	Mooring positions of temperature profile recorders.....	147
Fig. A2	Temperature difference between TR7-1 and TR7-2.....	147
Fig. A3	Energy spectra of TR7-1 recordings.....	148
Fig. A4	Energy spectra of TR7-2 recordings.....	153





**표 목 차**  
**(List of Tables)**

Table 2.1 Values of  $a_e$  and  $b_e$  for saturated vapor pressure at sea surface ... 56

Table 2.2 Test cases of 2.5D model..... 60



## 제 1 장 서 론

과거 Engineer들은 나름대로 기존발전소의 관측결과를 토대로 하거나 냉각지, 호수 또는 강에서 사용되어온 모델들을 확장 사용하여 연안에 위치하는 발전소의 취·배수구 위치 선정에 반영해왔다. 그러나 발전소 용량이 대형화되고 환경에의 관심이 고조되면서 보다 정밀한 온배수 확산예측이 필요함을 인식케 되었다. 국내에 관련 수치예측기술이 도입되기 시작한 것은 1980년 중반부터이나 아직까지 다양성 및 체계화(또는 시스템화) 측면에서 미흡한 실정이다. 선진 외국 연구기관의 경우 모델코드의 모듈화 개념이 10-20여년전에 도입되어 그 개념위에 지속적인 수치모델 시스템의 확장을 꾀하고 있으며 온배수 확산 시스템의 경우도 3차원 모듈등이 최근 추가되어 정밀도 및 새로운 난류모델링 모듈과의 접속을 위한 노력이 지속되고 있다.

수치모델링(여기서는 해수유동 및 온배수)을 이용한 연안환경공학적 연구분야에서 국제적 경쟁력을 갖추기 위해서는 궁극적으로 한국해양연구소(KORDI) 고유의 모델 시스템을 갖추어야만 하며 그 일환으로 본 연구가 계획되었다. 초기 사업계획서 마련단계에서 본 사업은 임해발전소 취배수 시스템 설계와 관련되어 있는 취·배수로(Intake and outfall channels)의 침식·퇴적, 설계유속 및 파랑력, 그리고 침사지(Settling basin)규모 결정을 위한 수치기술 개발까지 염두에 두고 사업명이 마련되었으나 예산축소로 불가피하게 사업내용(사업명이 암시하는 범위에 비해)이 축소 조정되었다.

본 연구는 년도별로 개발내용을 달리한다. 1차년도 사업으로는 이론해모델(Analytic model)과 두가지 유형의 배출구 인근해역(Near-field) 수치모델 개발이 시도되었으며 2차년도에는 2차원 광역확산 모델(Far-field)과 배출구인근 온배수 구조 재현을 위한 3차원 정상류 난류모델개발이 추진되었다.

본 보고서에 수록된 3차년도 연구결과의 주된내용은 2.5차원 모델 (2.5D

heat transport model) 개발(제2장)과 3차원 유한차분모델(3D finite difference model)의 개발(제3장 및 4장)이다. 아울러 TR7(temperature profile recorder)을 고리원자력 발전소 전면에 계류하여 제한적이거나 소중한 수온연직분포의 시계열 자료를 확보하였다. 부록에 수록된 본 자료는 현재 진행중인 고리 5,6호기 관련 효암·비학 지점 조사 및 온배수영향 저감방안연구 관련한 수치모델링의 검증 및 보조자료로 사용될 예정이다.

## 제2장 2.5차원 모형

### 제1절 개 요

발전소 온배수 방출에 따른 방수구 주변 해역(Near-field 및 Mid-field)의 흐름과 수온 분포 예측은 기본적으로 밀도류의 확산현상을 규명하는 것이다. 본 장에서 다루어지는 모델은 다음과 같은 기본적 가정과 단순화에 기초한다.

- 1) 대상해역내의 유속분포의 계산에 있어서 조류, 향류성분과 냉각수 방수에 따른 흐름의 성분은 선형중첩된다.
- 2) 조류, 향류 등은 연직으로 일정하며 냉각수 방출에 의한 수평유속성분 및 수온의 연직변화는 상사함수로 전개된다. 해수표면에서의 열교환 고려시 주위수 흐름은 변함이 없는 것으로 간주되며 연직방향으로의 온수분포만이 상사함수로 전개된다.

본 장에 기술되는 기본방정식 유도는 교과서적인 입장을 취하여 3차원 운동방정식을 먼저 유도한 후 상사함수전개 및 이의 연직적분을 통한 2.5차원 해를 유도한다.

## 제2절 기본방정식의 유도

### 1. Reynolds 시간평균과정 및 사용된 표기

입자의 종수변수의 순간값  $\tilde{\phi}$  를 다음과 같이 정의한다.

$$\tilde{\phi} = \phi_i + \phi_i' \quad (2.1)$$

여기서

$$\phi_i = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} \tilde{\phi}_i dt \equiv \langle \phi_i \rangle \quad (2.2)$$

이며  $\Delta t$ 는 Reynolds 시간평균 구간이다. 상기 정의에 따라

$$\langle \phi_i' \rangle = 0 \quad (2.3)$$

$$\langle \phi_i' \phi_i' \rangle \neq 0 \quad (2.4)$$

기본방정식 유도과정에 사용된 변수는 다음과 같다.

$t$  : 시각

$x_j$  : 공간좌표( $x_1, x_2$ 는 수평방향,  $x_3$ 는 연직방향 좌표)

$\tilde{u}_i$  :  $x_i$ 방향으로의 순간유속

$\tilde{p}$  : 압력

$p_a$  : 대기압

$\zeta$  : 해수표면위

$\varepsilon_{ijk}$  : cyclic tensor

$g_i$  : 중력가속도 성분

$\mu$  : 분자확산계수 (molecular viscosity coefficient)

$\Omega_j$  : 지구의 각속도 성분

$\tilde{T}$  : 수온

$\tilde{\rho}$  : 밀도

$D_i$  : 확산계수

$v_i$  : 난류확산계수

$T_0$  : 자연환경수온

$T_s$  : 표면수온

$\varphi$  : 위도

## 2. 연속방정식

순간유속장을 따라 이동하는 유체소의 질량보존식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{u}_i \tilde{\rho}) = 0 \quad (2.5)$$

여기서 Einstein의 summation convention이 사용되었다. 즉,

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{u}_i \tilde{\rho}) = \left( \frac{\partial \tilde{u}_1}{\partial x_1} + \frac{\partial \tilde{u}_2}{\partial x_2} + \frac{\partial \tilde{u}_3}{\partial x_3} \right) \tilde{\rho} \quad (2.6)$$

Reynolds 시간평균을 위해 다음과 같이 정의한다.

$$\rho = \tilde{\rho} + \rho' \quad (2.7)$$

(2.7)을 (2.5)에 대입하면

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i \rho) + \frac{\partial}{\partial x_i} \langle u_i \rho' \rangle = 0 \quad (2.8)$$

여기서  $\frac{\langle u_i \rho' \rangle}{\rho u_i} \leq 10^{-4}$  이므로 질량보존식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i \rho) = 0 \quad (2.9)$$

해수의 경우 압축성이 거의 없으므로  $d\rho/dt=0$ , 따라서 (2.9)식은

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.10)$$

으로 간략화 된다.

### 3. 운동량 보존식

Newton의 제2법칙에 의거 특정순간에 만족되는 유체의 운동방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\tilde{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tilde{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \\ = \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} - \epsilon_{ijl} \Omega_j \tilde{\rho} \tilde{u}_l + \tilde{\rho} g_i + \tilde{\rho} \mu \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j^2} \end{aligned} \quad (2.11)$$

이하의 유도에서  $(g_1, g_2, g_3) = (0, 0, g)$ ,  $(\Omega_1, \Omega_2, \Omega_3) = (0, 0, 2\Omega \sin \varphi) = (0, 0, f)$ 로 정의된다.

앞서와 같이 종수변수의 각 순간값을

$$\begin{aligned} \tilde{u}_i &= u_i + u_i' \\ \tilde{\rho} &= \rho + \rho' \\ \tilde{p} &= p + p' \end{aligned} \quad (2.12)$$

로 정의하여 (2.11)식에 대입하면  $x_1, x_2$  방향으로의 운동방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{\partial(u_1 u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_1} + f u_2 + \mu \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u_1' u_j' \rangle \quad (2.13)$$



$$\frac{\partial u_2}{\partial t} + \frac{\partial(u_2 u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_2} - f u_1 + \mu \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u_2' u_j' \rangle \quad (2.14)$$

장주기파의 경우  $x_3$  방향 운동방정식은 정수압조건으로 귀착된다. 즉,

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_3} - g \quad (2.15)$$

상기식 (2.13), (2.14)에서 이류항은 연속방정식을 이용할 경우 다음과 같이 표시될 수 있다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial(u_1 u_j)}{\partial x_j} &= u_j \frac{\partial u_1}{\partial x_j} \\ \frac{\partial(u_2 u_j)}{\partial x_j} &= u_j \frac{\partial u_2}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (2.16)$$

압력경사항은 정수압조건을 이용하여 Barotropic forcing과 Baroclinic forcing으로 구분된다. 먼저 (2.15)식을 연직적분하면 다음과 같다.

$$p_a - p = -g \int_{x_3}^{\zeta} \rho dx_3' \quad (2.17)$$

따라서  $x$ 방향 압력경사항은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial p}{\partial x_1} = \frac{\partial p_a}{\partial x_1} + g(\rho)_\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial x_1} + g \int_{x_3}^{\zeta} \frac{\partial \rho}{\partial x_1} dx_3' \quad (2.18)$$

Boussinesq 개략화에 준하여 (2.18)식은

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_1} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial x_1} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x_1} + \frac{g}{\rho} \int_{x_3}^{\zeta} \frac{\partial \rho}{\partial x_1} dx_3' \quad (2.19)$$

로 주어지며 이를 (2.13), (2.14)식에 대입하면 결국 다음과 같은  $x_1$ 방향 운동방정

식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{\partial(u_1 u_j)}{\partial x_j} &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial x_1} - \frac{g}{\rho} \int_{x_3}^{\zeta} \frac{\partial \rho}{\partial x_1} dx_3 \\ &\quad - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial x_1} + f u_2 + \mu \frac{\partial^2 u_1}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u_1 u_j \rangle \end{aligned} \quad (2.20)$$

유사한 방법으로  $x_2$  방향 운동방정식은 다음과 같이 구해진다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_2}{\partial t} + \frac{\partial(u_2 u_j)}{\partial x_j} &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial x_2} - \frac{g}{\rho} \int_{x_3}^{\zeta} \frac{\partial \rho}{\partial x_2} dx_3 \\ &\quad - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial x_1} + f u_1 + \mu \frac{\partial^2 u_2}{\partial x_j^2} - \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u_2 u_j \rangle \end{aligned} \quad (2.21)$$

Reynold stress항을  $u_1, u_2$ 로 구성되는 난류계수와 Deformation tensor 성분의 곱으로 다음과 같이 표시한다.

$$\begin{aligned} \langle u_1 u_j \rangle &= -\nu_{1,l} \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_j} + \frac{\partial u_l}{\partial x_1} \right) \\ \langle u_2 u_j \rangle &= -\nu_{2,l} \left( \frac{\partial u_2}{\partial x_j} + \frac{\partial u_l}{\partial x_2} \right) \end{aligned} \quad (2.22)$$

상기식에서

$$\nu_{1,l} = \begin{cases} \nu_{1,j} & \text{for } l=j \\ 0 & \text{for } l \neq j \end{cases} \quad \nu_{2,l} = \begin{cases} \nu_{2,j} & \text{for } l=j \\ 0 & \text{for } l \neq j \end{cases} \quad (2.23)$$

(2.22)식을 (2.20), (2.21)에 대입하면 최종적으로 다음식이 주어진다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{\partial u_1 u_j}{\partial x_j} &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial x_1} - \frac{g}{\rho} \int_{x_3}^{\zeta} \frac{\partial \rho}{\partial x_1} dx_3 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial x_1} \\ &\quad + f u_2 + \frac{\partial}{\partial x_1} \left\{ 2\nu_{1,1} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right\} + \frac{\partial}{\partial x_2} \left\{ \nu_{1,2} \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) \right\} \end{aligned}$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x_3} \left\{ \nu_{1.3} \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \right) \right\} \quad (2.24)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_2}{\partial t} + \frac{\partial u_1 u_j}{\partial x_j} &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial x_2} - \frac{g}{\rho} \int_{x_3}^{\zeta} \frac{\partial \rho}{\partial x_2} dx_3 - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial x_2} \\ &- f u_1 + \frac{\partial}{\partial x_1} \left\{ \nu_{2.1} \left( \frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x_2} \left\{ 2\nu_{2.2} \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right\} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_2} \left\{ \nu_{2.3} \left( \frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2.25)$$

더 나아가  $\partial u_1 / \partial x_3, \partial u_3 / \partial x_2 \ll \partial u_2 / \partial x_3$ 로 가정하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1}{\partial t} + \frac{\partial (u_1 u_j)}{\partial x_j} &= -g \left( \frac{\partial \zeta}{\partial x_1} + \frac{1}{\rho} \int_{x_3}^{\zeta} \frac{\partial \rho}{\partial x_1} dx_3 \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial x_1} \\ &+ f u_2 + \frac{\partial}{\partial x_1} \left\{ 2\nu_{1.1} \frac{\partial u_1}{\partial x_1} \right\} + \frac{\partial}{\partial x_2} \left\{ \nu_{1.2} \left( \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} \right) \right\} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_3} \left\{ \nu_{1.3} \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \right\} \end{aligned} \quad (2.26)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_2}{\partial t} + \frac{\partial (u_2 u_j)}{\partial x_j} &= -g \left( \frac{\partial \zeta}{\partial x_2} + \frac{1}{\rho} \int_{x_3}^{\zeta} \frac{\partial \rho}{\partial x_2} dx_3 \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_a}{\partial x_2} \\ &- f u_1 + \frac{\partial}{\partial x_1} \left\{ \nu_{2.1} \left( \frac{\partial u_2}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_2} \right) \right\} + \frac{\partial}{\partial x_2} \left\{ 2\nu_{2.2} \frac{\partial u_2}{\partial x_2} \right\} \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_3} \left\{ \nu_{2.3} \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \right\} \end{aligned} \quad (2.27)$$

#### 4. 열 보존식

특정순간에 열분포를 지배하는 기본방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \hat{T}}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_i} ( \tilde{u}_i \hat{T} ) + \frac{\partial}{\partial x_i} ( D_i \frac{\partial \hat{T}}{\partial x_i} ) \quad (2.28)$$

앞서와 같이

$$\hat{T} = T + T'$$

를 정의하여 대입하면 (2.28)식은 다음과 같이 나타내진다.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_i} ( u_i T ) - \frac{\partial}{\partial x_i} \langle u_i T' \rangle + \frac{\partial}{\partial x_i} ( D_i \frac{\partial T}{\partial x_i} ) \quad (2.29)$$

상기식의 closure는 난류확산항을 Fickian 형태의 확산식으로 대치함으로써 이루어진다. 즉,

$$\langle u_i T' \rangle = -K_i \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (2.30)$$

여기서

$$K_l = \begin{cases} K_i & \text{for } l = i \\ 0 & \text{for } l \neq i \end{cases} \quad (2.31)$$

분자확산항(Molecular diffusion)항은 난류확산항에 비해 무시 가능하므로 결국 (2.29)식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_i} ( u_i T ) + \frac{\partial}{\partial x_i} ( K_i \frac{\partial T}{\partial x_i} ) \quad (2.32)$$

### 제3절 상사함수 전개를 통한 준 3차원해(2.5차원해)

#### 1. 운동 및 연속방정식

Baroclinic forcing 및 대기압 영향을 무시하고 그리고 수평확산계수를 일정값 ( $\nu_{1,1} = \nu_{1,2} = \nu_{2,1} = \nu_{2,2} = \nu_h$   $\nu_{1,3} = \nu_{2,3} = \nu_v$ )으로 가정한다.  $x_1, x_2, x_3$  대신  $x, y, z$ 를 사용하고,  $u_1, u_2, u_3$  대신  $u, v, w$ 를 사용하면 연속 및 운동방식 (2.26), (2.27)식은 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2.33)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \left\{ \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} + \frac{\partial uw}{\partial z} \right\} \\ = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} + \nu_h \nabla^2 u + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_v \frac{\partial u}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2.34)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + \left\{ \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} + \frac{\partial vw}{\partial z} \right\} \\ = -g \frac{\partial \xi}{\partial y} + \nu_h \nabla^2 v + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu_v \frac{\partial v}{\partial z} \right) \end{aligned} \quad (2.35)$$

여기서  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ 이다

작인에 따라 유속성분을 다음과 같이 분할한다. 즉,

$$u(x, y, z, t) = u_R + u_0(x, y, z, t) \quad (2.36)$$

$$v(x, y, z, t) = v_R + v_0(x, y, z, t) \quad (2.37)$$

여기서  $u_R, v_R$  : 주위수 흐름의  $x, y$  방향 성분

$u_0, v_0$  :  $x, y$ 방향의 냉각수 방수에 의한 유속성분.

(2.36), (2.37)식의 유속분리에는 주위수 흐름과 온수흐름간의 상호작용 고려없이  $u_R, v_R$ 과  $u_0, v_0$ 를 독립적으로 결정하며 단지 열 이동확산 방정식에서 두 흐름을 복합하여 사용한다는 기본가정이 내재되어 있다.

가장 일반적인 주위수 유속정의 방법은 조위·조류의 시간변화를 모두 무시하고  $u_R, v_R$ 을 창조, 낙조류의 평균하는 것이다. 즉,

$$u_R = \int_{T_1}^{T_2} c_T u_T(x, y, t) dt, \quad v_R = \int_{T_1}^{T_2} c_T v_T(x, y, t) dt \quad (2.38)$$

여기서  $u_T, v_T$  :  $x, y$ 방향의 조류성분,

$T_1, T_2$  : 창·낙조류의 시점 및 종점

$c_T$  : 평균에 사용되는 가중치

이 경우 일련의  $c_T$ 값에 대해 모델의 반응이 얼마나 달라지는가를 함께 제시하는 것이 중요하다.

왕복성조류 형태로 정의하는 경우는 다음과 같다.

$$u_R(x, y, t) = \langle u_T \rangle + u_T(x, y, t) \quad (2.39)$$

$$v_R(x, y, t) = \langle v_T \rangle + v_T(x, y, t) \quad (2.40)$$

여기서  $\langle u_T \rangle, \langle v_T \rangle$ 는 일조석평균치이다.

이상의 정의에서  $u_T, v_T$  는 수치적 방법으로 정의하는 것이 보편적이다. 2차원 수치모델에 관해서는 2차년도 보고서에 자세히 기술한 바 있으나 편의상 2차원 조류계산식의 유도과정을 간략히 기술키로 한다.

### 1) 조류장 계산

연속방정식 :

수심적분식의 유동에 앞서 편의상 다음과 같이 정의한다(이하 전개에서 조석을 나타내는 첨자 “  $T$  ”는 무시한다).

$$u = \bar{u}(x, y, t) + u'(x, y, z, t), \quad (2.41)$$

$$v = \bar{v}(x, y, t) + v'(x, y, z, t), \quad (2.42)$$

여기서

$$\bar{u} = M/H, \quad \bar{v} = N/H, \quad (2.43)$$

$$M = \int_{-h}^{\zeta} u dz, \quad N = \int_{-h}^{\zeta} v dz, \quad (2.44)$$

$$H = \zeta + h, \quad (2.45)$$

그리고  $u', v'$  은 수평유속의 수심에 따른 변위만을 나타내는 유속성분으로

$$\int_{-h}^{\zeta} u' dz = \int_{-h}^{\zeta} v' dz = 0. \quad (2.46)$$

(2.34) 식을 연직적분하면 다음과 같이 정리된다.

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial u}{\partial x} dz + \int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial v}{\partial y} dz + w(\zeta) - w(-h) = 0. \quad (2.47)$$

Leibnitz rule에 의거 (2.47)식의 첫 두항은 다음과 같이 주어진다.

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial u}{\partial x} dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\zeta} u dz - u(-h) \frac{\partial h}{\partial x} - u(\zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial x}, \quad (2.48)$$

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial v}{\partial y} dz = \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\zeta} v dz - v(-h) \frac{\partial h}{\partial y} - v(\zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial y}. \quad (2.49)$$

연직방향 유속은 다음과 같이 주어진다.

$$w(\zeta) - w(-h) = \left\{ \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u(\zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v(\zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right\} + \left\{ u(-h) \frac{\partial h}{\partial x} + v(-h) \frac{\partial h}{\partial y} \right\} \quad (2.50)$$

따라서 (2.47)식은 다음과 같이 정리된다.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial(H\bar{u})}{\partial x} + \frac{\partial(H\bar{v})}{\partial y} = 0 \quad (2.51)$$

단위폭당 Flux의 표현으로 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (2.52)$$

운동방정식 :

$x$ -방향 운동방정식 (2.34)을 수심적분하면 다음과 같다.

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial u}{\partial t} dz + \int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial u^2}{\partial x} dz + \int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial uv}{\partial y} dz + u(\zeta)w(\zeta) - u(-h)w(-h)$$



$$\begin{aligned} & \int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial u}{\partial t} dz + \int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial u^2}{\partial x} dz + \int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial uv}{\partial y} dz + u(\zeta)w(\zeta) - u(-h)w(-h) \\ & = f \int_{-h}^{\zeta} v dz - gH \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \nu_h \int_{-h}^{\zeta} \nabla^2 u dz + \left( \nu_v \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\zeta} - \left( \nu_v \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{-h} \end{aligned} \quad (2.53)$$

Leibnitz rule에 의거 (2.53)식의 첫 세항은 다음과 같이 주어진다.

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial u}{\partial t} dz = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\zeta} u dz - u(\zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial t} - u(-h) \frac{\partial h}{\partial t} \quad (2.54)$$

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial u^2}{\partial x} dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\zeta} u^2 dz - u^2(\zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial x} - u^2(-h) \frac{\partial h}{\partial x} \quad (2.55)$$

$$\begin{aligned} \int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial uv}{\partial y} dz & = \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\zeta} uv dz \\ & \quad - u(\zeta)v(\zeta) \frac{\partial \zeta}{\partial y} - u(-h)v(-h) \frac{\partial h}{\partial y} \end{aligned} \quad (2.56)$$

따라서

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\zeta} u dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\zeta} u^2 dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\zeta} uv dz \\ & = f \int_{-h}^{\zeta} v dz - gH \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \nu_h \int_{-h}^{\zeta} \nabla^2 u dz + \left( \nu_v \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{\zeta} - \left( \nu_v \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{-h} \end{aligned} \quad (2.57)$$

(2.41), (2.42)를 (2.57)에 대입하여 이류항 적분과정에서 다음의 개략화, 즉

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} \int_{-h}^{\zeta} (u')^2 dz \sim 0, \quad \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\zeta} (u'v')^2 dz \sim 0, \quad (2.58)$$

수평확산항 적분과정에서

$$\frac{\partial \zeta}{\partial x} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\zeta, -h}, \quad \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} u(\zeta), \quad \frac{\partial h}{\partial x} \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)_{\zeta, -h}, \quad \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} u(-h) \sim 0, \quad (2.59)$$

그리고 다음의 해수면 경계조건 및 해저면 경계조건, 즉

$$\rho \nu_v \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_z = \tau_{xz} = 0 \quad (2.60)$$

$$\rho \nu_v \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)_{-h} = \tau_{bx} = \rho K_b \bar{u} \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2} \quad (2.61)$$

을 이용하면 조류장을 결정하는 운동방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (H \bar{u}) + \frac{\partial}{\partial x} (H \bar{u} \bar{u}) + \frac{\partial}{\partial y} (H \bar{u} \bar{v}) \\ & = fH \bar{v} - gH \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \nu_h \nabla^2 \bar{u} - K_b \bar{u} \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2} \end{aligned} \quad (2.62)$$

유사한 방법으로 y방향 조류계산식은 다음과 같이 주어질 수 있다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (H \bar{v}) + \frac{\partial}{\partial x} (H \bar{u} \bar{v}) + \frac{\partial}{\partial y} (H \bar{v} \bar{v}) \\ & = -fH \bar{u} - gH \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \nu_h \nabla^2 \bar{v} - K_b \bar{v} \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2} \end{aligned} \quad (2.63)$$

단위폭당 Flux의 표현으로 나타내면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{M^2}{H} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{MN}{H} \right) = fN \\ & \quad - gH \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \nu_h \nabla^2 M - \frac{K_b}{H^2} M \sqrt{M^2 + N^2} \end{aligned} \quad (2.64)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{MN}{H} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{N^2}{H} \right) = -fM \\ & \quad - gH \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \nu_h \nabla^2 N - \frac{K_b}{H^2} N \sqrt{M^2 + N^2} \end{aligned} \quad (2.65)$$

2) 냉각수 방류에 의한 유속장

$u_0, v_0$ 의 연직방향 분포를 다음과 같은 상사함수로 전개한다.

$$u_0 = U_s(x, y, t) \cdot F\left\{\frac{\xi_0 - z}{\xi_0 + h_w}\right\} \quad (2.66)$$

$$v_0 = V_s(x, y, t) \cdot F\left\{\frac{\xi_0 - z}{\xi_0 + h_w}\right\} \quad (2.67)$$

여기서  $U_s, V_s$  : 각각 방수에 의한  $x, y$ 방향의 표면유속,

$h_w$  : 온수층의 두께, 또는 온수분포를 결정지어주는 특정치

$F$  : 방류수 수평유속의 연직방향의 분포형이다.

$\xi_0$  : 방수로 인한 수위변화

연속방정식 :

$h_w$  를 온수분포 특정치로 해석하여 (2.33)식은 수심적분 하면 다음과 같다.

$$\int_{-h}^{\xi_0} \frac{\partial u_0}{\partial x} dz + \int_{-h}^{\xi_0} \frac{\partial v_0}{\partial y} dz + w_0(\xi_0) - w_0(-h) = 0 \quad (2.68)$$

상기식에서  $h_w$ 를 온수두께로 해석하면 적분구간을  $[-h_w, \xi_0]$  로 취할 수 있다.

Leibnitz rule을 적용하면 다음과 같다.

$$\int_{-h}^{\xi_0} \frac{\partial u_0}{\partial x} dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\xi_0} u_0 dz - u_0(\xi_0) \frac{\partial \xi_0}{\partial x} - u_0(-h) \frac{\partial h}{\partial x} \quad (2.69)$$

$$\int_{-h}^{\zeta_0} \frac{\partial v_0}{\partial y} dz = \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\zeta_0} v_0 dz - v_0(\zeta_0) \frac{\partial \zeta_0}{\partial y} - v_0(-h) \frac{\partial h}{\partial y} \quad (2.70)$$

$$w_0(\zeta_0) - w_0(-h) = \left\{ \frac{\partial \zeta_0}{\partial t} + u_0(\zeta_0) \frac{\partial \zeta_0}{\partial x} + v_0(\zeta_0) \frac{\partial \zeta_0}{\partial y} \right\} + \left\{ \frac{\partial h}{\partial t} + u_0(-h) \frac{\partial h}{\partial x} + v_0(-h) \frac{\partial h}{\partial y} \right\} \quad (2.71)$$

따라서 (2.68)식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial \zeta_0}{\partial t} + \frac{\partial(H_0 u_0)}{\partial x} + \frac{\partial(H_0 v_0)}{\partial y} = 0 \quad (2.72)$$

여기서  $H_0 = \zeta_0 + h$ .

단위폭당 Flux의 표현으로 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \zeta_0}{\partial t} + \frac{\partial M_0}{\partial x} + \frac{\partial N_0}{\partial y} = 0 \quad (2.73)$$

여기서

$$\int_{-h}^{\zeta_0} u_0 dz = M_0, \quad \int_{-h}^{\zeta_0} v_0 dz = N_0. \quad (2.74)$$

편의상 다음과 같은 연직방향으로의 변환좌표,

$$\eta = (\zeta_0 - z) / (\zeta_0 + h_w) \quad (2.75)$$

즉,

$$\eta = \begin{cases} 0 & \text{for } z = \zeta_0 \\ 1 & \text{for } z = -h_w \\ b = \frac{\zeta_0 + h}{\zeta_0 + h_w} & \text{for } z = -h \geq -h_w \end{cases} \quad (2.76)$$

를 도입하면 (2.74)식은 다음과 같이 주어진다.

$$\int_{-h}^{\xi_0} u_0 dz = M_0 = HU_s(x, y) \int_0^b F(\eta) d\eta \quad (2.77)$$

$$\int_{-h}^{\xi_0} v_0 dz = M_0 = HV_s(x, y) \int_0^b F(\eta) d\eta \quad (2.78)$$

운동방정식 :

다음의 경계조건, 즉

$$\nu_v \left( \frac{\partial u_0}{\partial \eta} \right)_0 = \nu_v \left( \frac{\partial v_0}{\partial \eta} \right)_0 \equiv 0 \quad (2.79)$$

$$\frac{\rho \nu_v}{(\xi_0 + h)} \left( \frac{\partial u_0}{\partial \eta} \right)_b = \rho K_b U_s F^2(b) \sqrt{U_s^2 + V_s^2} \quad (2.80)$$

$$\frac{\rho \nu_v}{(\xi_0 + h)} \left( \frac{\partial v_0}{\partial \eta} \right)_b = \rho K_b V_s F^2(b) \sqrt{U_s^2 + V_s^2} \quad (2.81)$$

을 이용하여 (2.34), (2.35)식을 표층에서 은수층의 두께( $h_w$ )까지 적분하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial M_0}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( U_s^2 H_w \int_0^b F^2(\eta) d\eta \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( U_s V_s H_w \int_0^b F^2(\eta) d\eta \right) \\ & = f H_w N_0 - g H_w \frac{\partial \xi_0}{\partial x} + \nu_h \nabla^2 M_0 - K_b U_s F^2(b) \sqrt{U_s^2 + V_s^2} \end{aligned} \quad (2.82)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial N_0}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( U_s V_s H_w \int_0^b F^2(\eta) d\eta \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( V_s^2 H_w \int_0^b F^2(\eta) d\eta \right) \\ & = -f H_w M_0 - g H_w \frac{\partial \xi_0}{\partial y} + \nu_h \nabla^2 N_0 - K_b V_s F^2(b) \sqrt{U_s^2 + V_s^2} \end{aligned} \quad (2.83)$$

다음의 계수, 즉

$$\int_0^b F(\eta) d\eta \equiv \alpha, \quad (2.84)$$

$$\int_0^b F^2(\eta) d\eta \equiv \delta \quad (2.85)$$

를 정의하면 식 (2.82)과 (2.83)는 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_0}{\partial t} + \frac{\delta}{\alpha} \frac{\partial U_s M_0}{\partial x} + \frac{\delta}{\alpha} \frac{\partial V_s M_0}{\partial y} &= f N_0 \\ -g H_w \frac{\partial \xi_0}{\partial x} + \nu_h \nabla^2 M_0 - K_b U_s F^2(b) \sqrt{U_s^2 + V_s^2} & \end{aligned} \quad (2.86)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_0}{\partial t} + \frac{\delta}{\alpha} \frac{\partial U_s N_0}{\partial x} + \frac{\delta}{\alpha} \frac{\partial V_s N_0}{\partial y} &= -f M_0 \\ -g H_w \frac{\partial \xi_0}{\partial y} + \nu_h \nabla^2 N_0 - K_b V_s F^2(b) \sqrt{U_s^2 + V_s^2} & \end{aligned} \quad (2.87)$$

현장관측치 및 실험치로부터  $F(\eta)$ 은 보통 다음과 같이 정의된다.

$$F(\eta) = \exp(-\lambda \eta^2) \quad (2.88)$$

보통  $h_w = 3$ ,  $\lambda = 2$  가 사용되며  $b=1$  인 경우

$$\alpha = \int_0^1 F(\eta) d\eta \doteq 0.598, \quad (2.89)$$

$$\delta = \int_0^1 F^2(\eta) d\eta \doteq 0.441. \quad (2.90)$$

## 2. 열보존식

수평으로 등방성을 가정하여  $K_1 = K_2 = K_h$  로 놓고  $K_3 = K_v$ 로 표시하면 (2.32) 식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = K_h \nabla^2 T + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_v \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (2.91)$$

(2.33)식에 의거 상기식은 다음과 같이 표현될 수 있다.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(uT)}{\partial x} + \frac{\partial(vT)}{\partial y} + \frac{\partial(wT)}{\partial z} = K_h \nabla^2 T + \frac{\partial}{\partial z} \left( K_v \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (2.92)$$

이상의 열 보존식  $u = u_T + u_0$ ,  $v = v_T + v_0$ 이다.

해수표면 및 저면에서의 경계조건은 다음과 같다.

$$\left( K_v \frac{\partial T}{\partial z} \right)_\zeta = \frac{Q}{\rho C_p}, \quad \left( K_v \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{-h} = 0 \quad (2.93)$$

여기서  $Q$  는 열교환률,  $C_p$ 는 해수의 비열이다

(2.92)식을 연직적분하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial T}{\partial t} dz + \int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial uT}{\partial x} dz + \int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial vT}{\partial y} dz + \int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial wT}{\partial z} dz \\ & = K_h \int_{-h}^{\zeta} \nabla^2 T dz + \left( K_v \frac{\partial T}{\partial z} \right)_\zeta - \left( K_v \frac{\partial T}{\partial z} \right)_{-h} \end{aligned} \quad (2.94)$$

방출열이 완전히  $h_w$  두께내에 존재한다고 가정할 경우 상기식에서 적분구간을

[  $-h_w, \zeta$  ] 로 취할 수도 있다.

Leibnitz rule을 적용함에 있어 앞서와는 달리 모델의 한계와 관련된 엄중한 구속조건이 부과된다. 구체적으로 왕복성 조류는 고려하되 해수위는 동결된 값 (frozen value)으로 가정된다.

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial T}{\partial t} dz = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^0 T dz - T_{-h} \frac{\partial h}{\partial t} \quad (2.95)$$

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial uT}{\partial x} dz = \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^0 uT dz - (uT)_{-h} \frac{\partial h}{\partial x} \quad (2.96)$$

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial vT}{\partial y} dz = \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^0 vT dz - (vT)_{-h} \frac{\partial h}{\partial y} \quad (2.97)$$

$$\int_{-h}^{\zeta} \frac{\partial wT}{\partial z} dz = (wT)_0 - (wT)_{-h} = 0 \quad (2.98)$$

따라서

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^0 T dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^0 uT dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^0 vT dz \\ & = K_h \int_{-h}^0 \nabla^2 T dz - \frac{Q}{\rho C_p} \end{aligned} \quad (2.99)$$

수온의 연직방향의 분포를 다음과 같이 가정한다.

$$T = T_0 + (T_s - T_0) G\left(-\frac{z}{h_w}\right) \quad (2.100)$$

여기서  $G$ 는 수온연직분포 상사함수이다.

(2.100)식을 (2.99)식에 대입하여 정리하면 다음과 같다.



$$\int_{-h}^0 \frac{\partial T}{\partial t} dz = \frac{\partial T_s}{\partial t} \int_{-h}^0 G\left(-\frac{z}{h_w}\right) dz \quad (2.101)$$

$$\begin{aligned} \int_{-h}^0 \frac{\partial uT}{\partial x} dz &= \int_{-h}^0 U_s \cdot F\left(-\frac{z}{h_w}\right) \cdot \frac{\partial T_s}{\partial x} \cdot G\left(-\frac{z}{h_w}\right) dz \\ &= U_s \frac{\partial T_s}{\partial x} \int_{-h}^0 F\left(-\frac{z}{h_w}\right) \cdot G\left(-\frac{z}{h_w}\right) dz \end{aligned} \quad (2.102)$$

$$\begin{aligned} \int_{-h}^0 \frac{\partial vT}{\partial y} dz &= \int_{-h}^0 V_s \cdot F\left(-\frac{z}{h_w}\right) \cdot \frac{\partial T_s}{\partial y} \cdot G\left(-\frac{z}{h_w}\right) dz \\ &= V_s \frac{\partial T_s}{\partial y} \int_{-h}^0 F\left(-\frac{z}{h_w}\right) \cdot G\left(-\frac{z}{h_w}\right) dz \end{aligned} \quad (2.103)$$

편의상

$$\int_{-h}^0 G\left(-\frac{z}{h_w}\right) dz = h\beta \quad (2.104)$$

$$\int_{-h}^0 F\left(-\frac{z}{h_w}\right) G\left(-\frac{z}{h_w}\right) dz = h\gamma \quad (2.105)$$

로 정의하면 (2.99)식은 다음과 같이 주어진다.

$$\beta \frac{\partial T_s}{\partial t} + \gamma U_s \frac{\partial T_s}{\partial x} + \gamma V_s \frac{\partial T_s}{\partial y} = \beta K_h \nabla^2 T_s + \frac{Q}{\rho C_p} \quad (2.106)$$

여기서 온수방출전의 순열교환률을  $Q_a$ , 온배수방출로 인한 추가적인 열교환률을

$\Delta Q = K_a \Delta T_s$ 로 정의하면 (2.99)식은 다음과 같이 주어진다.

$$\beta \frac{\partial T_s}{\partial t} + \gamma U_s \frac{\partial T_s}{\partial x} + \gamma V_s \frac{\partial T_s}{\partial y} = \beta K_h \nabla^2 T_s + \frac{Q_a - K_a \Delta T_s}{\rho C_p h} \quad (2.107)$$

변환좌표  $\eta$  를 사용하면

$$T = T_0 + (T_s - T_0)G(\eta), \quad (2.108)$$

$$\beta = \int_0^1 G(\eta) d\eta, \quad (2.109)$$

$$\gamma = \int_0^1 F(\eta) G(\eta) d\eta. \quad (2.110)$$

수온의 연직분포형을  $G(\eta) = \exp(-2\eta^2)$ ,  $h_w = 3$ 으로 가정하면

$$\beta \approx 0.598, \quad (2.111)$$

$$\gamma \approx 0.441. \quad (2.112)$$

냉각수 방출에 의한 방수구 전면해역에서의 수온분포를 산정하기 위해서는 각종의 연안류 조건을 대상으로 하여 연속 운동, 및 열확산에 관한 연립방정식 (2.73), (2.86), (2.87), (2.106)을 수치적분 한다.

Fig. 2.1은 발전소 전면의 수온연직분포 관측으로 뚜렷한 상사성을 확인해준다. 태양복사에 의한 자연수온 연직분포의 경우도 상사성이 확인되고 있다(Wang Zongshan et al, 1991 참조).

## 제4절 해양과 대기의 열교환

### 1. 개요

해수의 수온은 온배수와 같이 외부에서 주어지는 열원이 없는 경우에도 대기와 해양의 상호 열교환에 의해 일변화, 계절변화를 한다. 열교환률 결정에 있어

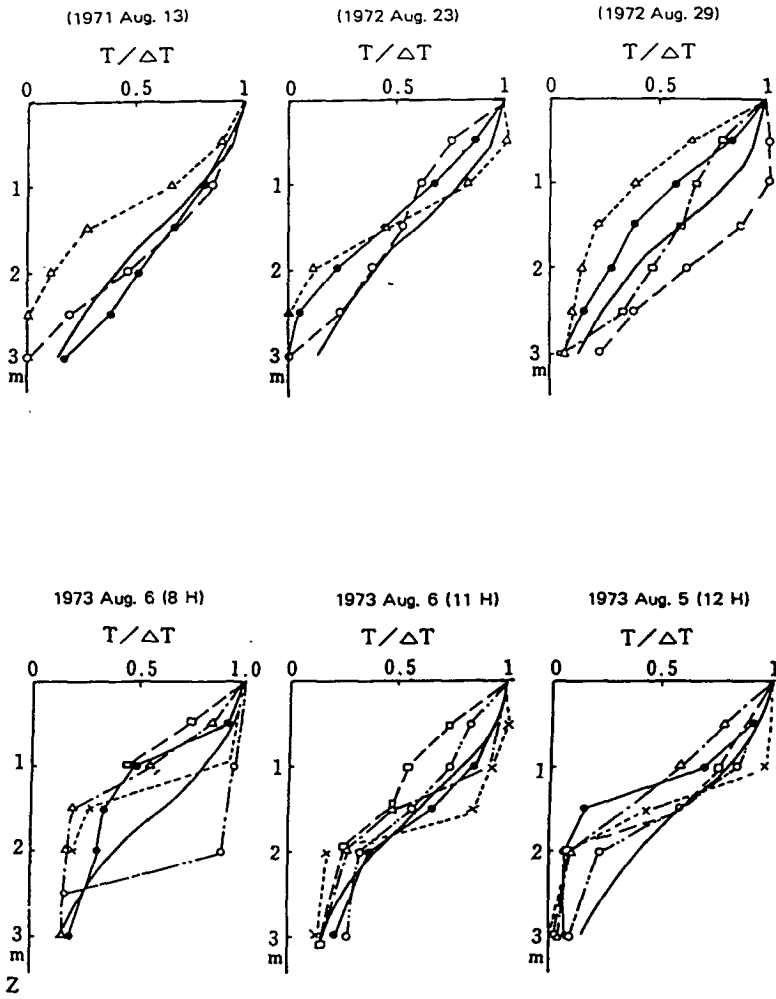


Fig. 2.1 Temperature profile measured at the inland sea of Fukushima nuclear power plant (above) and Shimonoseki steam power plant (bottom) (Wada et al., 1975).

태양 복사에너지가 가장 중요한 요인이고 기온, 수온, 바람등 기상 및 해상상태등이 이차적 영향요소이다.

온배수 확산범위 예측과 관련하여 대상해역의 환경수온 변화를 규명하는 것은 매우 중요하다. 왜냐하면 먼저 대상해역의 환경수온 변동과 온배수에 의한 수온 상승이 구분되어야 온배수로 인한 피해정도를 보다 정확히 계산할 수 있기 때문이다. 주위수 수온의 시·공간 변화는 수년간에 걸친 광범위한 관측자료가 존재할 경우 어느정도 가능하나 불행히도 국내에 이러한 자료가 존재하는 지역은 전무하다. 간접적인 방법으로 최근 천해역의 환경수온 변화를 수치모델로 예측하는 시도가 이루어지고 있다(예로 Mozutori et al, 1985, Wada and Miyaike, 1985). 이 방법의 성공여부는 주로 현장부근에 양질의 기상자료가 존재하는가에 달려 있다. 연안지역에서의 기상관측은 추후를 기약하고 일단 본 3차년도에는 시간에 따른 열교환량을 계산하는 subroutine을 작성하여 매일 매일의 수온변화를 예측할 수 있는 모델개발을 꾀한다.

## 2. 열교환량 계산식

일반적인 대기와 해양의 상호 열교환량을 계산하는 식은 다음과 같다.

$$Q = Q_0 - (Q_b + Q_e + Q_c) \quad (2.113)$$

여기서,  $Q_0$  : 해수에 흡수되는 태양복사량(kcal/m<sup>2</sup>·sec).

$Q_b$  : 해표면에서 대기쪽으로 방사되는 유효장파 복사량(kcal/m<sup>2</sup>·sec).

$Q_e$  : 해수의 상변화에 대한 잠열량(kcal/m<sup>2</sup>·sec).

$Q_c$  : 해표면과 대기의 현열교환량(kcal/m<sup>2</sup>·sec)

이다.

각각의 열량  $Q_0$ ,  $Q_b$ ,  $Q_e$ ,  $Q_c$  를 계산하는 식은 다음과 같다.

(1) 태양복사량( $Q_0$ )

해수표면에서 흡수되는 일사량은 다음식에서 근거하여 계산한다(Mizutori et al., 1985).

$$Q_0 = Q_{so} [ 1 - (1 - \beta) \exp \{ -\eta_s (\zeta + z) \} ] , \quad (2.114)$$

$$Q_{so} = Q_s (1 - \alpha_s) \times 0.24 \times 10^{-3} \quad (2.115)$$

여기서,  $Q_0$  : 해수 전층에 흡수되는 일사량(kcal/m<sup>2</sup>·sec),  
 $Q_{so}$  : 해표면에 흡수되는 일사량(kcal/m<sup>2</sup>·sec),  
 $Q_s$  : 해표면에 도달하는 총일사량(W/m<sup>2</sup>),  
 $\alpha_s$  : 수면반사율,  
 $\beta_s$  :  $(1 - \alpha_s) Q_{so}$  중 수면부근에서 재흡수되는 비율.

위식에서 계수  $\alpha_s, \beta_s, \eta_s$  값으로 각각 0.07과 0.69, 0.425(1/m)를 사용한다 (Mizutori et al., 1985).  $Q_s$ 의 경우는 관측값을 사용하는 경우도 있지만 본 연구에서는 Lumb(1964) 과 Kimball(1928)의 경험식을 이용하여 계산하였다.

$$Q_s(t) = 1353 \cdot s(t)(0.61 + 0.02 s(t)) \cdot (1 - 0.71 c) \quad (2.116)$$

위식에서  $c$ 는 구름의 양을 나타내는 값으로 0에서 1까지의 값으로  $s$ 는 다음과 같다.

$$s(t) = \sin a(t) \quad (2.117)$$

(4)식에서  $a(t)$ 는 시간에 따라 변하는 태양의 고도로서 다음과 같은 일련의 과정을 통해 구한다. 먼저 일중 태양의 고도의 최대값을 다음식에 의해 계산한다 (Orlob & Marijanovic, 1989).

$$g_s(d) = 23.45 \frac{\pi}{180} \cos \frac{2\pi}{365} (172 - d) \quad (2.118)$$

여기서  $d$ 는 Julian day 이다. 위 식에서 각 일자에 해당하는 태양고도의 최대값을 결정한 후 각 시간에 따라 태양의 고도가 다음식과 같이 여현함수(sine function)로 증가 또는 감소한다고 가정하였다.

$$a(t) = g_s \cdot \frac{\sin((t - t_r) \cdot \pi)}{(t_r - t_s)} \quad (2.119)$$

여기서,  $t_r$ 은 일출시간이고,  $t_s$ 는 일몰시간이다. 즉,  $t_r - t_s$ 는 각 날짜에 해당하는 일조시간이다.

일출, 일몰시간  $t_r, t_s$ 을 결정하는 식은 다음과 같다(Orlob & Marjanovic, 1989).

$$t_r = 12 - H_{sr} + \Delta t_g \quad (2.120)$$

$$t_s = 12 + H_{sr} + \Delta t_g \quad (2.121)$$

$$H_{sr} = \arccos \left\{ \frac{\sin a_{sr} - \sin \phi \sin g_s}{\cos \phi \cos g_s} \right\} \quad (2.122)$$

$$\Delta t_g = \frac{f_s}{15} (LSM - LLM) \quad (2.123)$$

여기서,  $a_{sr}$  : 일출시 태양고도,  
 $\phi$  : 대상해역의 위도,  
 $g_s$  : 태양고도 일중 최대값,  
 LSM : 기준경도,  
 LLM : 대상해역의 경도,  
 $f_s$  : -1(서경), 1(동경).

(1) 태양복사량( $Q_0$ )

해수표면에서 흡수되는 일사량은 다음식에서 근거하여 계산한다(Mizutori et al., 1985).

$$Q_0 = Q_{so} [ 1 - (1 - \beta) \exp \{ -\eta_s (\zeta + z) \} ] , \quad (2.114)$$

$$Q_{so} = Q_s (1 - \alpha_s) \times 0.24 \times 10^{-3} \quad (2.115)$$

여기서,  $Q_0$  : 해수 전체에 흡수되는 일사량(kcal/m<sup>2</sup>·sec),  
 $Q_{so}$  : 해표면에 흡수되는 일사량(kcal/m<sup>2</sup>·sec),  
 $Q_s$  : 해표면에 도달하는 총일사량(W/m<sup>2</sup>),  
 $\alpha_s$  : 수면반사율,  
 $\beta_s$  :  $(1 - \alpha_s) Q_{so}$  중 수면부근에서 재흡수되는 비율.

위식에서 계수  $\alpha_s, \beta_s, \eta_s$  값으로 각각 0.07과 0.69, 0.425(1/m)를 사용한다 (Mizutori et al., 1985).  $Q_s$ 의 경우는 관측값을 사용하는 경우도 있지만 본 연구에서는 Lumb(1964) 과 Kimball(1928)의 경험식을 이용하여 계산하였다.

$$Q_s(t) = 1353 \cdot s(t)(0.61 + 0.02 s(t)) \cdot (1 - 0.71 c) \quad (2.116)$$

위식에서  $c$ 는 구름의 양을 나타내는 값으로 0에서 1까지의 값으로  $s$ 는 다음과 같다.

$$s(t) = \sin a(t) \quad (2.117)$$

(4)식에서  $a(t)$ 는 시간에 따라 변하는 태양의 고도로서 다음과 같은 일련의 과정을 통해 구한다. 먼저 일중 태양의 고도의 최대값을 다음식에 의해 계산한다 (Orlob & Marijanovic, 1989).

$$g_s(d) = 23.45 \frac{\pi}{180} \cos \frac{2\pi}{365} (172 - d) \quad (2.118)$$

여기서  $d$ 는 Julian day 이다. 위 식에서 각 일자에 해당하는 태양고도의 최대값을 결정한 후 각 시간에 따라 태양의 고도가 다음식과 같이 여현함수(sine function)로 증가 또는 감소한다고 가정하였다.

$$a(t) = g_s \cdot \frac{\sin((t - t_r) \cdot \pi)}{(t_r - t_s)} \quad (2.119)$$

여기서,  $t_r$ 은 일출시간이고,  $t_s$ 는 일몰시간이다. 즉,  $t_r - t_s$ 는 각 날짜에 해당하는 일조시간이다.

일출, 일몰시간  $t_r, t_s$ 을 결정하는 식은 다음과 같다( Orlob & Marjanovic, 1989).

$$t_r = 12 - H_{sr} + \Delta t_g \quad (2.120)$$

$$t_s = 12 + H_{sr} + \Delta t_g \quad (2.121)$$

$$H_{sr} = \arccos \left\{ \frac{\sin a_{sr} - \sin \phi \sin g_s}{\cos \phi \cos g_s} \right\} \quad (2.122)$$

$$\Delta t_g = \frac{f_s}{15} (LSM - LLM) \quad (2.123)$$

여기서,  $a_{sr}$  : 일출시 태양고도,  
 $\phi$  : 대상해역의 위도,  
 $g_s$  : 태양고도 일중 최대값,  
 LSM : 기준경도,  
 LLM : 대상해역의 경도,  
 $f_s$  : -1(서경), 1(동경).



본 연구에서는  $a_{sr}$ 을 0으로 고정하였고 LSM은 동경 135° 를 사용하였다.

(2) 장파복사량( $Q_b$ )

해수표면에서 대기로 방사되는 장파복사량( $Q_b$ )는 다음식에 의해 계산된다 (Kadoyu et al., 1985).

$$Q_b = 1.32 \times 10^{-11} \times (273 + T_w)^4 - 1.24 \times 10^{-16} \cdot (273 + T_a)^6 \cdot (1 + 0.17c^2) \quad (2.124)$$

여기서  $T_w$ 는 해표면의 온도이고  $T_a$ 는 해표면과 접하는 대기의 온도,  $c$ 는 구름의 양이다.

(3) 현열교환량( $Q_c$ )

현열 교환량을 계산하는 식은 다음과 같다(Mizutori et al., 1985).

$$Q_c = 0.288 \cdot C_H \cdot (T_w - T_a) \cdot U_{10} \quad (2.125)$$

여기서  $C_H$ 는 현열수송계수이고  $U_{10}$ 은 해표면 10m에서의 풍속이다.  $C_H$ 값은  $1.1 \times 10^{-3}$ 의 값을 사용하였다(Gill, 1982).

(4) 잠열량( $Q_e$ )

해수표면에서 발생하는 증발과 같은 상변화에 관련한 열량은 다음식과 같이 계산된다(Mizutori et al., 1985).

$$Q_e = 0.437 \cdot C_E \cdot (e_s - e_a) \cdot U_{10} \quad (2.126)$$

여기서  $C_E$ 는 잠열수송계수로써  $1.5 \times 10^{-3}$ 의 값을 사용하였고(Gill, 1982)  $e_s$ 는 수온  $T_w$ 에서의 포화증기압(mb),  $e_a$ 는 대기의 포화수증기압(mb)을 나타낸다.  $e_a$ ,  $e_s$ 는 다음식에 의해 계산된다(EPRI,1980).

$$e_a = 2.1718 \times 10^8 \times e^{-(4157/(T_d + 239.09))} \quad (2.127)$$

$$e_s = a_e + b_e T_w \quad (2.128)$$

여기서  $T_d$ 는 대기의 이슬점 온도이고  $a_e$ ,  $b_e$ 는 계수로써 Table 2.1과 같다.

Table 2.1 Values of  $a_e$  and  $b_e$  for saturated vapor pressure at sea surface

수온범위(℃)	$a_e$	$b_e$
0-5	6.05	0.522
5-10	5.10	0.710
10-15	2.65	0.954
15-20	-2.04	1.265
20-25	-9.94	1.659
25-30	-22.29	2.151
30-35	-40.63	2.761
35-40	-66.90	3.561

## 제5절 적용실험

### 1. 수로모형의 수립

Fig. 2.2와 같은 이상적인 영역을 설정하여 일련의 Test Run을 수행하였다.  $x$ 방향의 격자수를 30개(배출수로 표현에 사용된 격자제외),  $y$ 방향의 격자수를 81개로 선정하였고 크기가 500m인 정방격자를 사용하였다. 수심은 전영역을 10m로 일정하게 하였으며 육지경계를 기준으로 열세번째 격자에서부터 0.5m씩 감소하여 육지와 경계를 이루는 격자의 수심이 4m가 되도록 하였다.

본 실험에서 지구전향력은 무시되며, 주위수 유동을 야기시키는 forcing은 Direct tide generating force의 경우처럼 기지값으로 주어진다. 즉,

$$f = 0, \quad (2.129)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \xi}{\partial y} = A_t \cos \omega t \quad (2.130)$$

여기서,  $A_t$ 는 forcing의 진폭이며  $\omega$ 는 조석주기이다. 이 경우 개방경계에서 조석의 진폭은 0으로 정의된다. 따라서 조위의 시간변화 및 전파가 없는 상황에서 왕복성 흐름만 존재케 된다. 편의상 창조시에는 조류가 남쪽에서 북쪽으로 흐르며 낙조시에는 그 반대의 방향으로 흐르는 것으로 가정한다.

온배수의 유량은 초당 115m<sup>3</sup>로 하였으며, 설계온도는 8.2℃로 주었다. 일사량이 최대에 달하는 하지 때를 고려하여, 6월 22일 정오 부터 온배수 계산에 태양복사를 포함하기 시작하였다. 증발열과 관련되는 이슬점 온도는 12.6℃로 모든 실험 조건에 동일하게 주었으며, 주위수의 자연수온은 26℃로 고려하였다. 대기와 해양간의 열이동량을 계산하기 위한 나머지 변수들(기온, 풍속, 운량등)은 각 실험마

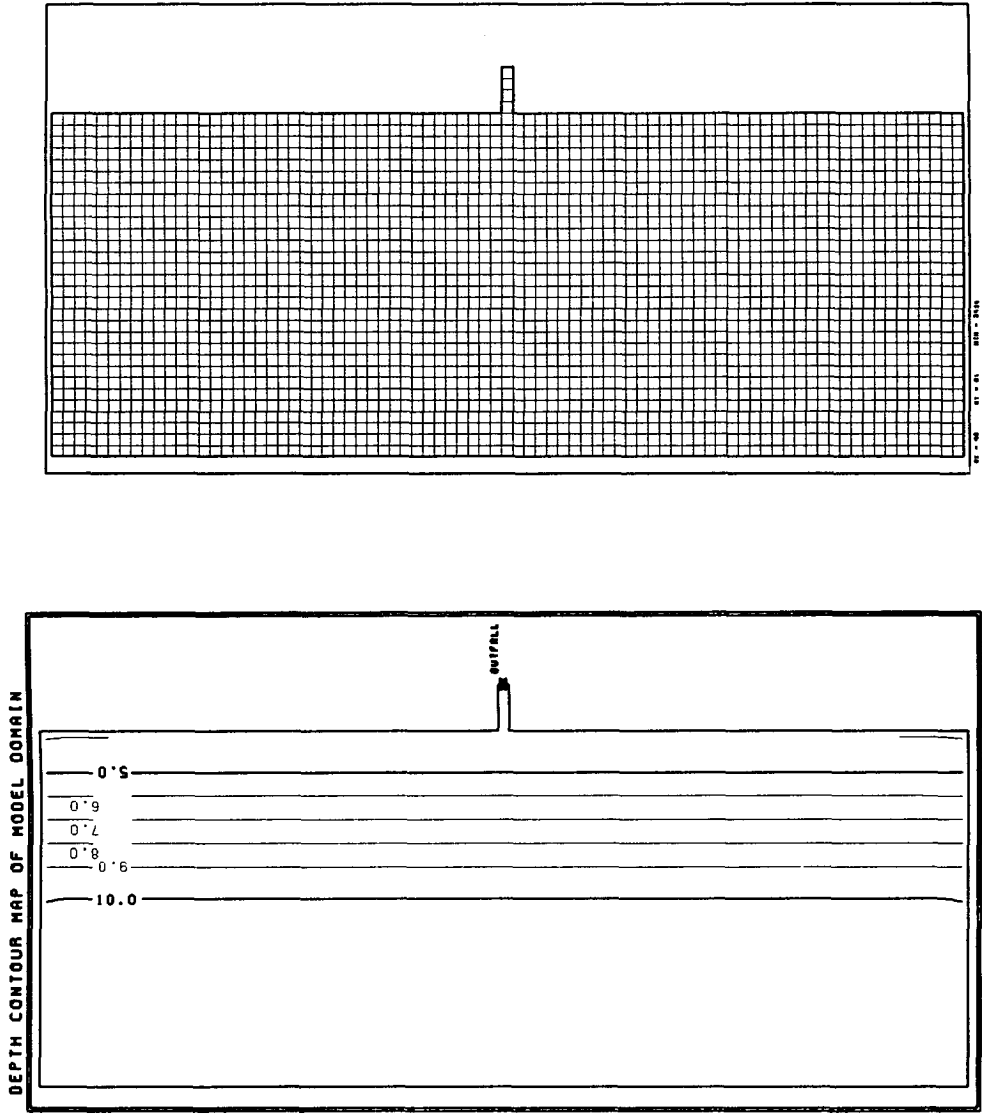


Fig. 2.2 Depth and grid system of model channel

다 다르게 설정하였다.

모두 변수의 초기값을 0(수온은 일정)으로 놓고 총 6조석 주기동안 모델실행을 지속하였으며 사용된  $\Delta t$ 는 약 16초이다. 온수는 제2조석 주기부터 방출되는 것으로 하였다. 조석변화에 따른 총수심의 시간변화는 없으므로  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\delta$ ,  $\gamma$ 는 계산 시작전 한번만 계산한다.

## 2. 계산결과

초기 조건으로부터 계산시작후 6조석 주기에(온수방출 시작후 5조석주기) 해당하는 결과들중 정오, 저녁, 자정부근의 결과를 제시한다. 정오 및 자정의 조석조건은 저조 정조, 저녁의 조석조건은 고조 정조에 해당된다.

온배수 확산에 영향을 미치는 기상조건과 관련된 변수 및 온수 배출량, 조류속 등을 변화 시키면서 각각의 조건(Table 2.2 참조)에 대한 준삼차원 모델의 반응정도(Sensitivity)를 검증하였다. 각 실험의 목적 및 결과는 다음과 같다.

### 실험 1, 실험 2, 실험 3 : $h_w$ 의 영향

우선 정지수역을 가정(즉,  $A_i = 0$ )하고 대기와의 열교환이 없는 상황에서 냉각수 방출을 검토하였다. 주위수의 유속이 없으므로 Fig. 2.3에 나타낸 바와 같이 배출구 전면에 반원형으로 등수온선이 형성되고 있다.  $h_w$ 가 작을수록 온수가 표층에 국한되어 표층의 등수온선 확장면적이 커지며  $h_w$ 가 클수록 온수층 체적의 증가로 인해 등수온선 면적이 줄어든다.

Table 2.2 Test cases of 2.5D model

	$h_w$ (m)	$V_w$ (m/s)	$c$	$T_{a, \min}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	$T_{a, \max}$ ( $^{\circ}\text{C}$ )	$A_t$	$Q_{out}$ ( $\text{m}^3/\text{s}$ )
실험 1	1	-	-	-	-	0.0	115
실험 2	2	-	-	-	-	0.0	115
실험 3	3	-	-	-	-	0.0	115
실험 4	2	1	0.0	21	31	$5 \times 10^{-6}$	115
실험 5	2	5	0.0	21	31	$5 \times 10^{-6}$	115
실험 6	2	10	0.0	21	31	$5 \times 10^{-6}$	115
실험 7	2	1	0.5	21	31	$5 \times 10^{-6}$	115
실험 8	2	1	0.9	21	31	$5 \times 10^{-6}$	115
실험 9	2	5	0.0	25	27	$5 \times 10^{-6}$	115
실험10	2	5	0.0	21	31	$15 \times 10^{-6}$	115
실험11	2	5	0.0	21	31	$5 \times 10^{-6}$	345

실제 발전소 주변 수온 관측치에 의하면 온수층의 두께  $h_w$  는 약 3m 정도인 것으로 확인되고 있다.

#### 실험 4, 실험 5, 실험 6 : 바람의 영향

대기와 해양간의 열이동량을 결정하는 데 중요한 역할을 할 것으로 예상되는 풍속을 각각 1m/s, 5m/s, 10m/s로 증가시키면서 그에 따른 수온의 분포양상의 차이를 검토하였다(Figs. 2.4~2.6 참조). 풍속이 1m일 경우 온수의 방출로 인한 수온상승 이외에 해양과 대기의 열교환에 따른 약 2 ~ 3 $^{\circ}\text{C}$  정도의 수온상승이 뚜

렷하게 나타난다. 온배수에 의한 수온상승을 제외한 자연 수온상승은 안선으로 가까워 질수록 증가하여 등수온선이 등수심선과 거의 일치하였다. 또한 풍속이 증가함에 따라 전체적인 수온은 감소하는데 이는 풍속의 증가로 인한 대기로의 열의 방출량이 증가의 따른 결과이다.

일반적으로 온배수 확산 모델 계산에 있어 선형화된 열손실계수  $K_a$ 를 풍속만을 고려한 식으로 정의하여 사용하기도 한다. 즉,

$$K_a = c_1 + c_2 V_w \quad (2.131)$$

이고, 여기서  $c_1, c_2$ 는 상수,  $V_w$ 는 풍속이다. 본 실험에서 10m/s의 풍속이 5조석주기 동안 지속된다고 가정하였으나 실제 현상에 있어서 바람효과는 지속시간이 중요하다. 특별한 상황을 제외하고는 바람의 지속시간은 수시간 내지 1일 이내이며 월평균 풍속은 대체로 2 ~ 5m/s 이다.

#### 실험 4, 실험 7, 실험 8 : c(운량지수)의 영향

풍속을 1m/s로 고정하고 운량의 지수를 각각 0.0, 0.5, 0.9 증가하면서 그 결과를 검토하였다(Figs. 2.4, 2.7, 2.8 참조). 계산 결과 운량지수의 증가에 따른 일사량의 감소로 인한 수온의 감소가 뚜렷이 나타났으며 그 크기는 최대로 약 2.5 ~ 3℃ 정도이다.

#### 실험 5, 실험 9 : 기온의 영향

기온의 일교차에 따른 영향을 검토하기 위하여 다른 제반조건을 동일하게 하고 기온을 각각 21℃ ~ 31℃, 25℃ ~ 27℃로 다르게 주어 결과를 비교 검토하

였다(Figs. 2.5, 2.9 참조). 그 결과 일교차의 크기에 따른 표층수온 분포의 차이는 미미한 것으로 나타났다.

#### 실험5, 실험10 : 주위수 유속에 따른 영향

방출된 온수는 주위수 흐름(왕복성 조류)을 따라 이동하면서 확산·감쇄된다. 이러한 주위수 흐름의 효과를 검토하기 위해 실험 10에서는 실험 5와 비교하여 유속을 약 3배 증가시켰다. 주위수 흐름이 증가되면서 개방경계에 보다 가까이 방출수온의 영향이 확장되고 있다(Figs. 2.5, 2.10 참조). 개방경계 부근에서 수온상승으로 인한 진동현상이 나타나지 않고 있는 것으로 볼 때 방사 경계조건의 도입이 효과적임을 알 수 있다.

#### 실험5, 실험11 : 방출유량 증대에 따른 영향

온수의 방출량에 따른 수온분포의 변화를 규명하기 위해 실험 5에 대해 3배의 방출유량을 주었다. 예상대로 온배수로 인한 수온상승의 면적이 증가하였다(Figs. 2.5, 2.11 참조). 실험11에서 사용한  $345 \text{ m}^3/\text{s}$ 는 약 6개호기의 원자력발전소가 동시 방출되는 온수량이다.



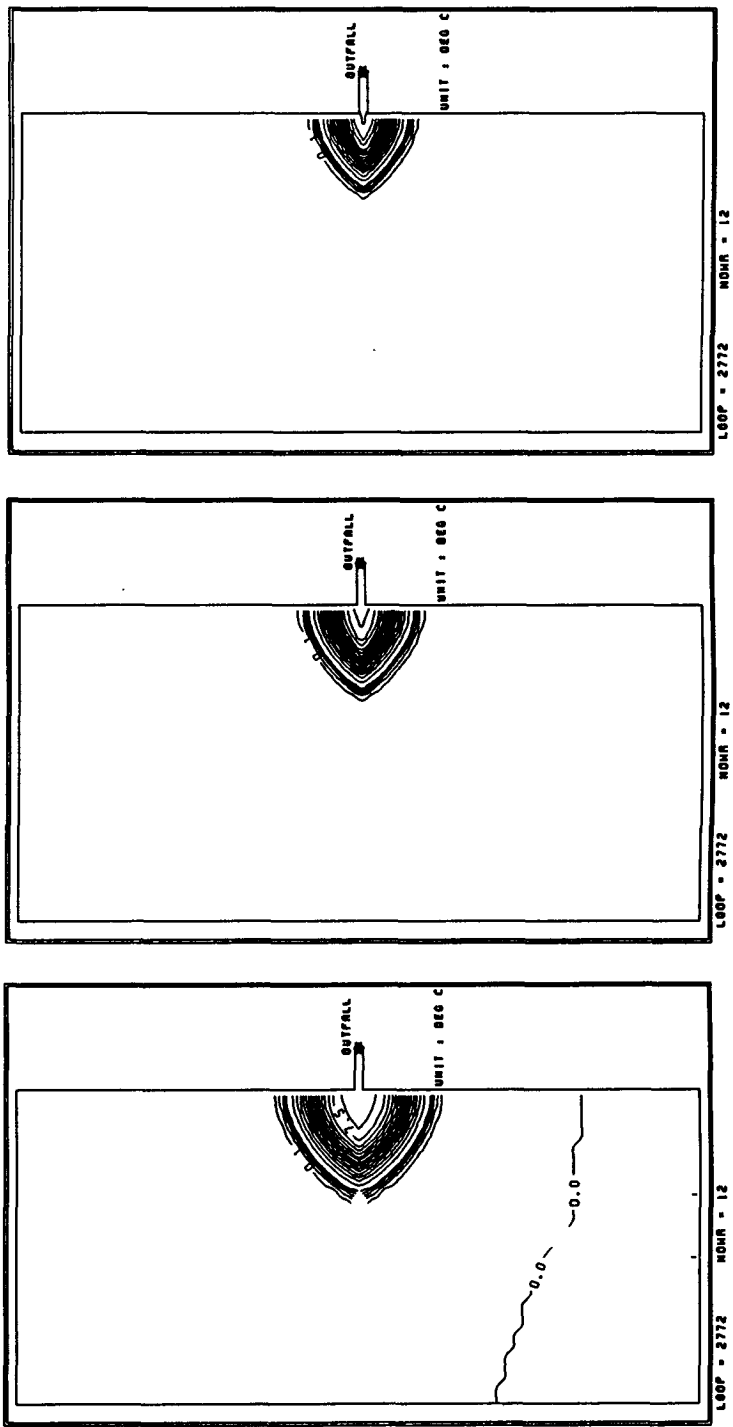


Fig. 2.3 Results computed using 2.5D model (cases 1, 2 and 3)

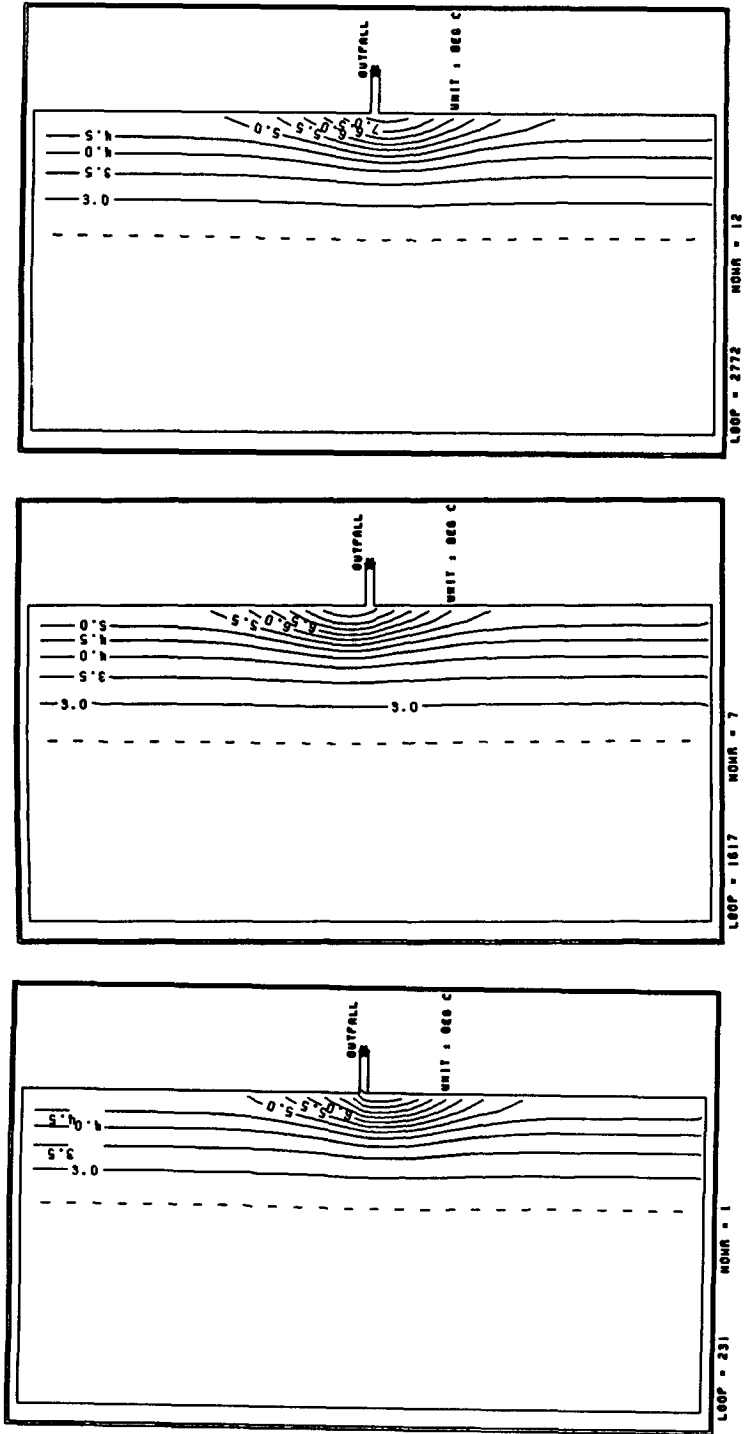


Fig. 2.4 Results computed using 2.5D model (case 4)

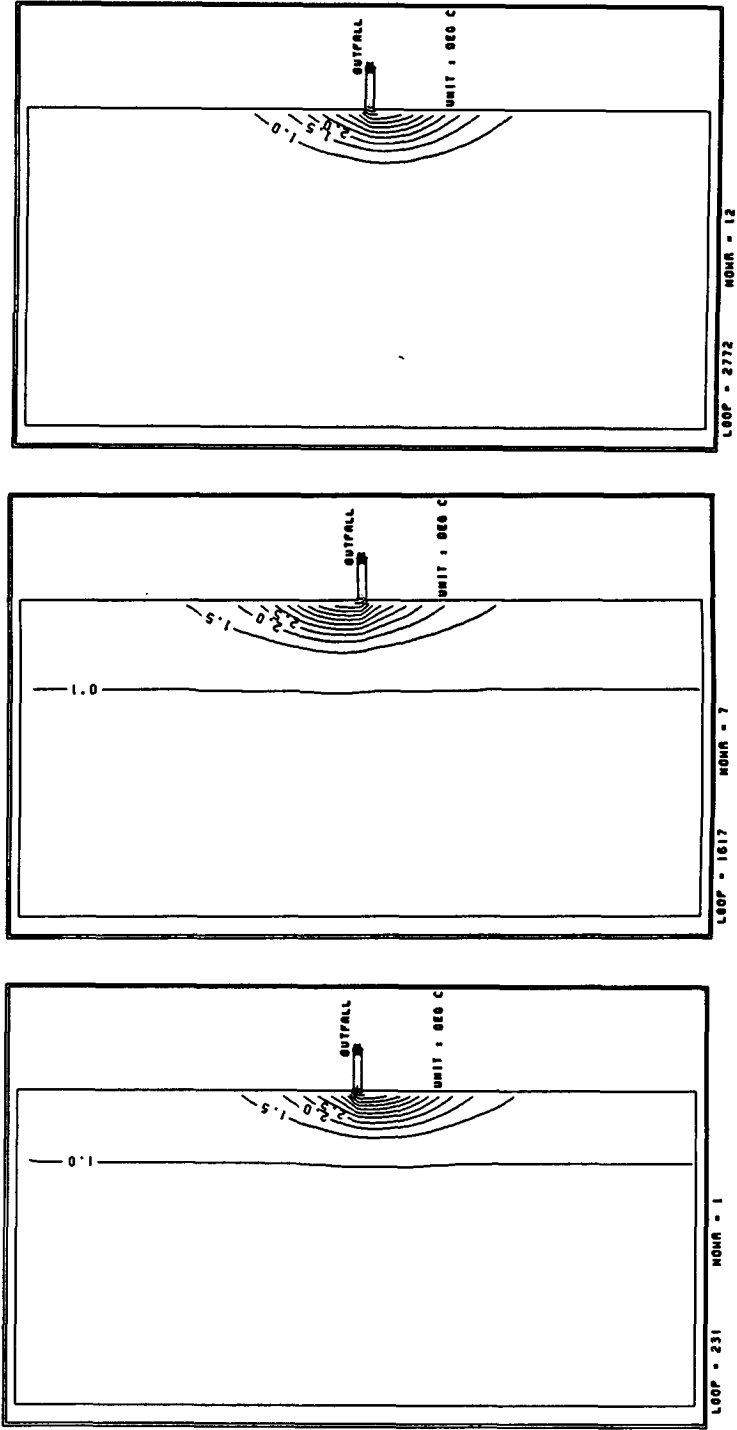


Fig. 2.5 Results computed using 2.5D model (case 5)

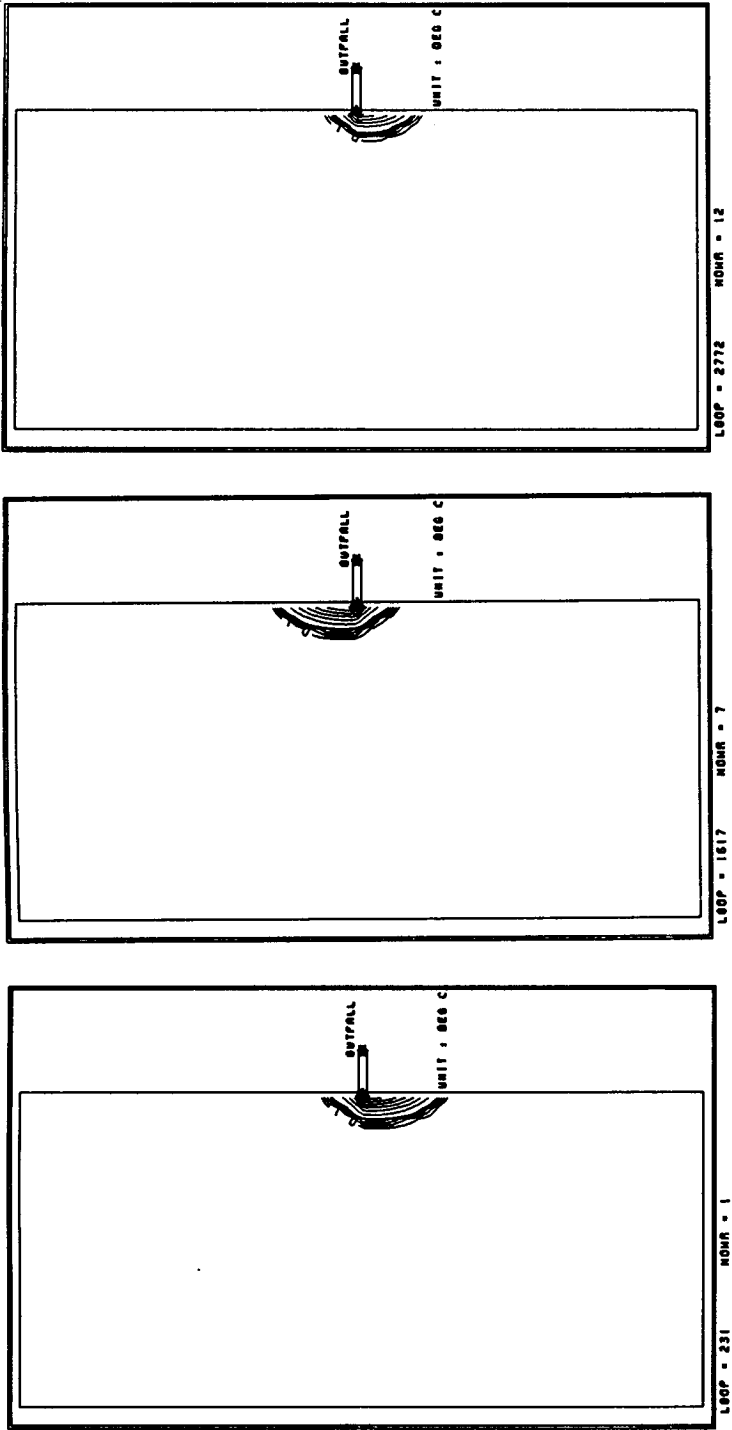


Fig. 2.6 Results computed using 2.5D model (case 6)

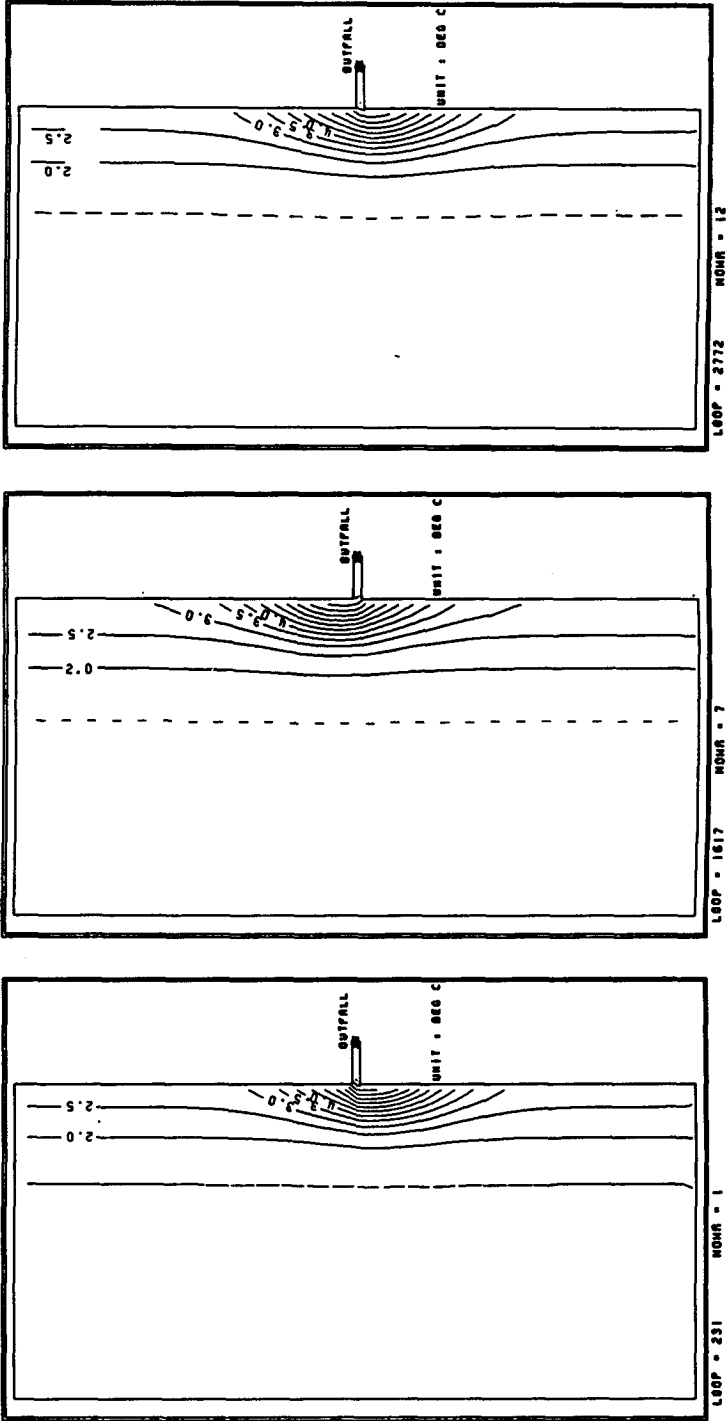


Fig. 2.7 Results computed using 2.5D model (case 7)

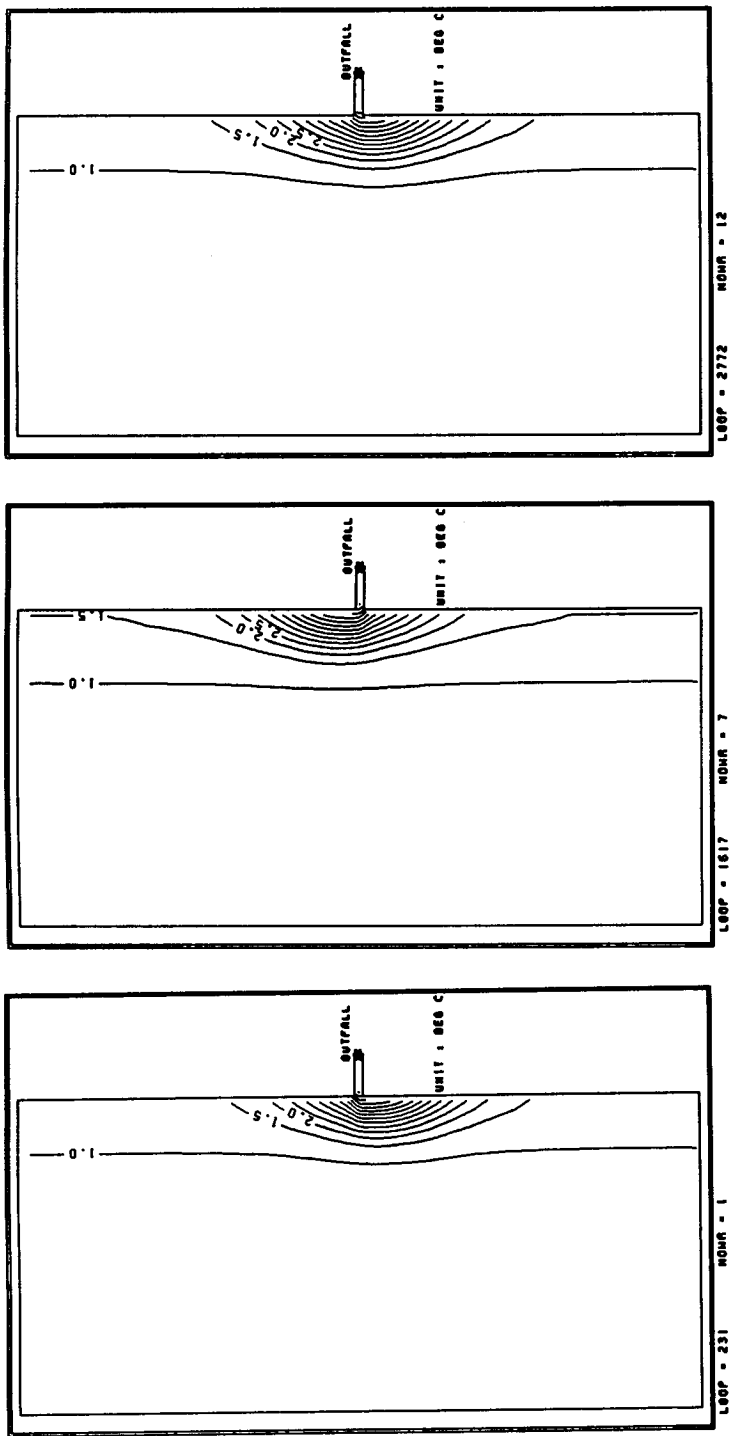


Fig. 2.8 Results computed using 2.5D model (case 8)

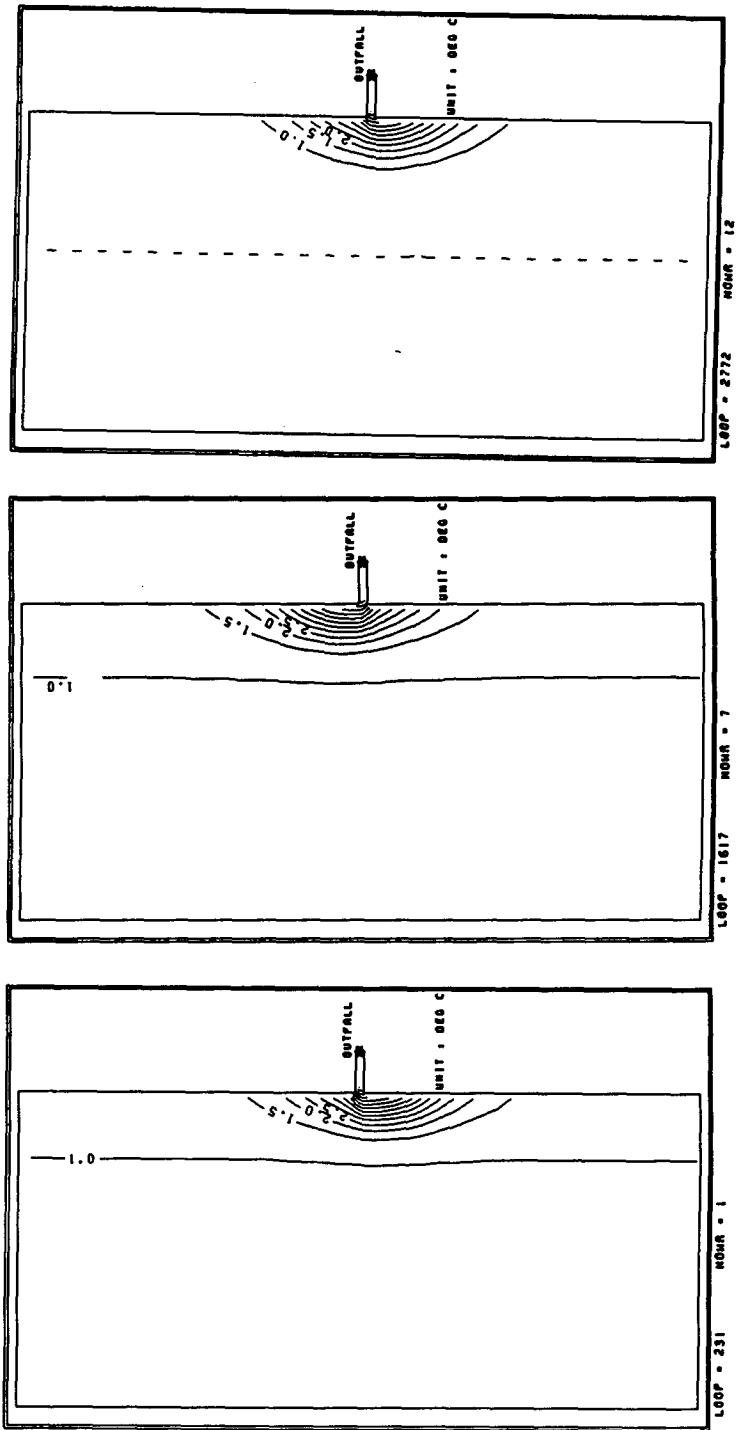


Fig. 2.9 Results computed using 2.5D model (case 9)

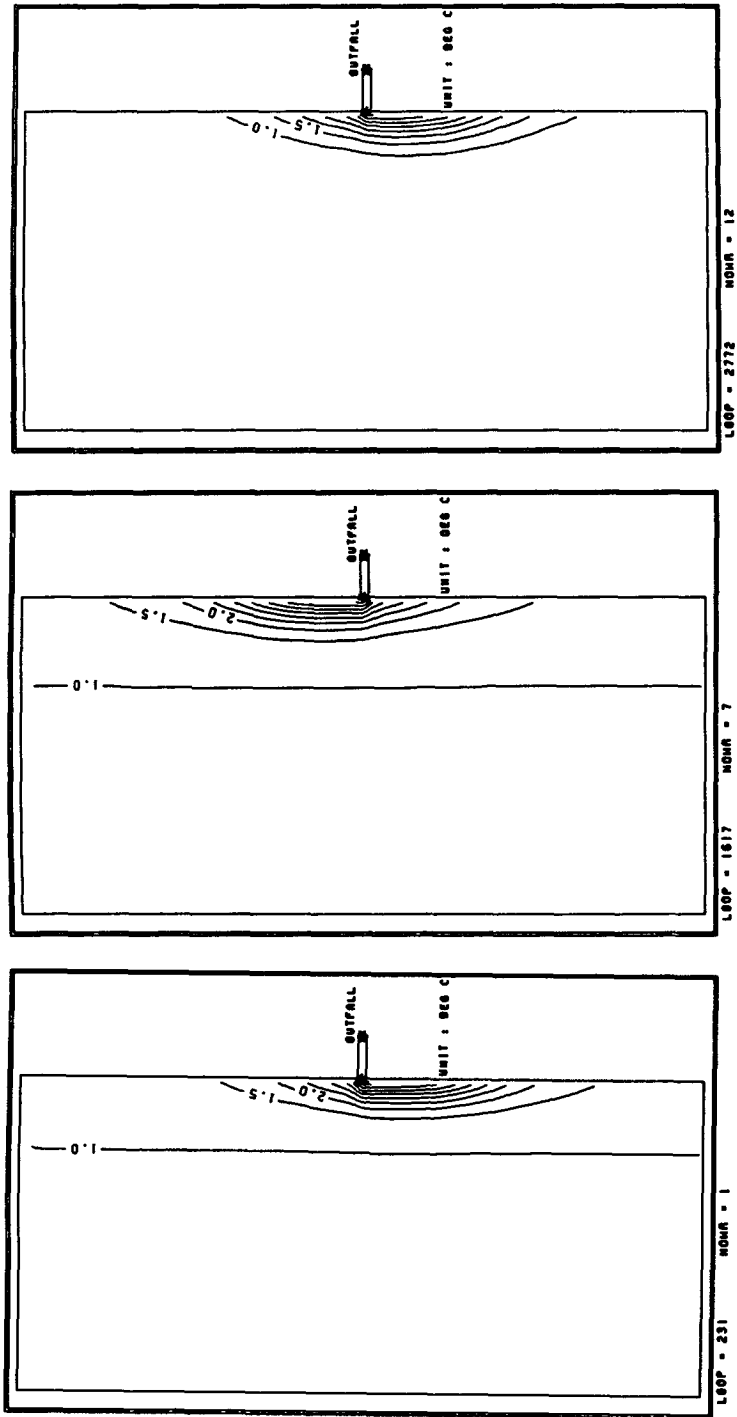


Fig. 2.10 Results computed using 2.5D model (case 10)



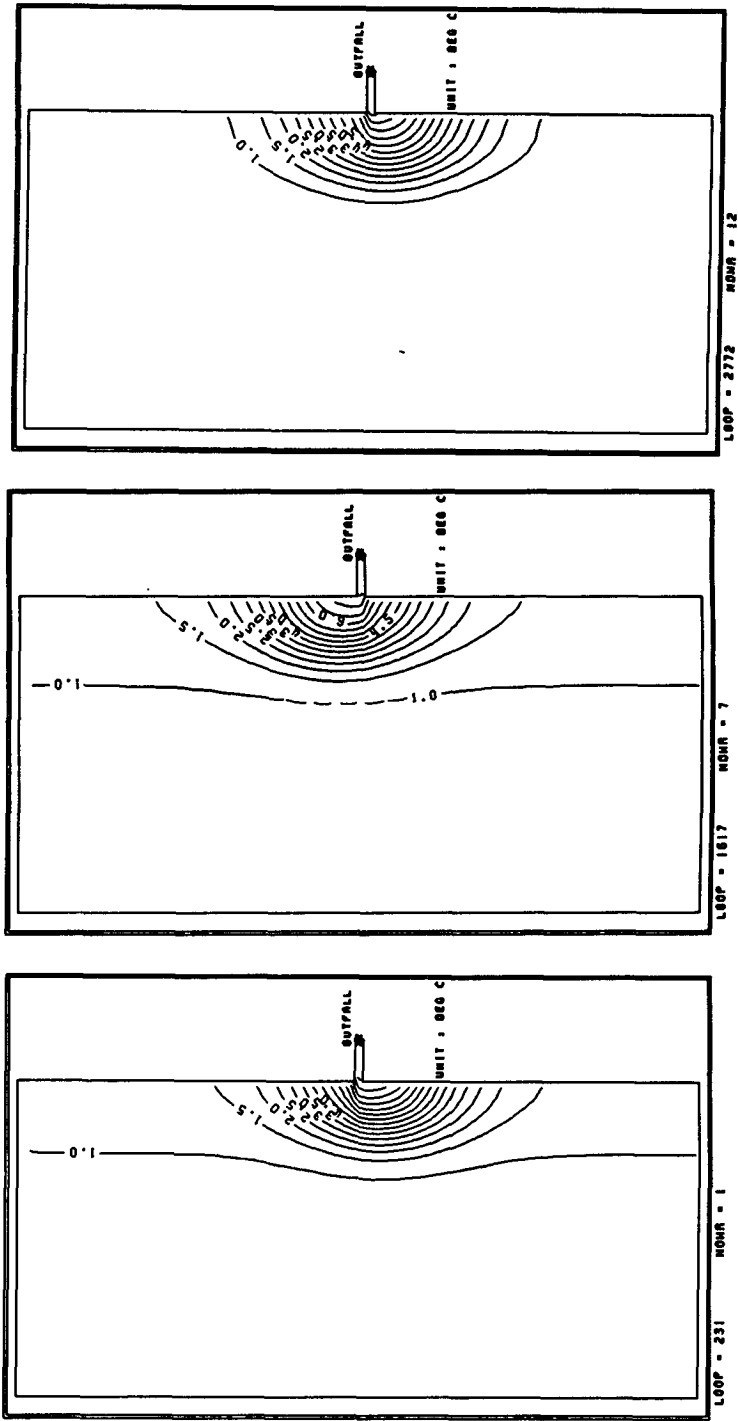


Fig. 2.11 Results computed using 2.5D model (case 11)



## 제3장 3차원 양해법 모형

### 제1절 개 요

온배수확산은 주위수 흐름에 이와 밀도를 달리하는 제트류가 복합된 3차원적 확산현상이다. 본 장에서는 Munk-Anderson 형태로 난류계수를 정의하는 3차원 유한차분모델 개발을 다룬다. 시간적분 기법으로 양해법을 사용하며 2차원 및 2.5차원 모형에 사용된 방법을 확장하여 조간대를 처리하였다. 따라서 천해역에의 적용에 보다 적합하다. 배출구 인근을 자세히 재현하기 위해 격자간격을 축소할 경우 계산시간이 크게 증대되는 점을 감안하여 수평방향으로는 장방향 가변격자를 채택하고 있으며 연직방향으로는 불규칙 수심을 단위구간으로 바꾸는 정규화 과정( $\sigma$ -변환)을 도입하여 천해 및 심해부에 일정수의 층을 구성한다. 수치기법상 두드러진 특징으로 조위분포와 유속의 연직분포를 분리계산하는 모드분리기법을 채택하고 있으며 성층에 따른 난류확산계수의 보정은 stability function에 근거하고 있다.

### 제2절 기본방정식 및 수치계산

#### 1. 운동 및 열역학 방정식

기본좌표계 Oxyz(O는 원점, Ox는 동향을 +로 하는 동서방향 좌표축, Oy는 북향을 +로 하는 남북방향 좌표축, Oz는 천정방향을 +로 하는 상하방향 좌표축)로 표시된 모형의 기본방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = fv - \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial P}{\partial x} + A_h \nabla^2 u + \frac{\partial}{\partial z} \left( A_v \frac{\partial u}{\partial z} \right) - ADuz \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -fu - \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial P}{\partial y} + A_h \nabla^2 v + \frac{\partial}{\partial z} \left( A_v \frac{\partial v}{\partial z} \right) - ADvz \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = B_h \nabla^2 T + \frac{\partial}{\partial z} \left( B_v \frac{\partial T}{\partial z} \right) - ADTz \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g \quad (3.5)$$

여기서,

$$ADuz : \text{이류항} \left( = u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right)$$

$$ADvz : \text{이류항} \left( = u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} \right)$$

$$ADTz : \text{이류항} \left( = u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right)$$

$u, v, w$  : x, y, z 방향의 유속

$P$  : 압력

$f$  : coriolis 상수

$A_h, A_v$  : 수평 및 연직방향 난류 운동량 확산계수

$B_h, B_v$  : 수평 및 연직방향 난류 열 확산계수

$\rho$  : 해수 밀도

$\rho_o$  : 기준해수밀도

$$\nabla^2 : \text{Laplacian 연산자} \left( = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right)$$

본 모델의 특징의 하나로서 유속(및 수온)의 연직분포 계산시 다음과 같은 연직 좌표변환이 사용된다.

$$\sigma = \frac{\zeta(x, y, z) - z}{h(x, y) - \zeta(x, y, z)} \quad (3.6)$$

상기 변환식은  $\sigma$ -변환(Freeman *et al.*, 1972)으로 알려져 있으며 불규칙 수심을 단위구간으로 바꾸는 연직방향으로의 정규화 과정(normalization)이다.  $\sigma$ -변환의 장점은 천해와 심해부에 수직으로 동일 격자수가 배정된다는 점으로 고정 격자망(예로 Leendertse and Liu, 1977)을 사용할 경우 천해부와 심해부의 격자수가 달리 분포되는 약점을 보완하기 위해 제안되었다. 단, 급격한 수심변화가 있는 지형에서는 고정 격자망에 비해 불리할 수도 있다. Fig. 3.1은  $Oxy\sigma$  좌표계 사용에 따라  $Oxyz$  좌표계의 3차원 유한차분 격자소가 어떻게 변환되는가를 보여준다.

$\sigma$ -변환된 좌표계상의 모델 기본방정식은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} = 0 \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} (A_v \frac{\partial u}{\partial \sigma}) + F_{x\sigma} - ADu \sigma \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} (A_v \frac{\partial v}{\partial \sigma}) + F_{y\sigma} - ADv \sigma \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = B_h \nabla^2 T + \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} (B_v \frac{\partial T}{\partial \sigma}) - ADT \sigma \quad (3.10)$$

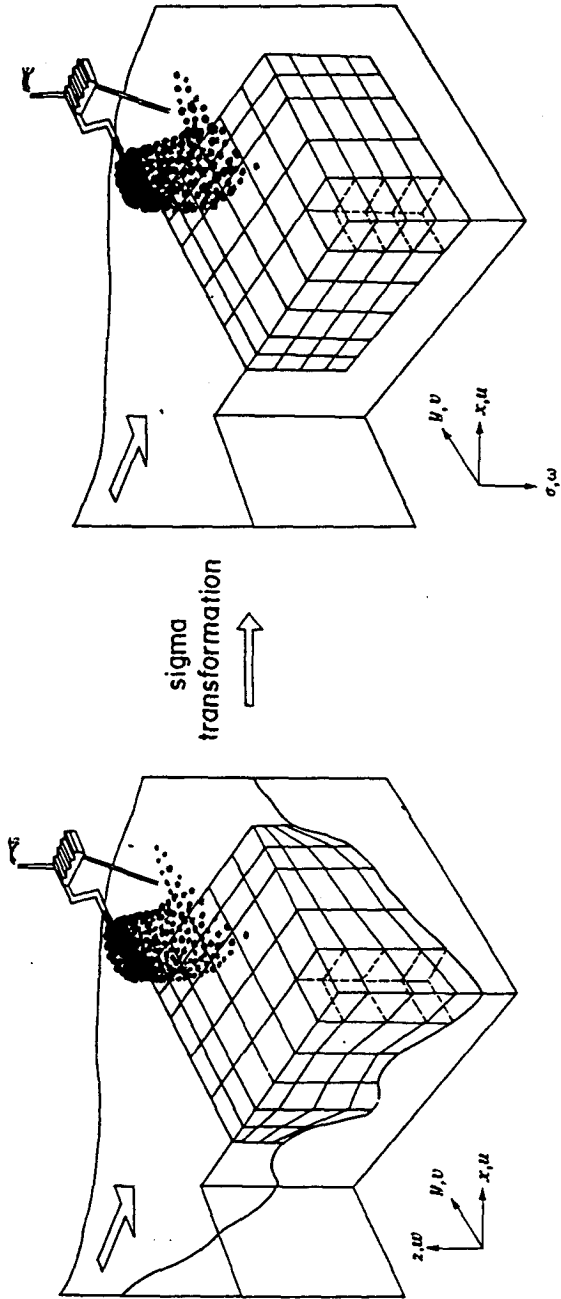


Fig. 3.1 Finite difference grids in  $Oxyz$  and  $Oxy\sigma$  coordinates.

여기서  $F_{xp}$ ,  $F_{yp}$ 는  $\sigma$ 변환으로 새로이 등장하는 항들을 총칭하며

$$ADu \sigma : \text{이류항} = u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + \omega \frac{\partial u}{\partial \sigma}$$

$$ADv \sigma : \text{이류항} = u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + \omega \frac{\partial v}{\partial \sigma}$$

$$ADT \sigma : \text{이류항} = u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + \omega \frac{\partial T}{\partial \sigma}$$

$$\omega = \frac{1}{H} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( H(u\sigma - \int_0^\sigma u ds) \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( H(v\sigma - \int_0^\sigma v ds) \right) \right] \quad (3.11)$$

로 주어진다.

해수표면의 변화는 모드 분리개념에 입각하여 다음과 같은 준 2차원 방정식이 근사적으로 구해진다.

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (HU) + \frac{\partial}{\partial y} (HV) = 0 \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} - fV = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{\tau_{xb}}{\rho H} + \frac{\tau_{xs}}{\rho H} + \bar{F}_{xp} - ADU \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + fU = -g \frac{\partial \xi}{\partial y} - \frac{\tau_{yb}}{\rho H} + \frac{\tau_{ys}}{\rho H} + \bar{F}_{yp} - ADV \quad (3.14)$$

여기서,

$$ADU : \text{이류항} = U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y}$$

$$\text{ADV : 이류항 } ( = U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} )$$

$$U = \frac{1}{H} \int_{-h}^{\xi} u \, dz \quad (3.15)$$

$$V = \frac{1}{H} \int_{-h}^{\xi} v \, dz \quad (3.16)$$

로 주어진다.  $\bar{F}_{x0}$ ,  $\bar{F}_{y0}$  는 수심적분된 x, y 방향 밀도경사 효과를 나타낸다. 식 (3.12)~(3.14)는 2차원 해수유동 모델에서 사용되는 식과 거의 동일함을 알 수 있다.

해저 마찰력은 quadratic friction 법칙을 사용하여 다음과 같이 경험적으로 주어진다.

$$\tau_{xb} = k_b \rho_b (u_b^2 + v_b^2)^{1/2} \cdot u_b \quad (3.17)$$

$$\tau_{yb} = k_b \rho_b (u_b^2 + v_b^2)^{1/2} \cdot v_b \quad (3.18)$$

여기서  $k_b$ 는 해저면 마찰계수이며  $\rho_b$ ,  $u_b$ ,  $v_b$ 는  $\rho_b(-h)$ ,  $u(-h)$ ,  $v(-h)$ 를 의미한다.

운동량 및 열의 연직난류확산계수는 다음과 같이 정의된다.

$$A_v = A_w \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} / H \cdot \phi_A(\sigma) \quad (3.19)$$



$$B_v = K_w \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} / H \cdot \phi_B(\sigma) \quad (3.20)$$

여기서,  $A_w, B_w$ 는 비성층시의 연직난류확산계수로서 수심평균유속의 함수로 정의되며,  $\phi_A, \phi_B$ 는 stability function으로 다음과 같이 정의되었다.

$$\phi_A = \exp(-\lambda_1 R_i) \quad (3.21)$$

$$\phi_B = \exp(-\lambda_2 R_i) \quad (3.22)$$

여기서,  $\lambda_1, \lambda_2$ 는 상수, 그리고  $R_i$ 는 Richardson 수로 다음과 같다.

$$R_i = \frac{\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \sigma}}{H \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)^2 \right]} \quad (3.23)$$

식 (3.19), (3.20)과 같은 준경험적 기법외에 난류에너지 보존법칙 이용모델이 1970년 후반부터 개발되어 왔다. Blumberg and Mellor(1980, 1987), Sheng(1983), Leendertse and Liu(1977) 등의 모델이 대표적인 난류에너지 방정식을 이용하는 모델들로서 상기 준경험적 기법과 효율성 및 신뢰도의 우열을 비교하기는 어렵다. 단, 분명한 것은 난류에너지이용 모델의 경우 요구되는 계산량이 상기 방법보다 큰 것은 물론 모델의 안정성 및 경계치 정의 측면에서 준경험적 기법보다 불리하다는 점이다. 난류관련 변수의 수송방정식 이용 모형에 대해서는 제4장에 다루어 진다.

수평난류확산계수는 2차원 모델의 함수식을 확장한 형태로 정의되며 밀도  $\rho$ 는 수온  $T$ 의 함수(상태방정식)로 정의된다.

## 2. 경계 및 초기조건

해수표면 경계조건은 다음과 같이 주어진다.

$$\left( \rho A_v \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)_{\sigma=0} = Hr_{xs} \quad (3.24)$$

$$\left( \rho A_v \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)_{\sigma=0} = Hr_{ys} \quad (3.25)$$

$$\omega_{\sigma=0} = 0 \quad (3.26)$$

그리고, 해저면 경계조건은 quadratic function 법칙을 이용하면 다음과 같이 주어진다.

$$\left( \rho A_v \frac{\partial u}{\partial \sigma} \right)_{\sigma=1} = k_b \rho_b (u_b^2 + v_b^2)^{1/2} \cdot u_b \quad (3.27)$$

$$\left( \rho A_v \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right)_{\sigma=1} = k_b \rho_b (u_b^2 + v_b^2)^{1/2} \cdot v_b \quad (3.28)$$

$$\omega_{\sigma=1} = 0 \quad (3.29)$$

여기서,  $\rho_b$ ,  $u_b$ ,  $v_b$  는  $\rho(1)$ ,  $u(1)$ ,  $v(1)$ 을 의미한다.

에너지 방정식 적분을 위한 해수표면 ( $\sigma=0$ ) 및 해저면 ( $\sigma=1$ ) 에서의 경계조건은 다음과 같다.

$$\left( \rho B_v C_p \frac{\partial T}{\partial \sigma} \right)_{\sigma=0} = HQ_a \quad (3.30)$$

$$\left( \rho B_v C_p \frac{\partial T}{\partial \sigma} \right)_{\sigma = 1} = HQ_b \quad (3.31)$$

여기서,  $C_p$ 는 해수의 열용량이며,  $Q_a$ 는 단위면적당 대기와의 열교환량,  $Q_b$ 는 해저면과의 열교환양이다.

열손실률은 풍속, 습도, 운량 및 기온 등의 복잡한 함수로 정의되나(Katano, 1977) 본과업에서는 다음과 같이 열손실계수  $k_a$ 를 도입하여 간략히 정의된다. 즉,

$$\rho C_p B_v \frac{\partial T}{\partial \sigma} = HQ_a = k_a(T_s - T_e) \quad (3.32)$$

여기서,  $T_s$ 는 표층수온,  $T_e$ 는 평형상태의 해수 온도이다. 절대온도가 아닌 온수방출에 따른 수온상승치  $\Delta T$ 의 계산시에는  $T_e = 0$ 으로 주어진다.

이상의 경계조건은 흐름 및 열의 연직분포결정에 필요한 경계조건으로 수평공간분포 결정을 위해 육지 및 외해경계조건, 그리고 취·배수조건이 필요하다. 수온  $T$ 에 대한 외해경계면 조건으로서 모형영역의 밖으로 해수류동이 일어날 경우에는 외해경계면상의 수온  $T$  값은 다음의 방사조건으로 구해진다.

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (3.33)$$

해수의 흐름이 모형영역내로 일어날 경우에는 주위수 수온 값으로 정의되었다.

수온방출이 없는 육지경계면에서는 법선방향 수온경사가 0으로 정의된다. 즉,  $y$ 축에 평행한 안선의 경우

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad (3.34)$$

가 적용된다.

배수구에서는 배출유량 및 수온이 주어진다.

$$T_o = T_i + \Delta T \quad (3.35)$$

$$Q_o = H\Delta y \cdot U \quad (3.36)$$

여기서  $T_i$ 는 취수구 수온,  $T_o$ 는 배수구 수온,  $\Delta T$ 는 condensor 통과에 따라 상승되는 온도, 그리고  $\Delta y$ 는 취수구의 폭이다. 취수구에서는 취수유속  $U = -Q_o/H\Delta y$ 가 정의된다.

초기조건으로서  $\zeta, u, v, U, V$  등 유동관련 모든 변수가 0으로 주어지며,  $T$ 는 특정값이 정의된다.

조건대 처리는 2차원 및 2.5차원 모형에서 사용된 Flather and Heaps(1975)가 방법을 확장, 이용한다. 먼저 다음의 3 경우중 하나에도 해당되지 않으면  $i+1$ 번째의 격자가 노출되는 것으로 처리하여 유속을 0으로 준다.

가)  $H_i^{t+\Delta t} > 0, H_{i+1}^{t+\Delta t} > 0$ 이 동시에 만족되고 또한

나)  $H_i^{t+\Delta t} > 0, H_{i+1}^{t+\Delta t} \leq 0, h_i^{t+\Delta t} > 0$ 이 동시에 만족되고, 또한

$\zeta_i^{t+\Delta t} - \zeta_{i+1}^{t+\Delta t} > \epsilon_1$ (특정치)이 만족되는 조건

다)  $H_i^{t+\Delta t} \leq 0, H_{i+1}^{t+\Delta t} > 0, h_i^{t+\Delta t} > 0$ 이 동시에 만족되고, 또한

$\zeta_i^{t+\Delta t} - \zeta_{i+1}^{t+\Delta t} > \epsilon_1$ (특정치)이 만족되는 조건

이상의 조건외에 모델안정성을 위하여 다음조건이 추가된다.

라)  $H_i^{t+\Delta t} \leq \varepsilon_2$ (특정치) 이면  $w = 0$

### 3. 수치계산

Fig. 3.2는 기본방정식의 유한차분화(finite differencing)를 위한 xy 평면상 i 번째 격자소에 정의되는 변수( $\zeta_i, u_{ik}, v_{ik}$ ) 들의 위치를 보여준다. 이 배열은 전술된 2차원 모델에서 사용된 표준형 staggered grid system으로 해수위가 위치하는 격자소 중앙에 수온( $T_{ik}$ ), 연직유속( $\omega_{ik}$ ), 난류확산계수( $A_v, B_v$ ) 그리고 수심( $h_i$ ) 등이 추가로 정의된다.

연직방향으로의 격자망은 Fig. 3.3에 제시된 바와 같이 총수심을 일정등분하여 구성된다. 각 변수의 첫번째 첨자 i는 수평면상 i번째 격자소에 정의되는 값을, k는 k번째 층의 값을 의미한다. 연직류속  $\omega_{ik}$  는 해수표면( $\sigma=0$ ) 및 해저면( $\sigma=1$ )과 일치하도록  $u_{ik}, v_{ik}$  등과  $1/2 \Delta\sigma$  씩 엇갈리게 배열되었다.

수치계산은 기본적으로 양해법(two time-level explicit scheme)을 이용하며,  $u, v, T$ 의 연직변화는 음해법으로 처리된다.  $u, v$  에 대한 유한차분식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} (u_k^{t+\Delta t} - u_k^t) / \Delta t = & F_x + \frac{\theta_1 H^2}{\Delta\sigma^2} \{ A_{v_{k+1}}^t \delta u_{k+1}^{t+\Delta t} - A_{v_k}^t \delta u_k^{t+\Delta t} \} \\ & + \frac{\theta_2 H^2}{\Delta\sigma^2} \{ A_{v_{k+1}}^t \delta u_{k+1}^t - A_{v_k}^t \delta u_k^t \} \end{aligned} \quad (3.37)$$

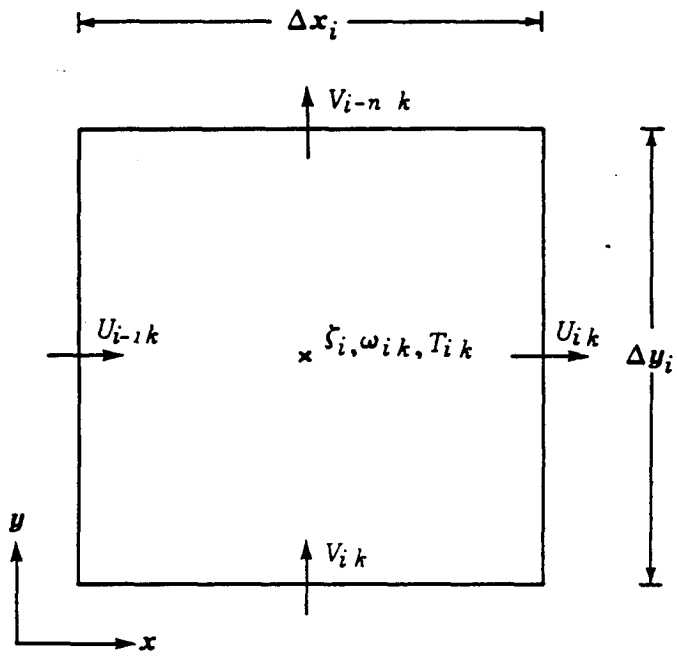


Fig. 3.2 Plan view of the  $i$ th grid box with positions of dependent variables.

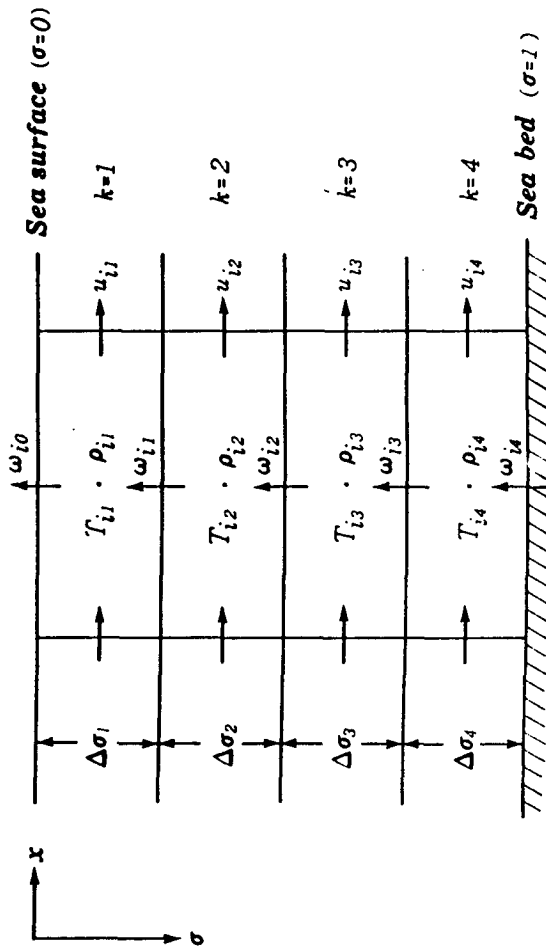


Fig. 3.3 Cross-sectional view of grid boxes on a  $x$ - $\sigma$  plane with positions of dependent variables and the thickness of layers.

$$\begin{aligned}
(v_k^{t+\Delta t} - v_k^t) / \Delta t = & F_y + \frac{\theta_1 / H^2}{\Delta \sigma^2} \{ A_{v_{k+1}}^t \delta v_{k+1}^{t+\Delta t} - A_{v_k}^t \Delta v_k^{t+\Delta t} \} \\
& + \frac{\theta_2 / H^2}{\Delta \sigma^2} \{ A_{v_{k+1}}^t \delta v_{k+1}^t - A_{v_k}^t \delta v_k^t \} \quad (3.38)
\end{aligned}$$

여기서,

$F_x, F_y$ : 해수면 경사, 비선형 이류 효과 및 전향력 등의 항

$\Delta \sigma$ :  $\sigma$  좌표계에서의 연직격자간격

$\Delta t$ : 계산시간간격

$\delta u_k$ : 층간유속차(=  $u_k - u_{k-1}$ )

$\delta v_k$ : 층간유속차(=  $v_k - v_{k-1}$ )

$\theta_1, \theta_2$ : 시간가중치( $0 \leq \theta_1 \leq 1$ ,  $\theta_2 = 1 - \theta_1$ )

이다. 아래첨자  $k$ 는 변수가 정의되는 연직층(상층부터 하층순)을 나타내며, 윗첨자  $t, t + \Delta t$ 는 계산시각을 나타낸다.

실제로 사용된 것은  $\theta_1 = \theta_2 = 1/2$ 로 이는 Crank-Nicolson 기법에 해당되어 결국 한 행에 대각선 방향으로 세 개의 요소를 갖춘 행렬식을 얻게 된다. 즉,

$$A_k u_{k+1}^{n+1} + B_k u_k^{n+1} + C_k u_{k-1}^{n+1} = D_k^n, \quad k = 1, \dots, m \quad (3.39)$$

여기서  $m$ 은 연직층의 수이며,  $A_k, B_k, C_k, D_k$ 은 기지의 값으로 다음과 같다.

$$A_k = -\alpha A_{v_{k+1}}^t / H \quad (3.40)$$

$$B_k = 1 + \alpha A_{v_{k+1}}^t / H + \alpha A_{v_k}^t / H \quad (3.41)$$

$$C_k = -\alpha A_{v_k}^t / H \quad (3.42)$$



$$D_k = -u_k^t + \Delta t \cdot F_x + \beta/H \cdot \{A_{v_{k+1}}^t (u_{k+1}^t - u_k^t) - A_{v_k}^t (u_k^t - u_{k-1}^t)\} \quad (3.43)$$

여기서,

$$\alpha = \frac{\Delta t}{\Delta \sigma^2} \cdot \frac{\theta_1}{H} \quad (3.44)$$

$$\beta = \frac{\Delta t}{\Delta \sigma^2} \cdot \frac{\theta_2}{H} \quad (3.45)$$

상기 행렬식(3.35)는 잘알려진 Thomas algorithm으로 해석된다. y방향 운동방정식도 유사한 방법으로 정의되며 편의상 생략한다.

### 제3절 모형의 수립 및 검증

#### 1. 모형범위 및 격자망 구성

모델범위는 Fig. 3.4와같이 주흐름 방향으로의 모델범위가 tidal excursion length(창조류 또는 낙조류를 따라 수입자가 수평적으로 이동하는 거리)보다 충분히 크게 확장하였다. 모델 북측경계는 변산반도 격포리 부근까지 확장되어 곰소만이 포함되며 남측 경계는 송이도 부근에 위치하여 남북으로 모델범위가 약 58km에 이르며, 배출수로 끝에서 외해측으로는 약 23km까지 확장된다. 계산부담을 고려하여 배출구 주변과 안선부근에 소격자(최소간격 180m)를 배치 시키고 외해 및 남북경계로 가면서 대격자(최대 2700m)를 배치시켰다. 총 모델격자소는 약 2000개이며 연직으로 9개층을 구성하였다. 모델 수심은 해도 344로부터 득취, 편

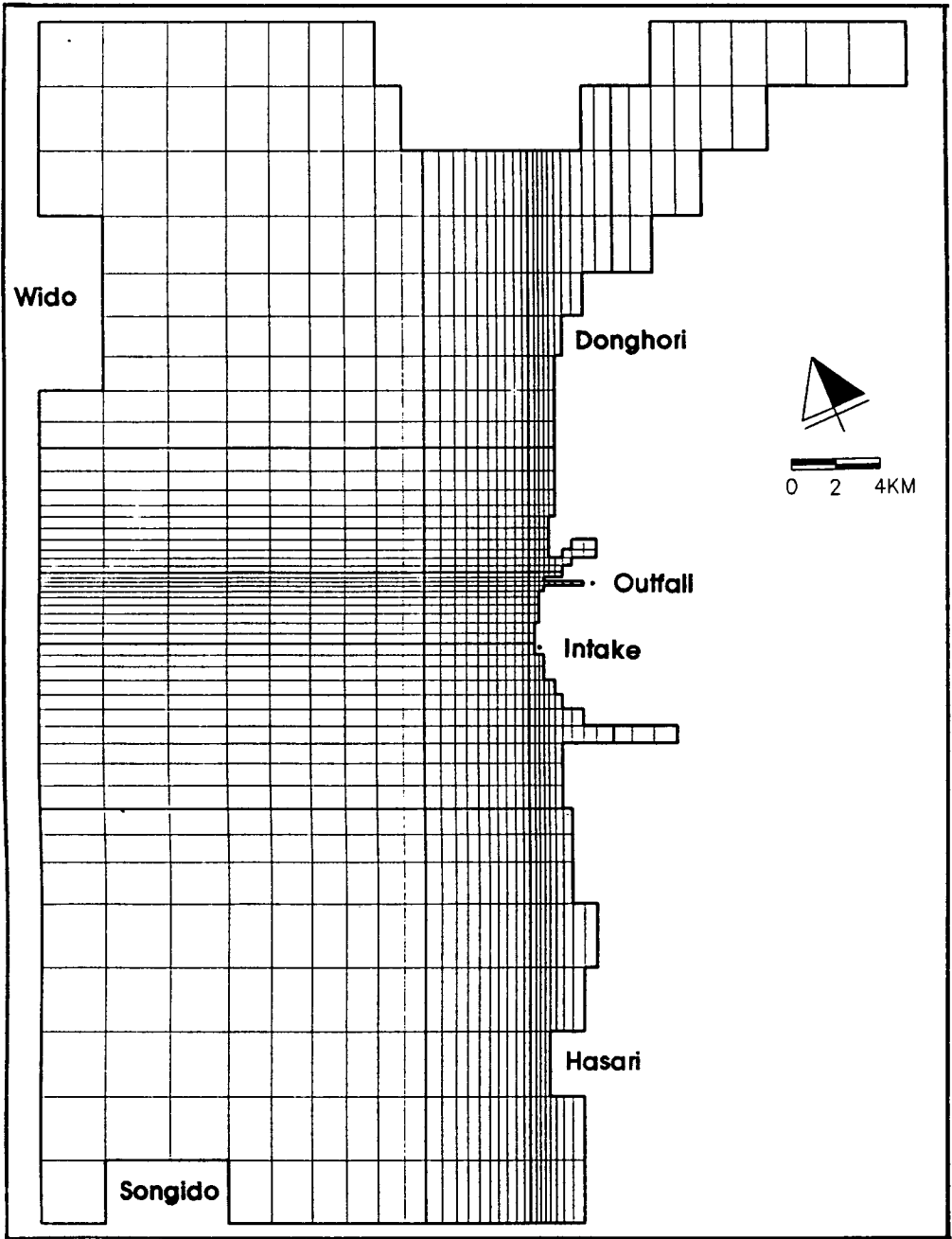


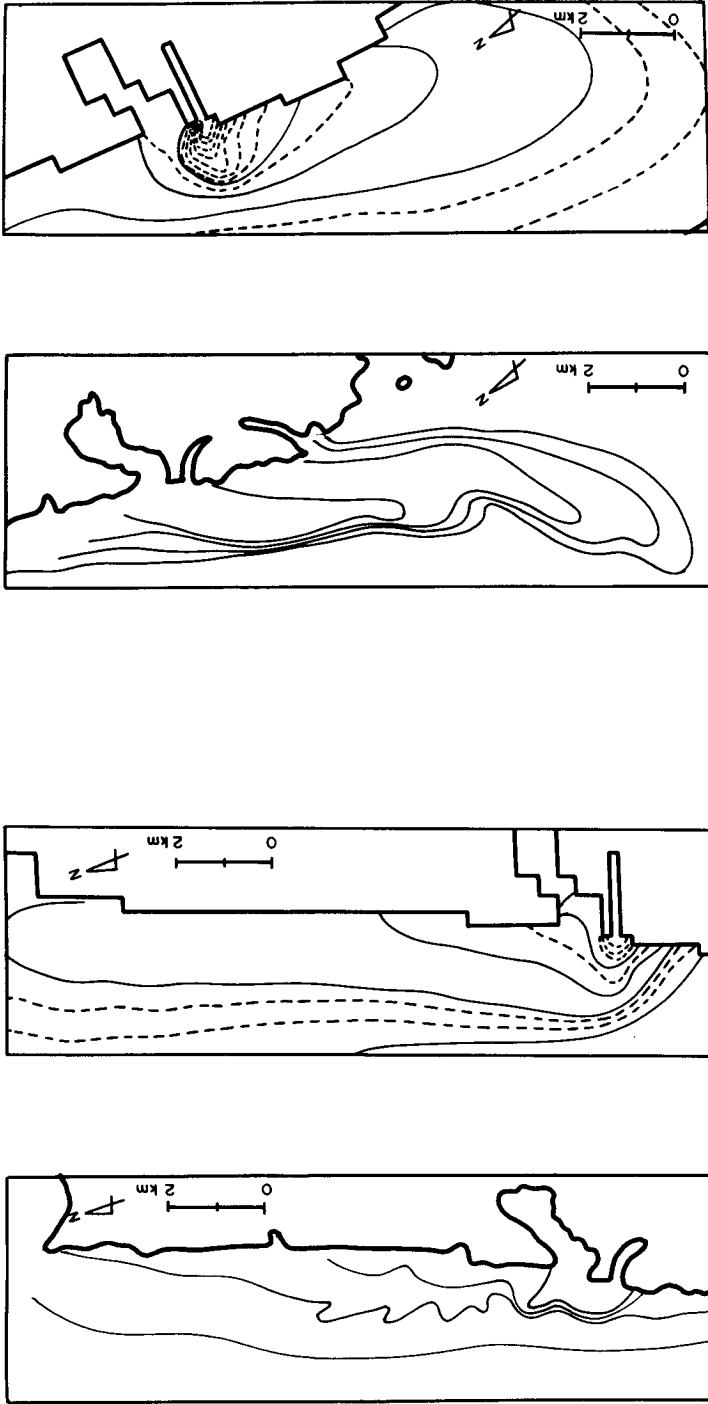
Fig. 3.4 Horizontal grid for 3D thermal modelling of Yongkwang.

집되었다.

모델 외해경계에서는 기존의 광역 2차원 황해·동지나해 모델 결과를 토대로 M2, S2 분조의 진폭, 위상이 정의되었다. 모델의 수평범위가 확장됨에 따라 2차년도 보고서에 수록된 바와 같은 2차원모델과는 달리 모델 영역내로 흐름이 형성되는 경우 모델 외측으로 이동·확산되었던 온수의 재유입이 없는 것으로 가정하였다. 모델계산은 초기조건으로 전해역의 조위, 유속값을 0으로 총 30조석동안 지속되며 열손실계수는  $32\text{Watt}/\text{m}^2\text{C}$ 가 사용되었다. 실제 온수방출은 2조석주기째부터 시작되어 29조석 주기동안 계속되며 마지막 1조석 주기의 계산치를 검증에 사용하였다(모델영역이 상대적으로 넓은 탓으로 모델 수렴속도는 상대적으로 느리므로 장주기의 모델실행이 필요하다. 방출구 주변에서는 대기로의 열확산과 수평난류확산 효과가 상대적으로 덜 중요하고 방출온수의 영향이 우세한 전이류 효과에 의하여 신속히 파급되기 때문에 모델 수렴속도가 빠르게 된다. 따라서, 모델실행이 몇 조석주기로 국한될 수 있다. 그러나, 방출구에서 멀리 떨어진 지역에서는 대기로의 열확산과 수평난류확산 효과가 중요한 역할을 담당하므로 방출온수의 영향이 장시간에 걸쳐 파급된다).

## 2. 모형검증

Fig. 3.5는 2개호기 가동시 대조기 고·저조부근 항공측량 자료와 모델로부터 계산된 표층수온상승치 분포를 비교한 결과로 전반적인 이동·확산패턴은 비교적 유사한 것으로 판단된다. 항공측량은 한전 R&D사업 온배수영향 저감방안 연구(한국전력공사, 1994)의 일부로서 실시되었으며 모델실행은 R&D사업 및 본 연구사업의 지원하에 이루어졌다. 온배수 문제가 여러가지 측면에서 민감한 현안이 되고 있어 수온상승치 제시없이 분포 패턴만을 제시하였다(4개씩 제시된 실선간의 비교를 통해 패턴 비교가능). 관측치에 비해 모델계산치가 plume폭을 넓게(그 결과 주축선의 확장거리는 짧게) 재현하고 있는데 이러한 차이는 층분치 못한 해상



(a) 高潮時  
 (左:航空映像資料, 右:모델計算值)

(b) 低潮時  
 (左:航空映像資料, 右:모델計算值)

Fig. 3.5 Model verification through aerial survey (KEPCO, Feb. 1994).

도(즉, 격자간격의 조밀정도), 그리고 난류확산계수 및 영상자료로부터 추출된 수온상승치  $\Delta T$  자체의 부정확성(약  $0.5^{\circ}\text{C}$  내외로 예상)등에 기인하는 것으로 사료된다(온수방출전 주위수 수온의 공간분포에 대한 자료가 거의 없는 상황하에서 항공측량으로부터  $\Delta T$ 를 추출해내는 것은 매우 난해한 작업으로 주관적 판단에 따른 오차 발생은 불가피하다). 낙조류시 plume이 안선에 떨어지는 양상이 항공 결과에는 나타나고 있는 반면 모델로 계산된 plume은 안선에 붙어 확장되고 있다. 이는 모델 해상도가 충분치 못하여 배출 유속이 실제보다 약하게 계산되어 그 결과 plume 중심축이 외해로 덜 뻗어나가기 때문으로 사료된다. 나아가 수평혼합이 정확히 표현되지 못하는 것도 원인이다.

해양환경조사 보고서 결과 (한국전력공사, 1992)와 본 연구의 모델결과에 차이가 발생하는 데에는 여러 가지 원인이 있을 수 있겠으나 관측결과에서  $\Delta T$ 를 추출하는 과정에서의 해석차, 모델특성, 조석조건 및 모델실행 주기등의 차가 주원인이며 부분적으로 1992년 3차원모델의 실험시 북측방향 수평범위가 상대적으로 작게 잡혀 고조시  $0.5^{\circ}\text{C}$ 이하 등수온선의 확장이 약간 영향을 받은 탓으로 사료된다. 아울러 발전소 가동전의 장기 수온 관측자료가 없는 상황하에서 관측자료 해석에 있어  $\pm 0.25^{\circ}\text{C}$ 내외의 차이(기본오차)는 항시 가능하며 결국 모델 결과에 영향을 미친다. 그밖에 외해경계면과 조간대 처리의 차이도 결과에 영향을 주었을 가능성도 있다.

본 연구과정에서 확인한 결과 3차원 온배수모델 검증결과가 발표된 경우는 의외로 드물었다. Fig. 3.6은 불란서 Gravelines 원자력발전소 온배수방출을 3차원 모형으로 해석한 결과로서 2개호기 가동시(방출유량  $120\text{ m}^3/\text{s}$ ,  $\Delta T=7^{\circ}\text{C}$ )의 표층수온 관측치와 계산치를 비교한 것이다. 연직난류확산은 1방정식 난류모형으로 결정되었으며 격자간격은  $\Delta x=50\text{ m}$ ,  $\Delta y=100\text{ m}$ 였다. 본연구의 경우와 마찬가지로 관측된 plume은 안선에서 떨어지나 계산된 plume 양상은 안선에 붙고 있는데 유속, 수온경사가 급한 곳의 수평확산을 충분히 표현하지 못한 탓으로 분석하고 있

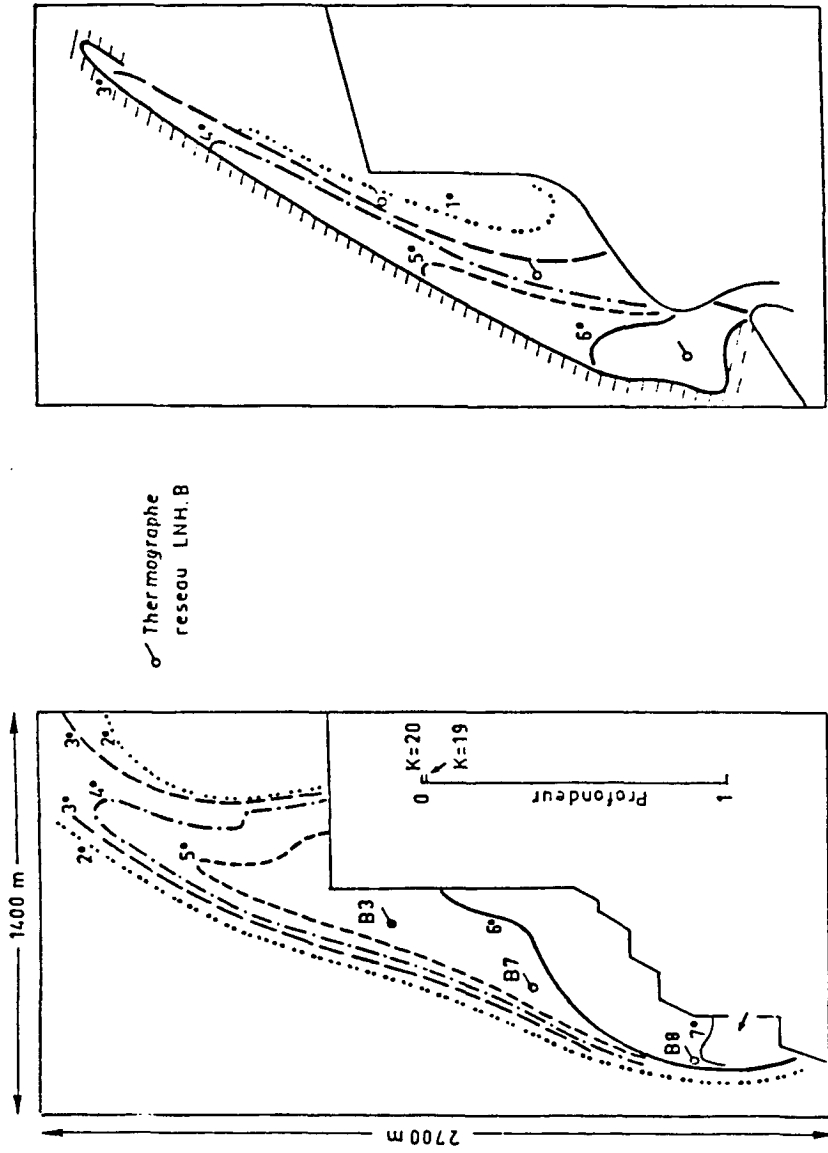
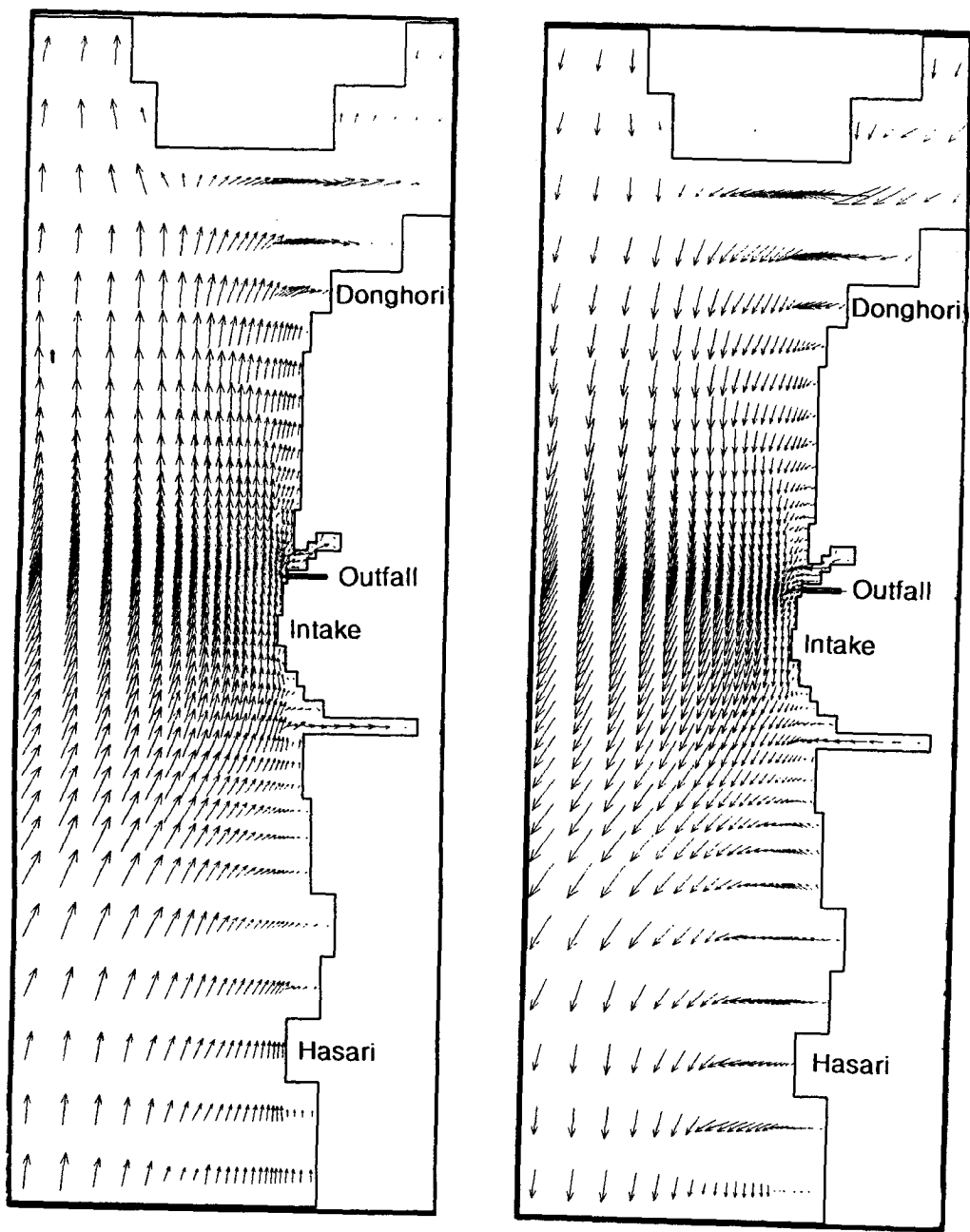


Fig. 3.6 Model verification through field measurements (EDF, 1983)

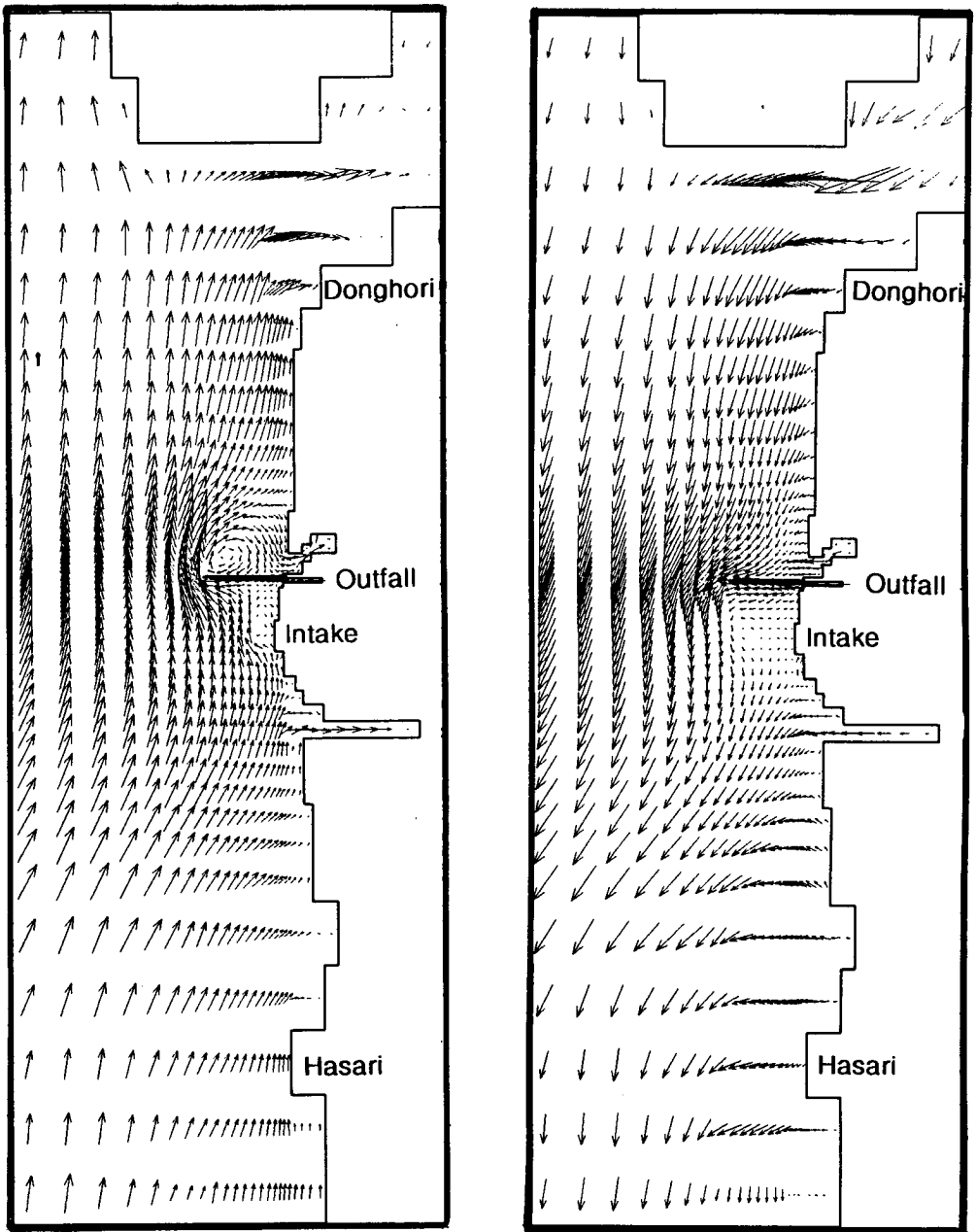
다. Darras et al(1983)은 동발전소에 대해 격자간격을 75m로 사용한 경우의 검증결과를 제시한 바 있는데 관측치와의 오차가 Fig. 3.6 보다 크게 나타나고 있다. 검증결과는 본 보고서에 제시되지 않았으나 캐나다 Nanticoke 화력발전소(Elliott, 1989)의 온배수 확산에 대한 3차원 모델 검증 결과를 입수할 수 있었다. 간략히 내용을 기술하면 사용된 모델은 직교자연좌표(orthogonal curvilinear coordinate)를 사용하는 정상성  $k-\epsilon$  난류모형이며 검증결과 역시 방출온수의 주축방향 수온분포는 만족스럽게 재현되나 온수분포의 폭에 있어서는 상당한 차이가 보이고 있음을 확인할 수 있었다. 결국 아직까지 비선형성이 강하고 성층조건하의 혼합을 포함하는 온배수 현상을 전해역에 걸쳐 정확히 재현하는 데에는 한계가 있음을 알 수 있다. 물론 현장관측자료가 충분히 확보되면 정확도를 상당히 높일 수 있겠으나 여전히 Far-field 수온상승을 예측하는 어려움은 온배수 문제의 한계로 남을 것이다.

끝으로 유속패턴 계산결과를 간략히 제시한다. Fig. 3.7은 영광원자력발전소 4개호기 가동시 계산된 Mid-flood 및 Mid-ebb시의 표층조류패턴이며 Fig. 3.8는 배출수로 북측호안을 외해측으로 3km 연장할시의 조류패턴으로 방류제 후방에 와류 또는 정체해역이 형성됨을 확인할 수 있다.



**Fig. 3.7 Flood (left) and ebb (right) current at the surface layer computed without any engineering countermeasures (4 unit operation)**





**Fig. 3.8. Flood (left) and ebb (right) current at the surface layer computed with jetty of 3Km in length (4 unit operation)**



## 제4장 3차원 난류모형

### 제1절 개 요

Far-field, mid-field는 물론 near-field를 포괄하는 전영역모델(Complete field)을 개발하기 위해서는 궁극적으로 연직 확산계수를 구하기 위하여 난류관련 변수의 수송방정식을 해석하는 난류모형의 개발이 필수적이다. 3차원 난류모형은 구조가 복잡하여 막대한 계산시간을 요구하나 전산기의 계산능력의 향상으로 이에 대한 연구가 최근 활발해지고 있다. 모형의 기본방정식은 균질류에 대한 지배방정식에 추가로 온도에 관한 확산방정식과 밀도를 계산하기 위한 상태방정식, 그리고 밀도효과를 고려한 연직 확산계수 계산을 위한 난류방정식으로 구성된다.

난류모형의 특성 및 연구동향에 대해서는 Launder and Spalding(1972), Rodi(1984) 그리고 최근의 ASCE Task Committee(1988)에 잘 정리되어 있다. 온배수 확산 난류모형에 관한 기존연구로는 McQuirk and Rodi(1979)는 정지수역으로 온배수 확산을 정상상태의  $k-\epsilon$  난류모형에 의하여 계산하고 Pande and Rajaratnam(1977)의 수리실험자료와 비교하였으며, Wada and Araki(1986)는  $k-\epsilon$  난류모형을 사용하여 정지수역으로 온배수 확산을 계산하고 일본 중앙전력연구소에서 수행한 수리실험자료와 비교하였으며, Raithby et al.(1987)은 Hiron호의 연안에 위치한 Bruce 원자력발전소의 온배수 확산을  $k-\epsilon$  난류모형을 이용하여 수치해석 하였다. 국내의 경우 최와 이(1990)는 표면온배수 확산을 자유수면변화를 무시한 4-방정식 정상류 난류모형을 사용하여 해석한 바 있다. 그리고 허 등(1991)은 연직 2차원  $k-\epsilon$  난류모형을 사용하여 표면 온배수 젯트를 해석한 바 있으며 정(1993)은 표면온배수 확산에 관한 비정상 0-방정식(난류의 수송

에 대한 방정식을 해석하지 않음) 난류모형을 수립하여 연직 확산계수 산정식들에 대하여 비교평가를 수행한 바 있다.

본 장에서는 정(1993)의 모형을 개선한 표면온배수 확산에 관한 3차원 비정상 난류모형, 구체적으로 난류 운동에너지에 관한 1-방정식 난류모형 (TKE 모형), 2개의 2-방정식 난류모형 ( $k-\epsilon$  모형과  $k-l$  모형) 을 수립, 동수심 정지수역으로의 온배수 확산문제에 적용하고 수리실험자료와 비교하여 난류모형들의 특성을 조사하였다.

## 제2절 기본방정식 및 수치계산

### 1. 운동 및 열역학 방정식

본 모델은 무차원화된 Flux 보존형의 방정식을 사용하며  $z$ 가 평균수면에서 해저면으로 증가하는 LHC 좌표계(Left-handed Cartesian coordinate)를 사용한다. 기본방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial(u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(uv)}{\partial y} + \frac{\partial(uw)}{\partial z} + fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} \\ + \frac{\partial}{\partial x} (A_h \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (A_h \frac{\partial u}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (A_v \frac{\partial u}{\partial z}) \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial(uv)}{\partial x} + \frac{\partial(v^2)}{\partial y} + \frac{\partial(vw)}{\partial z} - fu = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y}$$

$$+ \frac{\partial}{\partial x} (A_h \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (A_h \frac{\partial v}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (A_v \frac{\partial v}{\partial z}) \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \rho g \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial(uT)}{\partial x} + \frac{\partial(vT)}{\partial y} + \frac{\partial(wT)}{\partial z} \\ = \frac{\partial}{\partial x} (B_h \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y} (B_h \frac{\partial T}{\partial y}) + \frac{\partial}{\partial z} (B_v \frac{\partial T}{\partial z}) \end{aligned} \quad (4.5)$$

정수압식을 연직적분하고, 식 (4.1)-(4.3), (4.5)를  $\sigma$ -좌표(Fig. 4.1)에서 무차원화하면, 새로운 좌표( $x^*$ ,  $y^*$ ,  $\sigma^*$ ,  $t^*$ )에서 다음과 같이 된다(아래식에서 편의상 \*표시를 생략하였으며, 대기압은 무시하였다).

$$\frac{1}{H} \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{K}{H} \left[ \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} \right] + K \frac{\partial \Omega}{\partial \sigma} = 0 \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{H} \frac{\partial(Hu)}{\partial t} + R_e \left[ \frac{1}{H} \frac{\partial(Huu)}{\partial x} + \frac{1}{H} \frac{\partial(Huv)}{\partial y} + \frac{\partial(\Omega u)}{\partial \sigma} \right] \\ = R_0 v - \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{R_e}{F_r^2} \left[ \frac{\partial}{\partial x} (H \int_0^\sigma \rho d\sigma) - \sigma \frac{\partial H}{\partial x} \rho \right] \\ + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial x} (H \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial y} (H \frac{\partial u}{\partial y}) + (\frac{b_0}{h_0})^2 \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} (\gamma \frac{\partial u}{\partial \sigma}) \end{aligned} \quad (4.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{H} \frac{\partial(Hv)}{\partial t} + R_e \left[ \frac{1}{H} \frac{\partial(Huv)}{\partial x} + \frac{1}{H} \frac{\partial(Hvv)}{\partial y} + \frac{\partial(\Omega v)}{\partial \sigma} \right] \\ = -R_0 u - \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{R_e}{F_r^2} \left[ \frac{\partial}{\partial y} (H \int_0^\sigma \rho d\sigma) - \sigma \frac{\partial H}{\partial y} \rho \right] \end{aligned}$$

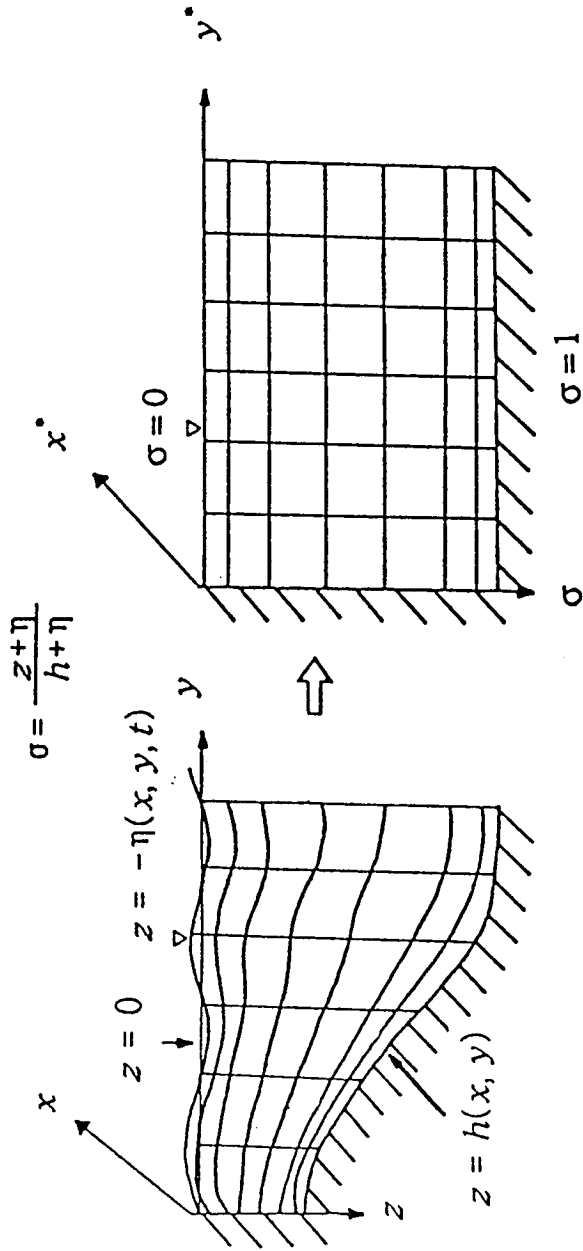


Fig. 4.1 Cross-sectional view of basic Cartesian and transformed coordinates.

$$+ \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial x} (H \frac{\partial v}{\partial x}) + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial y} (H \frac{\partial v}{\partial y}) + (\frac{b_0}{h_0})^2 \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} (\gamma \frac{\partial v}{\partial \sigma}) \quad (4.9)$$

$$P_r \left[ \frac{1}{H} \frac{\partial (HT)}{\partial t} + R_e \left\{ \frac{1}{H} \frac{\partial (HuT)}{\partial x} + \frac{1}{H} \frac{\partial (HvT)}{\partial y} + \frac{\partial (\Omega T)}{\partial \sigma} \right\} \right]$$

$$= \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial x} (H \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial y} (H \frac{\partial T}{\partial y}) + (\frac{b_0}{h_0})^2 \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} (\beta \frac{\partial T}{\partial \sigma}) \quad (4.10)$$

식 (4.7)-(4.10)에서 새로운 좌표에서 변수와 직교좌표에서 변수사이의 관계를 기준거리(=  $b_0$ ), 기준수심(=  $h_0$ ), 기준유속(=  $u_0$ ), 기준시간  $t_0 = b_0^2/A_h$ 로 무차원화 한다.

$$(x^*, y^*, \sigma^*) = (x, y, \sigma b_0)/b_0,$$

$$(u^*, v^*, \Omega^*) = (u, v, \Omega b_0)/u_0,$$

$$t^* = t/t_0,$$

$$H^* = H/h_0,$$

$$\eta^* = \eta/(A_h u_0/gb_0), \quad (4.11)$$

$$K = gb_0^2 h_0/A_h^2,$$

$$R_e = u_0 b_0/A_h,$$

$$R_o = f b_0/A_h,$$

$$F_r^2 = u_0^2/gh_0,$$

$$\gamma = A_v/A_h,$$

$$P_r = A_h/B_h,$$

$$\beta = B_v/B_h.$$

운동량방정식 (4.8)과 (4.9)를 다시 정리하면 다음과 같다.

$$\frac{1}{H} \frac{\partial (Hu)}{\partial t} + R_0 v - (\frac{b_0}{h_0})^2 \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} (\gamma \frac{\partial u}{\partial \sigma}) = c(u, v, \Omega) - \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (4.12)$$

$$\frac{1}{H} \frac{\partial(Hv)}{\partial t} - R_0 u - \left(\frac{b_0}{h_0}\right)^2 \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left( \gamma \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) = d(u, v, \Omega) - \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (4.13)$$

여기서,

$$\begin{aligned} c(u, v, \Omega) = & -R_e \left[ \frac{1}{H} \frac{\partial(Huu)}{\partial x} + \frac{1}{H} \frac{\partial(Huv)}{\partial y} + \frac{\partial(\Omega u)}{\partial \sigma} \right] \\ & - \frac{R_e}{F_r^2} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( H \int_0^\sigma \rho d\sigma \right) - \sigma \frac{\partial H}{\partial x} \rho \right] \\ & + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial x} \left( H \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial y} \left( H \frac{\partial u}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (4.14)$$

$$\begin{aligned} d(u, v, \Omega) = & -R_e \left[ \frac{1}{H} \frac{\partial(Hvu)}{\partial x} + \frac{1}{H} \frac{\partial(Hvv)}{\partial y} + \frac{\partial(\Omega v)}{\partial \sigma} \right] \\ & - \frac{R_e}{F_r^2} \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( H \int_0^\sigma \rho d\sigma \right) - \sigma \frac{\partial H}{\partial y} \rho \right] \\ & + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial x} \left( H \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial y} \left( H \frac{\partial v}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (4.15)$$

이다.

연속방정식 (4.7)을 수심적분하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \int_0^1 K \left[ \left( \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} \right) \right] d\sigma = 0 \quad (4.16)$$

연속방정식 (4.7)을  $\sigma = \sigma$ 에서  $\sigma=1$ 까지 적분하고 식 (4.13)을 사용하여 정리하면, 연직방향유속은 다음과 같다.

$$\Omega_\sigma = \frac{1}{KH} \int_\sigma^1 \frac{\partial \eta}{\partial t} d\sigma + \frac{1}{H} \int_\sigma^1 \left[ \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} \right]$$



$$= \frac{(\sigma-1)}{H} \int_0^1 \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} d\sigma + \frac{1}{H} \int_\sigma^1 \frac{\partial(Hu)}{\partial x} + \frac{\partial(Hv)}{\partial y} d\sigma \quad (4.17)$$

물의 밀도는 수온의 함수로 다음과 같다(Eckart, 1958).

$$\rho = (5890 + 38T - 0.375T^2) / [ (1779.5 + 11.25T - 0.0745T^2) + 0.698(5890 + 38T - 0.375T^2) ] \quad (4.18)$$

## 2. 초기 및 경계조건

초기조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} u(x, y, \sigma, 0) &= v(x, y, \sigma, 0) = \Omega(x, y, \sigma, 0) = 0 \\ \eta(x, y, 0) &= 0 \\ T(x, y, \sigma, 0) &= T_0 \end{aligned} \quad (4.19)$$

수면에서의 열교환을 고려하면 다음과 같다.

$$\beta \frac{\partial T}{\partial \sigma} = \frac{K_T h_0}{\rho_0 C_p B_H} H(T - T_e) \quad \text{at } \sigma = 0 \quad (4.20)$$

여기서,  $K_T$  = 수면 열교환계수,  $T_e$  = 물의 평형온도,  $C_p$  = 정압비열이다. 본 연구에서는 수면에서 열교환을 무시하였으며, 이에 따른 계산결과의 차이는 거의 없다(McGuirk and Rodi, 1979).

바닥 경계조건으로 유속에 대해서는 무활동(no-slip)조건을, 수온에 대해서는 바닥

면을 통한 열교환이 없다고 가정하면 다음과 같다.

$$u(x, y, 1, t) = v(x, y, 1, t) = \Omega(x, y, 1, t) = 0$$

$$\frac{\partial T}{\partial \sigma} = 0 \quad \text{at} \quad \sigma = 1 \quad (4.21)$$

이 외에 모형경계내로 유량의 유입이 있는 온배수 방출구에서는 유속과 수온을 지정하였으며, 개경계에서 유속과 수온에 대해서는 경계에서의 값을 인접 내부점의 값과 같은 값으로 지정하였다.

### 3. 수치계산

수치해석방법은 유한차분법으로 운동량방정식은 연직 확산항, Coriolis항, 수면경사항을 음해법으로 해석하고, 이류항과 수평 확산항을 FTCS(forward time and centered space)법에 의해 해석하였으며, 표면증력파에 의한 계산시간 제약을 극복하기 위하여 모드분리개념을 도입하여 수면변위에 관한 타원형 차분식을 유도하여 해석하였다. 수온 확산방정식은 연직 확산항은 음해법, 나머지항은 FTCS법을 사용하여 해석하였다.

운동량방정식 (4.11)과 (4.12)를 Fig. 4.2의 격자체계에서  $c(u, v, \Omega)$ 와  $d(u, v, \Omega)$ 는 FTCS법, 연직확산항, Coriolis 항, 수면경사항은 가중치  $\theta$ 에 의해 일반화된 음해법을 사용하여 차분화하였으며, 각 수평 격자점( $j, k$ )에서의 연직방향 차분식은 다음과 같다.

$$\frac{H^{n+1}}{H^n} u_i^{n+1} - u_i^n + \Delta t \theta_1 R_0 v_i^{n+1}$$

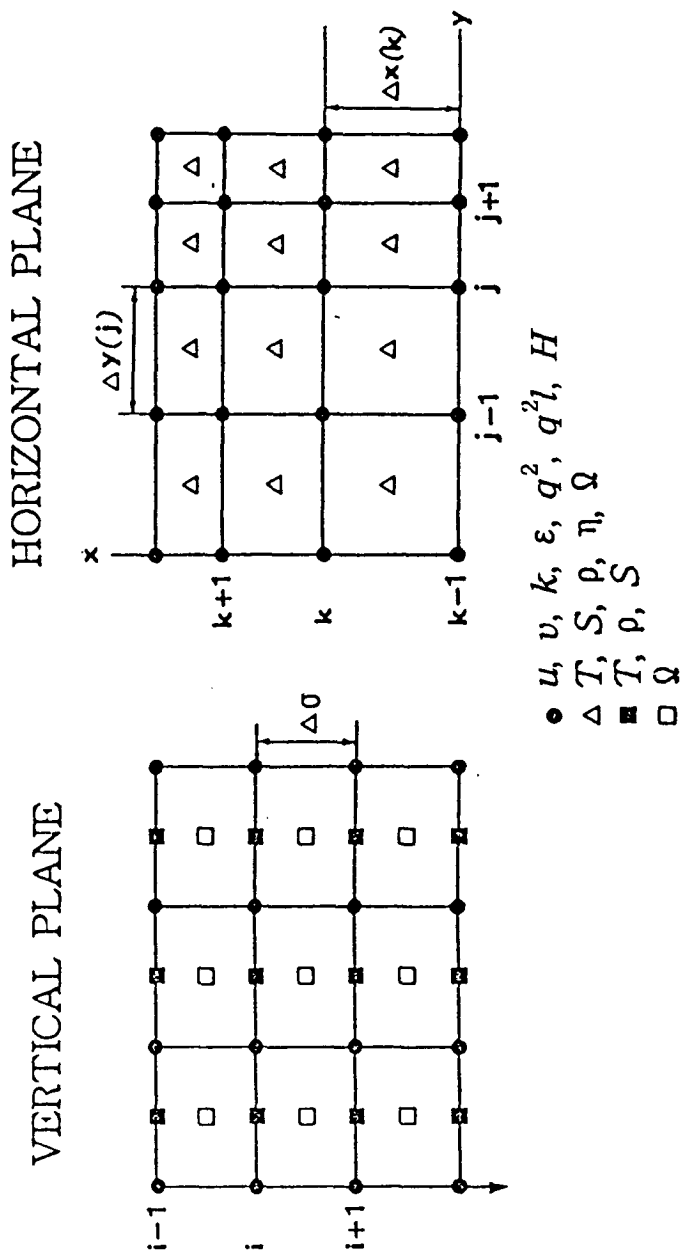


Fig. 4.2 Computational modules showing locations of variables.

$$\begin{aligned}
&= \Delta t \left[ c_i^n - \theta_3 \frac{\partial \eta^{n+1}}{\partial x} - (1 - \theta_3) \frac{\partial \eta^n}{\partial x} - R_0 A_{0i} \frac{(1 - \theta_1)(1 - \theta_2)}{(H^n)^2} v_i^n \right] \\
&+ \Delta t A_{0i} \theta_2 \frac{H_v}{H_c} \left\{ \frac{\gamma_{i+1/2}^{n+1}}{\sigma_i} (u_{i+1}^{n+1} - u_i^{n+1}) - \frac{\gamma_{i-1/2}^{n+1}}{\Delta \sigma_{i-1}} (u_i^{n+1} - u_{i-1}^{n+1}) \right\} \\
&+ \Delta t A_{0i} \frac{(1 - \theta_2)}{(H^n)^2} \left\{ \frac{\gamma_{i+1/2}^n}{\Delta \sigma_i} (u_{i+1}^n - u_i^n) - \frac{\gamma_{i-1/2}^n}{\Delta \sigma_{i-1}} (u_i^n - u_{i-1}^n) \right\} \quad (4.22)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&\frac{H^{n+1}}{H^n} v_i^{n+1} - v_i^n - \Delta t \theta_1 R_0 u_i^{n+1} \\
&= \Delta t \left[ d_i^n - \theta_3 \frac{\partial \eta^{n+1}}{\partial y} - (1 - \theta_3) \frac{\partial \eta^n}{\partial y} + R_0 A_{0i} \frac{(1 - \theta_1)(1 - \theta_2)}{(H^n)^2} u_i^n \right] \\
&- \Delta t A_{0i} \theta_2 \frac{H_v}{H_c} \left\{ \frac{\gamma_{i+1/2}^{n+1}}{\Delta \sigma_i} (v_{i+1}^{n+1} - v_i^{n+1}) - \frac{\gamma_{i-1/2}^{n+1}}{\Delta \sigma_{i-1}} (v_i^{n+1} - v_{i-1}^{n+1}) \right\} \\
&+ \Delta t A_{0i} \frac{(1 - \theta_2)}{(H^n)^2} \left\{ \frac{\gamma_{i+1/2}^n}{\Delta \sigma_i} (v_{i+1}^n - v_i^n) - \frac{\gamma_{i-1/2}^n}{\Delta \sigma_{i-1}} (v_i^n - v_{i-1}^n) \right\} \quad (4.23)
\end{aligned}$$

$$A_{0i} = \left( \frac{b_0}{h_0} \right)^2 \cdot \frac{\Delta \sigma_i + \Delta \sigma_{i-1}}{2} \quad (4.24)$$

여기서,  $i$  첨자는 수면에서 1이고 바닥에서  $L+1$ 인 연직방향으로의 격자점 번호,  $n$ 과  $n+1$ 은 계산 시간단계로  $n$ 은 기지의 값을  $n+1$ 은 구하고자 하는 계산단계를 나타낸다.  $\theta_1$ 가 아니고 각각 Coriolis항, 연직확산항, 수면경사항의 시간단계에 대한 가중치로 0인 경우는 양해법, 0.5인 경우는 Crank-Nicolson 법, 1인 경우는 완전 음해법에 해당된다.

상기 (4.22), (4.23)식내  $H_c$ ,  $H_v$ 는  $H^n = (H^{n+1} + H^{n-1})/2$ 를 이용하면, 다음과 같이 표현된다.

$$H_c = \frac{H^n}{H^{n+1}} = \frac{H^n}{2H^n - H^{n-1}} \quad (4.25)$$

$$H_v = \frac{H^n}{(H^{n+1})^3} \simeq \frac{H^n}{(2H^n - H^{n-1})^3} \quad (4.26)$$

편의상 (4.10) 식에서

$$\begin{aligned} -R_c P_r \left[ \frac{1}{H} \frac{\partial(HTu)}{\partial x} + \frac{1}{H} \frac{\partial(HTv)}{\partial y} + \frac{\partial(\Omega T)}{\partial \sigma} \right] \\ + \left[ \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial x} (H \frac{\partial T}{\partial x}) + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial y} (H \frac{\partial T}{\partial y}) \right] \equiv E \end{aligned} \quad (4.27)$$

로 정의하고 이류항과 수평 확산항을 FTCS법, 연직 확산항은 시간 가중치  $\theta_T$ 에 의해 일반화된 음해법을 사용하여 차분화하면, 다음과 같다.

$$\begin{aligned} P_r \left( \frac{H^{n+1}}{H^n} T^{n+1} - T^n \right) - \Delta t E_i^n \quad (4.28) \\ - \Delta t \theta_T A_{0i} \frac{H_v}{H_c} \left\{ \frac{\beta_{i+1/2}^{n+1}}{\Delta \sigma_i} (T_{i+1}^{n+1} - T_i^{n+1}) - \frac{\beta_{i-1/2}^{n+1}}{\Delta \sigma_{i-1}} (T_i^{n+1} - T_{i-1}^{n+1}) \right\} \\ = - \Delta t \frac{(1 - \theta_T)}{(H^n)^2} A_{0i} \left\{ \frac{\beta_{i+1/2}^n}{\Delta \sigma_i} (T_{i+1}^n - T_i^n) - \frac{\beta_{i-1/2}^n}{\Delta \sigma_{i-1}} (T_i^n - T_{i-1}^n) \right\} \end{aligned}$$

여기서,  $n$ 은 현재 시간단계,  $n+1$ 은 새로운 시간단계,  $\theta_T$ 는 시간단계에 대한 가중치로 1이면 음해법, 0.5이면 Crank-Nicolson법, 0이면 양해법이다. 상기 차분식은 삼중대각행렬이 되며 Thomas 알고리즘에 의하여 계산하였다.

### 제3절 난류방정식

#### 1. TKE 모형

연직 확산계수를 구하기 위하여 난류 운동에너지의 수송에 관한 1개의 방정식을 사용하며, 밀도효과를 고려한 난류 운동에너지의 수송방정식은 다음과 같다(Rodi, 1984).

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial(uk)}{\partial x} + \frac{\partial(vk)}{\partial y} + \frac{\partial(wk)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{A_v}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P + G - \epsilon + F_k \quad (4.29)$$

$$P = A_v \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (4.30)$$

$$G = - \frac{g}{\rho_o} B_v \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (4.31)$$

$$F_k = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{A_h}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{A_h}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) \quad (4.32)$$

여기서,  $k$  = 난류 운동에너지(turbulence kinetic energy),

$\epsilon$  = 난류 감쇠율(turbulence dissipation rate),

$\sigma_k = 1.0$ .

식 (4.29)을 연직방향으로 정규화된 좌표에서 무차원화하면 다음과 같다(\* 표시 생략).

$$\begin{aligned} & \frac{1}{H} \frac{\partial(Hk)}{\partial t} + R_e \left( \frac{1}{H} \frac{\partial(Huk)}{\partial x} + \frac{1}{H} \frac{\partial(Hvk)}{\partial y} + \frac{\partial(\Omega k)}{\partial \sigma} \right) \\ & = \left( \frac{b_o}{h_o} \right)^2 \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left( \frac{\gamma}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial \sigma} \right) + P + G - \left( \frac{b_o}{h_o} \right) R_e \epsilon + F_k \end{aligned} \quad (4.33)$$

$$P = \left(\frac{b_o}{h_o}\right)^2 \gamma \frac{1}{H^2} \left[ \left(\frac{\partial u}{\partial \sigma}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial \sigma}\right)^2 \right], \quad (4.34)$$

$$G = -\left(\frac{b_o^2}{h_o u_o^2}\right) \frac{g}{\rho_o} P \beta \frac{1}{H} \frac{\partial \rho}{\partial \sigma}, \quad (4.35)$$

$$F_k = \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{H}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{1}{H} \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{H}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) \quad (4.36)$$

여기서, 새로운 좌표(\*표시)와 직교좌표에서 변수사이의 관계는

$$k^* = k/u_o^2,$$

$$\varepsilon^* = \varepsilon h_o/u_o^3.$$

연직 확산계수는 다음과 같이 계산된다(Rodi, 1984).

$$A_v = C_k \sqrt{k} l u_o h_o \quad (4.37)$$

$$B_v = \frac{A_v}{\sigma_t} \quad (4.38)$$

$$l = l_o(1 - 7 R_i) \quad (4.39)$$

여기서,  $R_i = \frac{g}{\rho} \left[ \frac{\partial \rho}{\partial z} \right] / \left[ \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 \right],$

$$C_k = 0.4,$$

$$\sigma_t = 1.0-1.3.$$

수송방정식 (4.33)의 경계조건은 다음과 같다.

$$\frac{\partial k}{\partial \sigma} = 0 \quad \text{at } \sigma = 0, \quad (4.40)$$

$$k = 0, \quad \varepsilon = 0.3 \frac{k^{3/2}}{l} \quad \text{at } \sigma = 1 \quad (4.41)$$

식 (4.33)의 차분화는 수온 확산방정식의 차분화와 같이 연직 확산항은 음해법을, 나머지항은 FTCS법을 사용하였다.

## 2. $k-\varepsilon$ 모형

난류 운동에너지와 난류 감쇠율에 대한 수송방정식으로 구성된다. 난류 운동에너지에 관한 식은 식 (4.29)-(4.32)과 같으며, 난류 감쇠율에 관한 식은 다음과 같다(ASCE, 1988).

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial(u\varepsilon)}{\partial x} + \frac{\partial(v\varepsilon)}{\partial y} + \frac{\partial(w\varepsilon)}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{A_v}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) \\ &+ C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (P + C_{3\varepsilon} G) - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} + F_\varepsilon \end{aligned} \quad (4.42)$$

$$F_\varepsilon = \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{A_h}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{A_h}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) \quad (4.43)$$

여기서,  $\sigma_\varepsilon = 1.3$ ,  $\kappa =$  von Karman 상수,

$C_{2\varepsilon} = 1.8-2.0$ 사이의 값(본 연구에서는 1.92를 사용),

$$C_{1\varepsilon} = C_{2\varepsilon} - \frac{\kappa^2}{\sigma_\varepsilon C_\mu^{0.5}} \sim 1.44,$$

$$C_{3\varepsilon} = 0-0.2,$$

$$C_\mu = 0.09.$$

식 (4.26)을 연직방향으로 정규화된 좌표에서 무차원화하면 다음과 같다 (\*표시 생략).



$$\begin{aligned} & \frac{1}{H} \frac{\partial(H\epsilon)}{\partial t} + R_e \left[ \frac{1}{H} \frac{\partial(Hu\epsilon)}{\partial x} + \frac{1}{H} \frac{\partial(Hv\epsilon)}{\partial y} + \frac{\partial(\Omega\epsilon)}{\partial \sigma} \right] \\ & = \left( \frac{b_o}{h_o} \right)^2 \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left( \frac{\gamma}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial \sigma} \right) + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} (P - C_{3\epsilon} G) - C_{2\epsilon} \frac{b_o^2 u_o}{A_H h_o} \frac{\epsilon^2}{k} + F_\epsilon \end{aligned} \quad (4.44)$$

$$F_\epsilon^* = \frac{1}{H^*} \frac{\partial}{\partial x^*} \left( \frac{H^*}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon^*}{\partial x^*} \right) + \frac{1}{H^*} \frac{\partial}{\partial y^*} \left( \frac{H^*}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon^*}{\partial y^*} \right) \quad (4.45)$$

연직 확산계수는 다음과 같이 계산된다(Rodi, 1984).

$$A_v = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (4.46)$$

$$B_v = \frac{A_v}{\sigma_t} \quad (4.47)$$

식 (4.44)의 경계조건은

$$\partial \epsilon / \partial \sigma = 0 \quad \text{at } \sigma = 0, 1 \quad (4.48)$$

차분화는 연직 확산항에 대해서는 음해법으로, 나머지항은 FTCS법에 의하여 해석하였다.

### 3. $k-l$ 모형

난류 운동에너지  $q^2 (=2k)$ 의 수송방정식과 난류확산 특성길이  $l$ 과 난류 에너지의 곱  $q^2 l$ 의 수송방정식으로 구성되어 있으며, 다음과 같다(Mellor and Yamada, 1982).

$$\begin{aligned} \frac{\partial q^2}{\partial t} + \frac{\partial(uq^2)}{\partial x} + \frac{\partial(vq^2)}{\partial y} + \frac{\partial(wq^2)}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial z} (A_q \frac{\partial q^2}{\partial z}) \\ &+ 2A_v [ (\frac{\partial u}{\partial z})^2 + (\frac{\partial v}{\partial z})^2 ] + \frac{2g}{\rho_o} B_v \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{2q^3}{B_1 l} + F_{q^2} \end{aligned} \quad (4.49)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(q^2 l)}{\partial t} + \frac{\partial(uq^2 l)}{\partial x} + \frac{\partial(vq^2 l)}{\partial y} + \frac{\partial(wq^2 l)}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial z} [ A_q \frac{\partial}{\partial z} (q^2 l) ] \\ &+ lE_1 A_v [ (\frac{\partial u}{\partial z})^2 + (\frac{\partial v}{\partial z})^2 ] + \frac{lE_1 g}{\rho_o} B_v \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{q^3}{B_1} \bar{W} + F_l \end{aligned} \quad (4.50)$$

$$\bar{W} = 1 + E_2 (\frac{l}{xL})^2, \quad (4.51)$$

$$(L)^{-1} \equiv (\eta + z)^{-1} + (H - z)^{-1} \quad (4.52)$$

여기서,  $A_q$ 는 난류에너지의 연직확산계수,

$F_{q^2}$ 과  $F_l$ 은 각각  $q^2$ 과  $q^2 l$ 의 수평확산항,

$$B_1 = 16.6, \quad E_1 = 1.8,$$

$$E_2 = 1.33, \quad x = 0.4.$$

식 (4.49)과 (4.50)를 연직방향으로 정규화된 좌표에서 무차원화하면 다음과 같다(\*표시 생략).

$$\begin{aligned} \frac{1}{H} \frac{\partial(Hq^2)}{\partial t} + R_e [ \frac{1}{H} ( \frac{\partial(Huq^2)}{\partial x} + \frac{\partial(Hvq^2)}{\partial y} + \frac{\partial(\Omega q^2)}{\partial \sigma} ) ] &= \\ (\frac{b_o}{h_o})^2 \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} (\gamma_a \frac{\partial q^2}{\partial \sigma}) + (\frac{b_o}{h_o})^2 \frac{2\gamma}{H^2} [ (\frac{\partial u}{\partial \sigma})^2 + (\frac{\partial v}{\partial \sigma})^2 ] \\ + \frac{2gb_o^2 P_r}{h_o u_o^2} \frac{\beta}{H} \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} - \frac{R_e b_o}{h_o} \frac{2}{B_1 l} q^3 + F_{q^2} \end{aligned} \quad (4.53)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{H} \frac{\partial(Hq^2\ell)}{\partial t} + R_e \left[ \frac{1}{H} \left( \frac{\partial(Huq^2\ell)}{\partial x} + \frac{\partial(Hvq^2\ell)}{\partial y} \right) + \frac{\partial(\Omega q^2\ell)}{\partial \sigma} \right] = \\
& \left(\frac{b_o}{h_o}\right)^2 \frac{1}{H^2} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[ \gamma_q \frac{\partial}{\partial \sigma} (q^2 \ell) \right] + \left(\frac{b_o}{h_o}\right)^2 \frac{lE_1\gamma}{H^2} \left[ \left(\frac{\partial u}{\partial \sigma}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial \sigma}\right)^2 \right] \\
& - \frac{b_o^2}{u_o^2 h_o} \frac{lE_1 g}{\rho_o} \frac{P_r \beta}{H} \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} - R_e \left(\frac{b_o}{h_o}\right) \frac{\bar{W}}{B_1} q^3 + F_l
\end{aligned} \tag{4.54}$$

여기서, 새로운 좌표와 직교좌표에서 변수사이의 관계는

$$(q^2)^* = q^2 / u_o^2$$

$$l^* = l / h_o$$

$$\gamma_q = A_q / A_h$$

이다.

식 (4.53)과 (4.54)에서 연직확산계수는 다음과 같다.

$$A_v = l q S_M h_o u_o \tag{4.55}$$

$$B_v = l q S_H h_o u_o \tag{4.56}$$

$$A_q = l q S_q h_o u_o \tag{4.57}$$

위 식들에서  $S_M$ ,  $S_H$ ,  $S_q$ 는 안정함수로 다음식에 의하여 계산된다.

$$S_H [ 1 - 2A_2 B_2 G_H - 12A_1 A_2 G_H ] = A_2 \tag{4.58}$$

$$S_M [ 1 - 9A_1 A_2 G_H ] - S_H [ 12A_1^2 G_H + 9A_1 A_2 G_H ] = A_1 (1 - 3C_1) \tag{4.59}$$

$$S_q = 0.2 \quad (4.60)$$

$$G_H = -\frac{h_o}{u_o^2} \frac{l^2}{q^2} \frac{g}{H\rho_o} \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} \quad (4.61)$$

여기서,  $A_1 = 0.92$ ,  $A_2 = 0.74$ ,

$B_2 = 10.1$ ,  $C_1 = 0.08$ .

식 (4.53)과 (4.54)의 경계조건은 다음과 같다.

$$q^2 = q^2 l = 0 \quad \text{at } \sigma = 0, 1 \quad (4.62)$$

수치계산을 위해 연직 확산항은 음해법, 나머지항은 FTCS법을 사용하여 차별화 하였다.

#### 제4절 모형의 적용

##### 1. 입력 및 경계조건

난류모형들을 Pande와 Rajaratnam(1977)이 시행한 정지수역으로의 온배수 확산실험(Fig. 4.3)에 적용하여 밀도류에 대한 계산결과를 비교·검토하였다. Fig. 4.4와 같이 320 cm × 206.2 cm의 계산영역을 설정하여,  $\Delta x = 20$  cm,  $\Delta y = 4.91$  cm(젯트방출폭과 동일),  $\Delta \sigma = 0.1$  수평 확산계

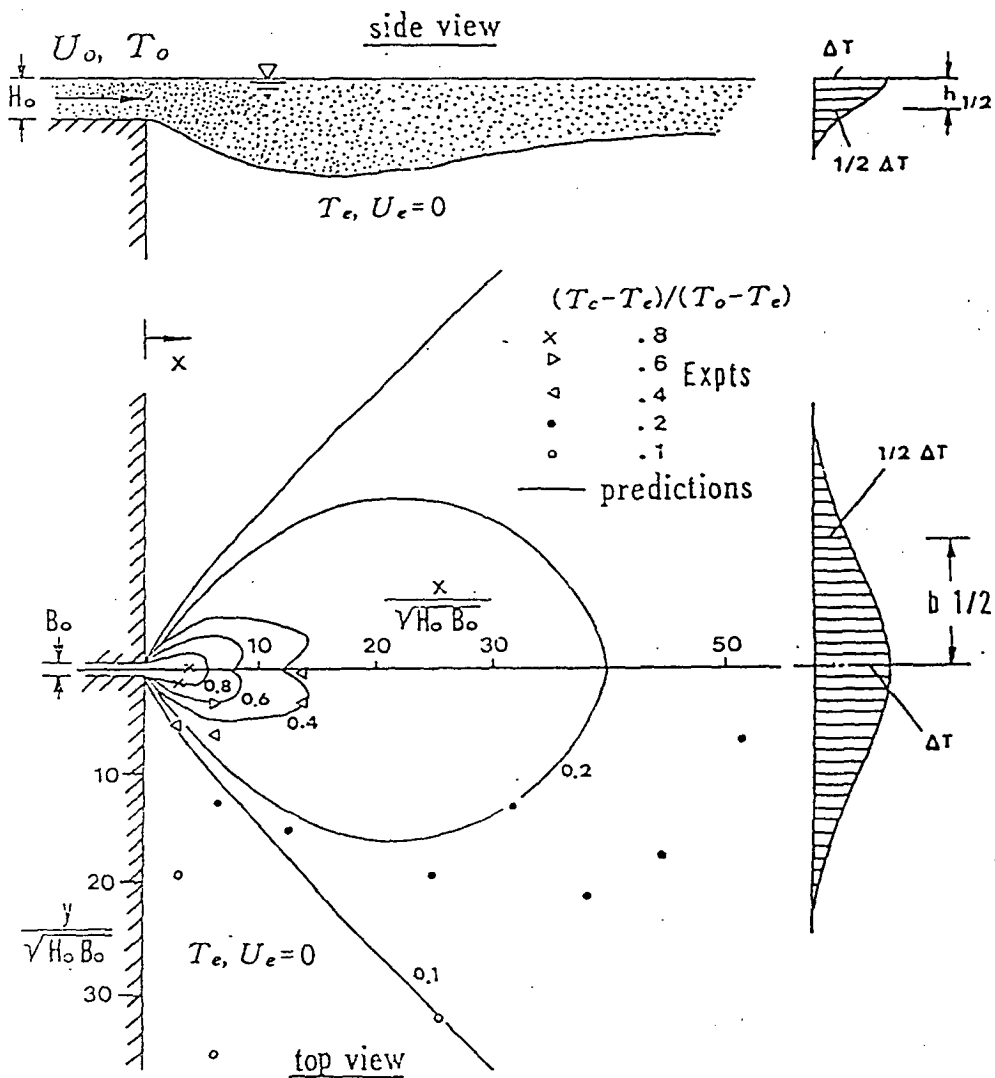


Fig. 4.3 Surface isotherms simulated by physical and numerical models for thermal jet flowing into stagnant water body (Rodi, 1984).

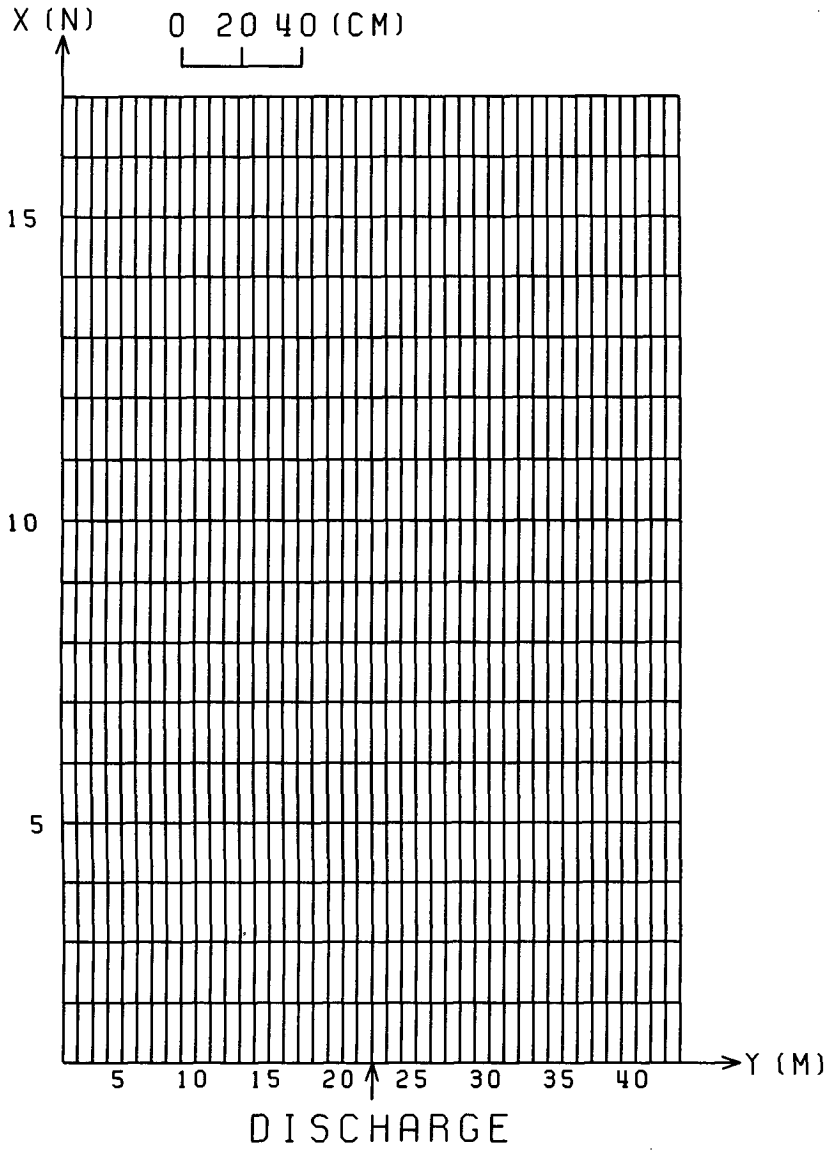


Fig. 4.4 Grid system for horizontal plane.

수는  $A_h = B_h = 0.617 \text{ cm}^2/\text{sec}$  계산 시간간격은 0.1 sec을 사용하여 계산을 실시하였다.

개경계에서 경계조건으로는  $k, \epsilon, q^2, q^2 l$ 에 대하여 인접 내부점에서의 계산값과 동일하게 주는 경사경계조건(Neumann 조건)을 사용하였다.

온배수 방출구에서는  $k, \epsilon, q^2, q^2 l$  값을 지정(Dirichlet 조건)하였다. 즉,

$$k_o = 0.005, \epsilon_o = 3k_o^{3/2} \quad \text{for } k-\epsilon \text{ 모형 방출구} \quad (4.62)$$

$$(q^2)_o = 0.01, (q^2 l)_o = 0.003 \quad \text{for } k-l \text{ 모형 방출구} \quad (4.63)$$

초기조건으로는

$$\eta=0, u=0, v=0, \Omega=0 \quad (4.64)$$

을 사용하였고, 수온은 온배수 방출이전의 주위수 수온을 사용하였다.

모델계산은 300 sec(3,000 × 계산 시간간격)동안 지속되었으며, 최종시각의 계산결과를 분석하였다.

## 2. 적용결과

### 가. TKE 모형

난류 운동에너지에 관한 방정식에서 난류확산 특성길이로

$$\begin{aligned}
 l_o &= 0.105 && \text{for } 0 \leq \sigma \leq 0.8 \\
 l_o &= (1 - \sigma), 0.575 && \text{for } 0.8 < \sigma \leq 1
 \end{aligned}
 \tag{4.65}$$

이는 개수로에 사용한 Smith and Takhar(1981)에 의해 제안된 식을 단순화한 것이다.

젯트 중심축을 따른 표층 유속(Fig. 4.5)과 표층수온(Fig. 4.6)의 변화를 보면, 표층유속  $U_c/U_o$ 는  $x/A_o = 12$ 이상인 곳에서는 실험치보다 약간 크게 산정하였으며, 수온  $(T_o - T_e)/(T_o - T_e)$ 는 계산결과가 실험치에 비하여  $x/A_o = 25$ 이상인 곳에서 낮게 계산되었다. 이러한 계산결과는 표층수온은 McGuirk and Rodi(1979)에 의해 지적된 바 있는 실험결과가 측벽에 의한 재혼입의 영향을 받을 가능성이 있는 영역( $x/A_o = 25$ 이상인 곳)을 제외 한 곳에서 실험치와 전반적으로 일치하는 양호한 결과이며, 유속은 감소하는 경향은 대체로 실험치와 일치하나 그 크기는 실험치와 차이를 보였다. 수평방향의 유속변화가 심한 온배수 방출구부근에서 표층유속이 실험치에 비하여 급속히 감소하는 현상이 일어났는데 이러한 현상은 Demuren(1986)에 의해 지적된 바와 같이 한정된 격자층수로 인한 이류향의 차별화 과정에서 발생한 수치분산이 원인으로 고차의 정확도를 갖는 이류향에 대한 수치해석기법의 도입 또는 격자간격의 조밀화로 해결할 수 있을 것이다. 정과 이(1994)는 0-방정식 난류모형의 적용에서 젯트방향 수평 격자간격을 반으로 줄일 경우에 이러한 현상이 완화되어 방류구부근에서 계산결과가 실험치에 근접하며, 이 경우 전체적인 계산결과는 반으로 줄이지 않은 경우와 차이가 없음을 보인 바 있다.

유속과 수온의 표층에서 횡방향분포 및 젯트 중심축상 일정지점에서



연직분포에 대하여 실험치와 비교한 결과로 유속은 Fig. 4.7, 수온은 Fig. 4.8과 같다. 횡방향 및 연직 분포의 경우 실험치에 비하여 유속은 수심방향으로 변화하는 경향은 비슷하나 실험치에 비하여 다소 크게 추정하였으며 횡방향으로는 실험치보다 급하게 감소하는 경향을 보였고, 수온은 연직 및 횡방향 분포가 실험치와 거의 일치하는 좋은 결과를 보였으나 젯트부근의 연직분포에서 다소 불안정한 모습을 보였다.

이 외에도 난류확산 특성길이 따른 모형의 민감도를 살펴보기 위하여 풍성류 재현에서 좋은 결과를 보였던 포물형 [  $0.44\alpha(1-\sigma)H$ , 정 등(1994)] 을 사용하여 계산하여 보았으나 이 경우는 모형의 계산결과가 불안정한 모습을 보였다. 이는 TKE모형의 경우에 있어서 난류확산 특성길이를 흐름특성에 맞게 정의 하여야 함을 의미하며, 계산결과가 불안정한 모습을 보이는 것은 강제로 정의한  $l$ 의 분포가 실제 물리현상과 일치하지 못하기 때문으로 사료된다.

#### 나. $k-\epsilon$ 모형

식 (4.27)에서 부력항( $G$ )를 무시( $C_{3\epsilon} = 0$ )하고  $\sigma_t = 1.0$ 을 사용하여 계산한 결과는 다음과 같다. 젯트 중심축을 따른 표층 유속변화(Fig. 4.9)를 보면,  $C_{1\epsilon} = 1.44$ (기존 연구에 널리 사용)를 사용한 경우는 실험치에 비하여 작게,  $C_{1\epsilon} = 1.7$ 을 사용한 경우는 크게 계산되었으며,  $C_{1\epsilon}=1.6$ 을 사용한 경우는 거의 실험치에 일치하는 좋은 결과를 나타내었다. 수온변화(Fig. 4.10)는  $C_{1\epsilon}$ 값이 증가함에 따라 실험치에 접근해 가는 경향을 보였으나 계산결과가 전반적으로 실험치에 비하여 작게 계산되었다.

$C_{1\epsilon}$ 에 대한 민감도 분석에서  $C_{1\epsilon}=1.6$ 인 경우가 실험치와 가장 근접하

는 결과를 보여 이 경우에 대하여 부력항을 포함( $C_{3\epsilon} = 0.2$ )하여 계산한 경우와  $\sigma_t = 1.3$ 을 사용하여 계산을 실시하여 부력항과 Prandtl수의 영향을 살펴보았다. 제트 중심축을 따른 표층유속 변화(Fig. 4.11)는 부력항을 포함하는 경우가 부력항을 무시한 경우에 비하여 약간 유속을 작게 계산하였으며,  $\sigma_t = 1.3$ 을 사용한 경우는  $\sigma_t = 1.0$ 을 사용한 경우에 비하여 유속을 약간 크게 계산하였으나 그 차는 크지 않았다.

제트 중심축을 따른 표층수온 변화(Fig. 4.12)는 부력항을 포함한 경우는 부력항을 무시한 경우에 비하여 거의 변화가 없었으나  $\sigma_t = 1.3$ 을 사용한 경우는  $\sigma_t = 1$ 인 경우보다 실험치에 일치하는 계산결과를 보였다. 따라서, 부력항은 유속분포에 대해서는 영향을 미치나 수온분포에 대해서는 거의 영향을 미치지 못 하였으며, Prandtl수  $\sigma_t$ 는 유속에 대해서는 미미하나 수온에 대해서는 계산결과에 크게 영향을 미쳐 1.3을 사용한 경우가 1.0을 사용한 경우보다 실험치에 근접하는 계산결과를 보였다.

$C_{1\epsilon} = 1.6$ 과  $\sigma_t = 1.3$ 을 사용하여 계산한 유속분포(Fig. 4.13)는 제트 중심축에서의 값과 수심에 따른 변화경향은 대체로 실험치와 일치하나 수심방향으로는 완만하게 변화하는 경향을 보였으며, 수온분포(Fig. 4.14)는 횡방향 및 연직변화가 모두 실험치에 잘 일치하였다.

### 3) $k-l$ 모형

제트 중심축을 따른 변화를 보면, 표층유속(Fig. 4.15)은 계산치가 실험치와 변화경향은 대체로 일치하나 TKE 모형과 마찬가지로 실험치에 비하여 다소 크게 계산하였으며, 수온(Fig. 4.16)은 실험치에 비하여 낮게 계산

하였다.

유속분포(Fig. 4.15)를 보면, 연직분포는 감소하는 경향은 비슷하나 수심에 따라 완만하게 변화하였으며 실험치에 비하여 약간 크게 산정하였고, 횡방향 분포는 젯트 중심축상에서 크게 계산하고 젯트중심축에서 멀어짐에 따라 실험치에 비하여 급하게 감소하는 경향을 나타내었다. 수온분포(Fig. 4.16)는 젯트중심축상에서 수온을 낮게 추정하였으나 연직방향과 횡방향 변화경향은 대체로 실험치와 일치하였다. 따라서, 주로 연안 및 대륙붕 해역에서 취송류, 조류, 밀도성층화 현상의 모의에 사용되었던  $k-l$  모형이 온배수 젯트에 대해서도 적용할 수 있음이 본 연구를 통하여 입증되었다. 그러나, Fig. 4.15와 4.16에서 나타난 바와 같이 젯트 중심축 방향에서 유속은 크게 수온은 낮게 추정하고 있다. 이 원인은  $k-l$  모형의 Prandtl 수를 살펴보면 알 수 있는 데, 성층화가 안된 경우에는 약 0.8(수온 확산계수가 운동량 확산계수보다 큼)이며, 성층화됨에 따라 1.0으로 접근하는 모습을 보이고 있다(Mellor and Yamada, 1982). 따라서 유속의 연직확산보다 수온의 연직확산이 크게 발생하여 중심축방향으로 수온이 실험치에 비하여 낮게 추정되는 결과를 보였다. 참고로  $k-\varepsilon$  모형의 경우 Prandtl 수 1.3을 사용한 경우가 실험치에 가장 일치하는 계산결과를 보였다.

상기에 비교한 난류모형중에 실험치와 가장 근접하는 결과를 보인 최적화된 상수를 사용한  $k-\varepsilon$  모형에 의해 계산된 표층 유속분포는 Fig. 4.17, 수면에서 수온분포는 Fig. 4.18과 같다.

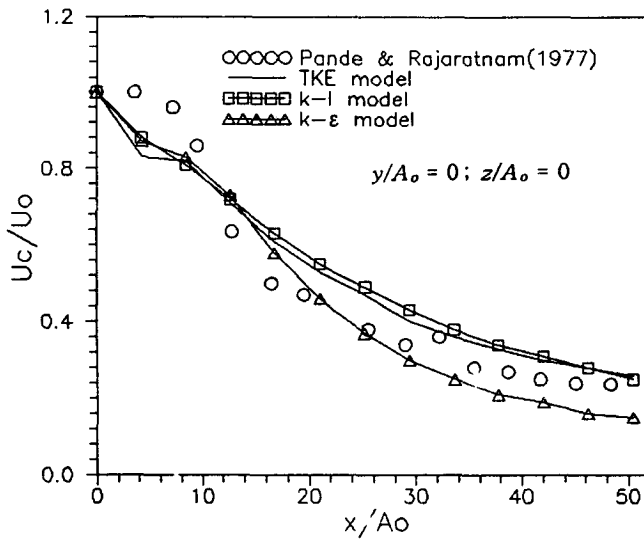


Fig. 4.5 Surface velocity at the jet centerline simulated by physical and three turbulence models.

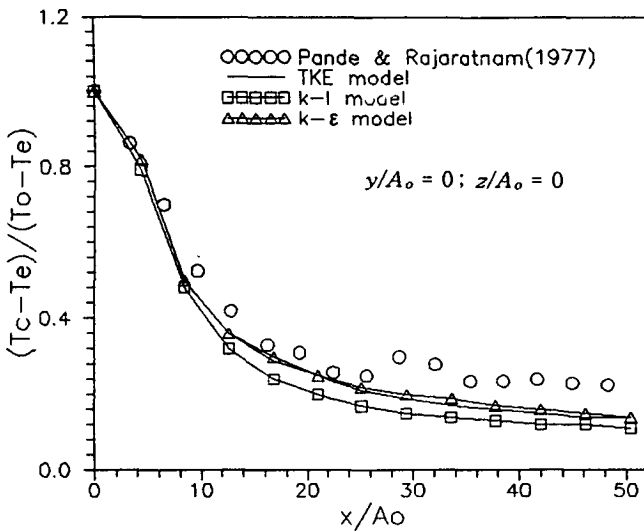


Fig. 4.6 Surface excess temperature at the jet centerline simulated by physical and three turbulence models.

o Pande & Rajaratnam (1977)  
 — Numerical model

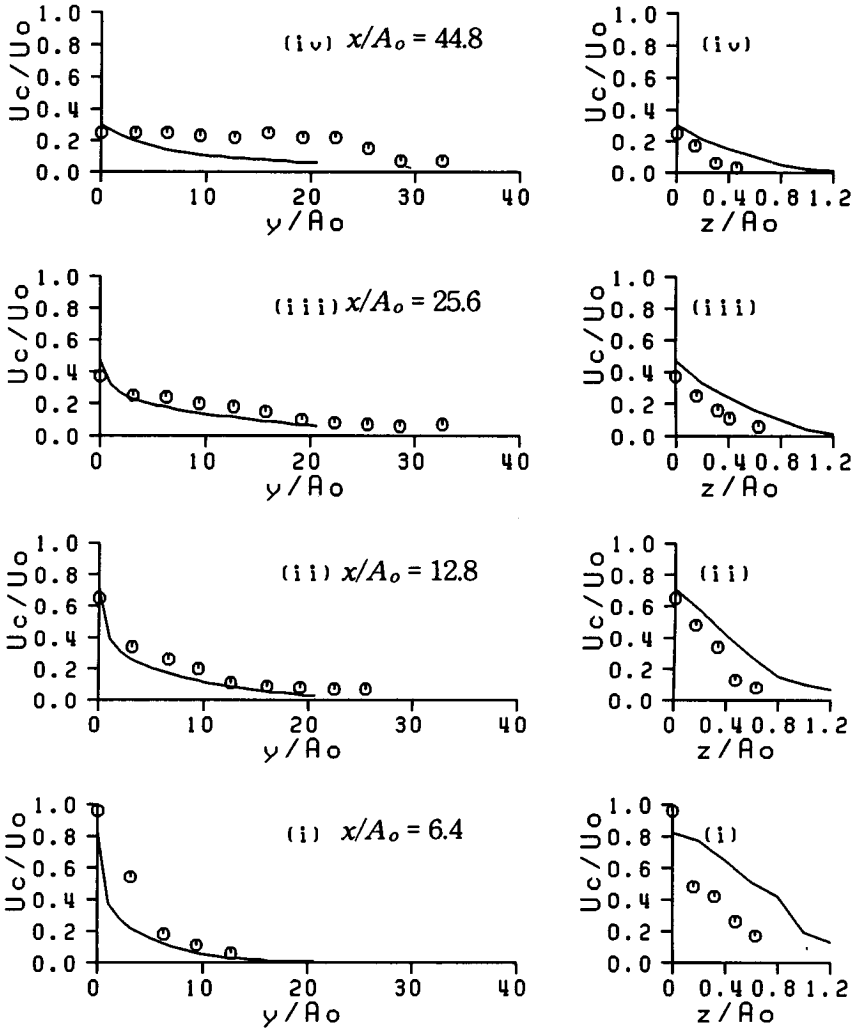


Fig. 4.7 Surface velocity at the jet centerline simulated by physical and TKE models.

o Pande & Rajaratnam (1977)

— Numerical model

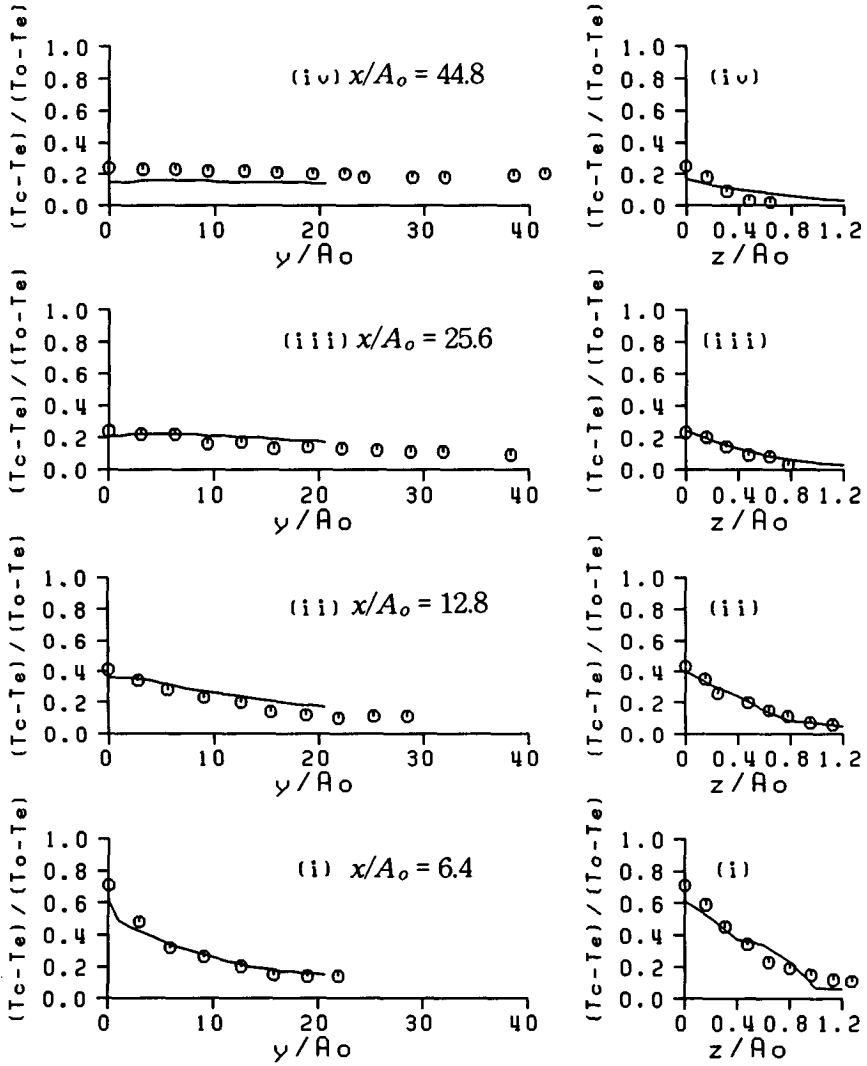


Fig. 4.8 Surface excess temperature at the jet centerline simulated by physical and TKE models.

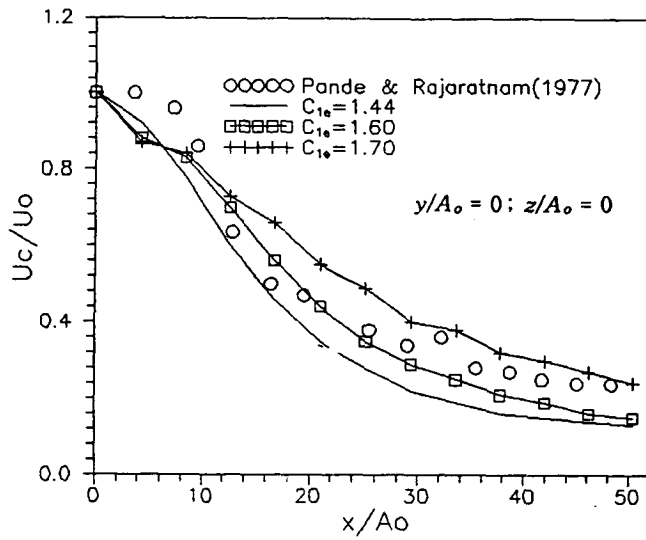


Fig. 4.9 Surface velocity at the jet centerline simulated by physical and  $k-\epsilon$  models with  $C_{3\epsilon} = 0$ ,  $\sigma_t = 1.0$  and  $C_{1\epsilon} = 1.44 ; 1.60 ; 1.70$ .

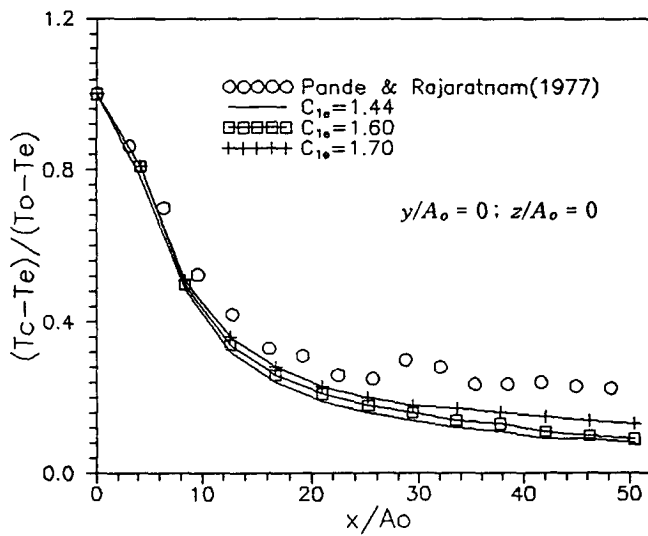


Fig. 4.10 Surface excess temperature at the jet centerline simulated by physical and  $k-\epsilon$  models with  $C_{3\epsilon} = 0$ ,  $\sigma_t = 1.0$  and  $C_{1\epsilon} = 1.44 ; 1.60 ; 1.70$ .

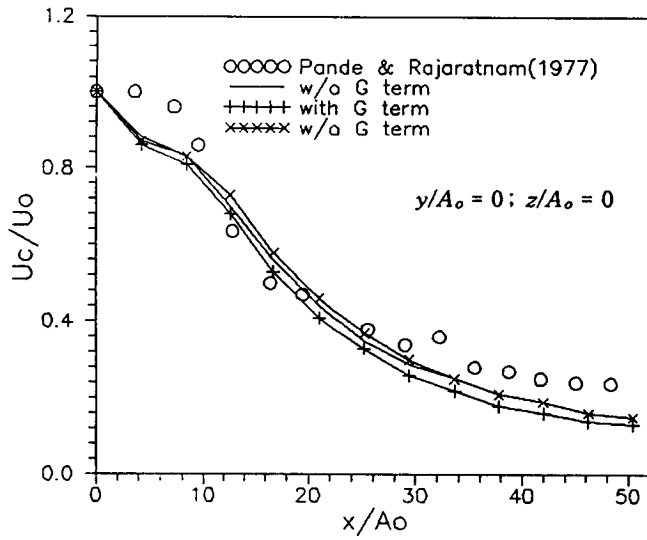


Fig. 4.11 Surface velocity at the jet centerline simulated by physical and  $k-\epsilon$  models with  $C_{1\epsilon} = 1.60, C_{3\epsilon} = 0.0, \sigma_t = 0.0$  ;  $C_{1\epsilon} = 1.60, C_{3\epsilon} = 0.2, \sigma_t = 1.0$  ;  $C_{1\epsilon} = 1.60, C_{3\epsilon} = 0.0, \sigma_t = 1.3$ .

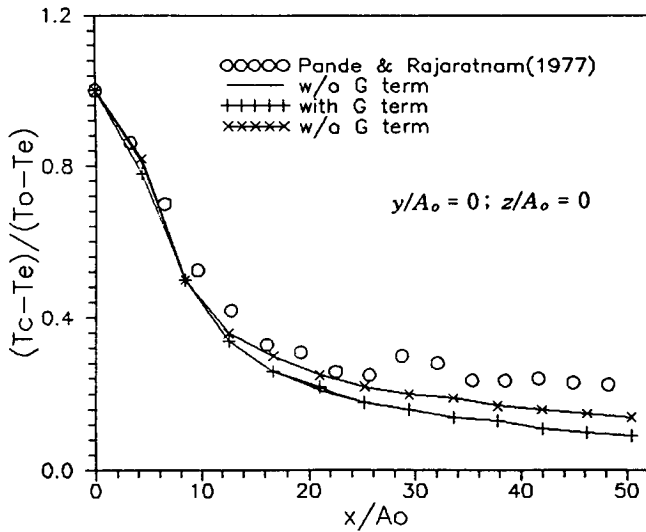


Fig. 4.12 Surface excess temperature at the jet centerline simulated by physical and  $k-\epsilon$  models with  $C_{1\epsilon} = 1.60, C_{3\epsilon} = 0.0, \sigma_t = 0.0$  ;  $C_{1\epsilon} = 1.60, C_{3\epsilon} = 0.2, \sigma_t = 1.0$  ;  $C_{1\epsilon} = 1.60, C_{3\epsilon} = 0.0, \sigma_t = 1.3$ .



o Pande & Rajaratnam (1977)

— Numerical model

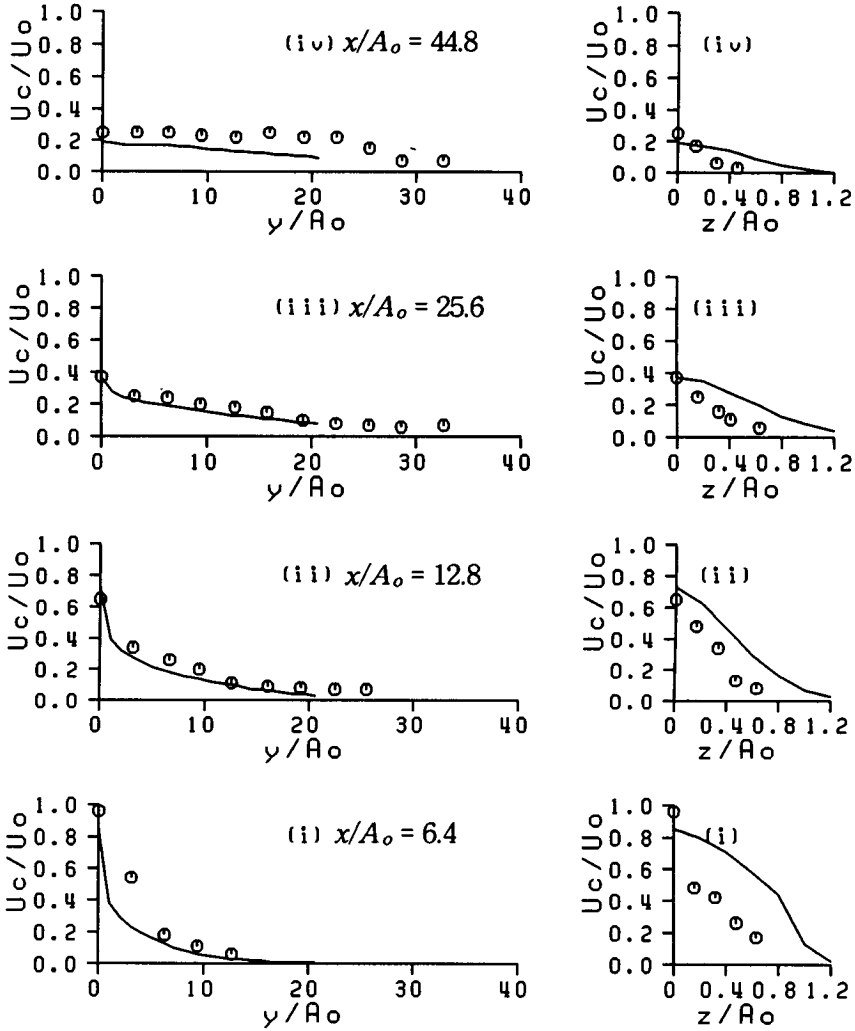


Fig. 4.13 Surface velocity at the jet centerline simulated by physical and  $k-\varepsilon$  models with  $C_{1\varepsilon} = 1.60$ ,  $\sigma_t = 1.3$ .

o Pande & Rajaratnam (1977)  
 — Numerical model

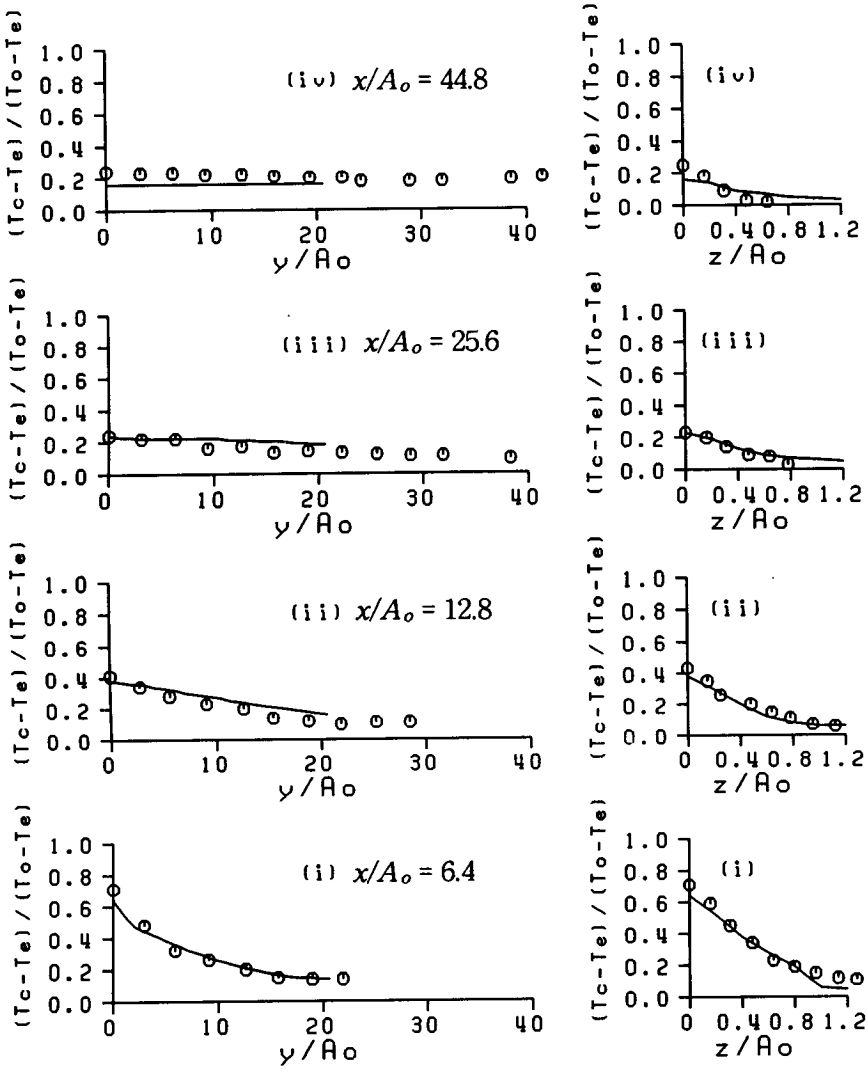


Fig. 4.14 Surface excess temperature at the jet centerline simulated by physical and  $k-\epsilon$  models with  $C_{1\epsilon} = 1.60$ ,  $\sigma_t = 1.3$ .

o Pande & Rajaratnam (1977)

— Numerical model

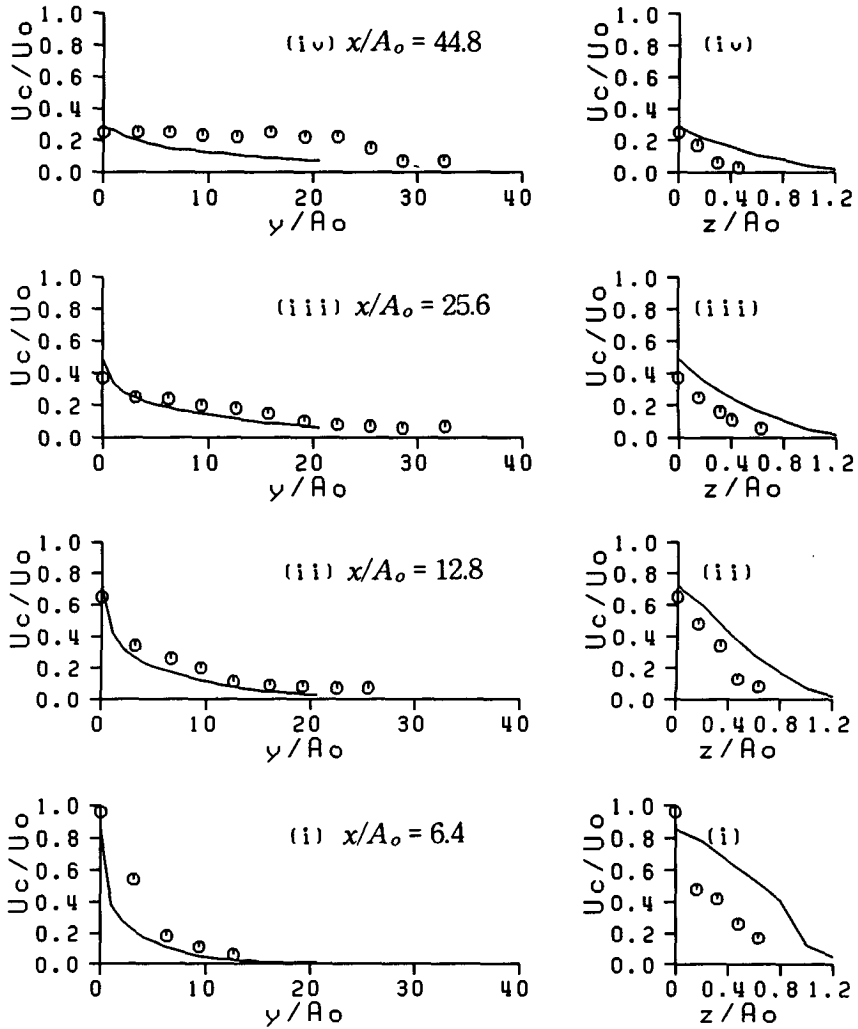


Fig. 4.15 Surface velocity at the jet centerline simulated by physical and  $k-l$  models.

o Pande & Rajaratnam (1977)  
 — Numerical model

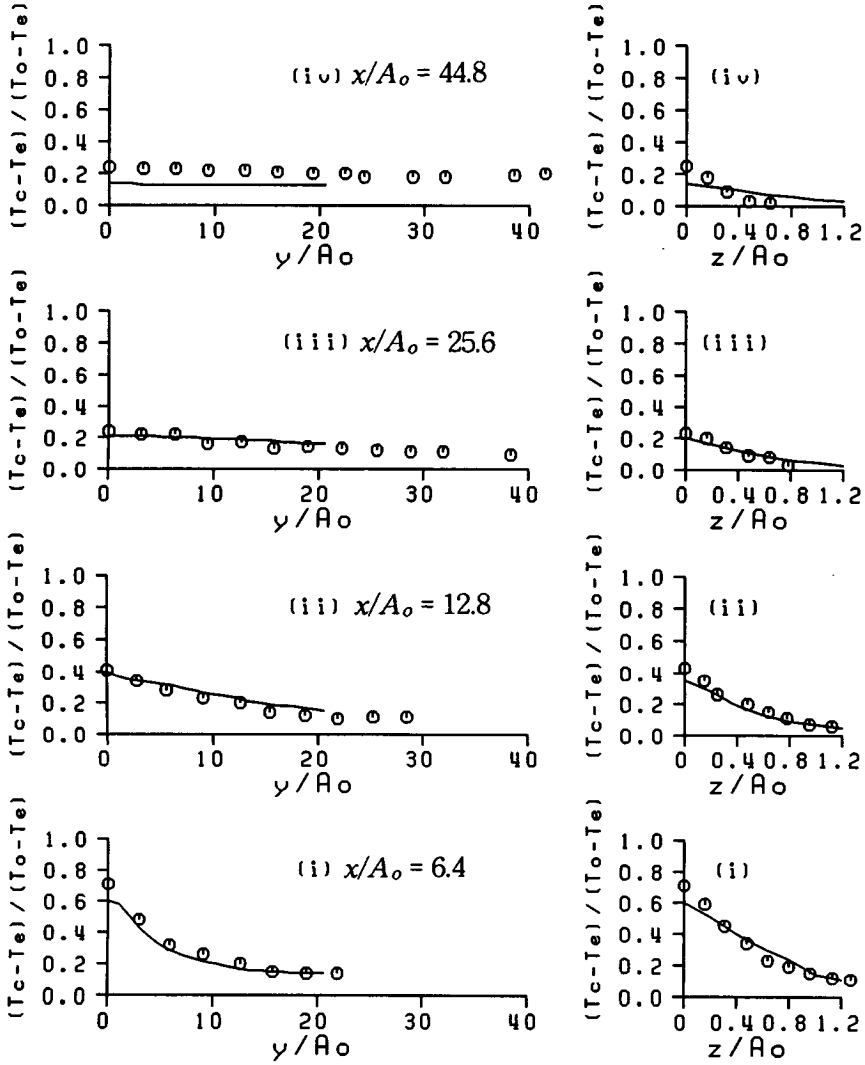


Fig. 4.16 Surface excess temperature at the jet centerline simulated by physical and  $k-l$  models.

→ 10 CM/SEC

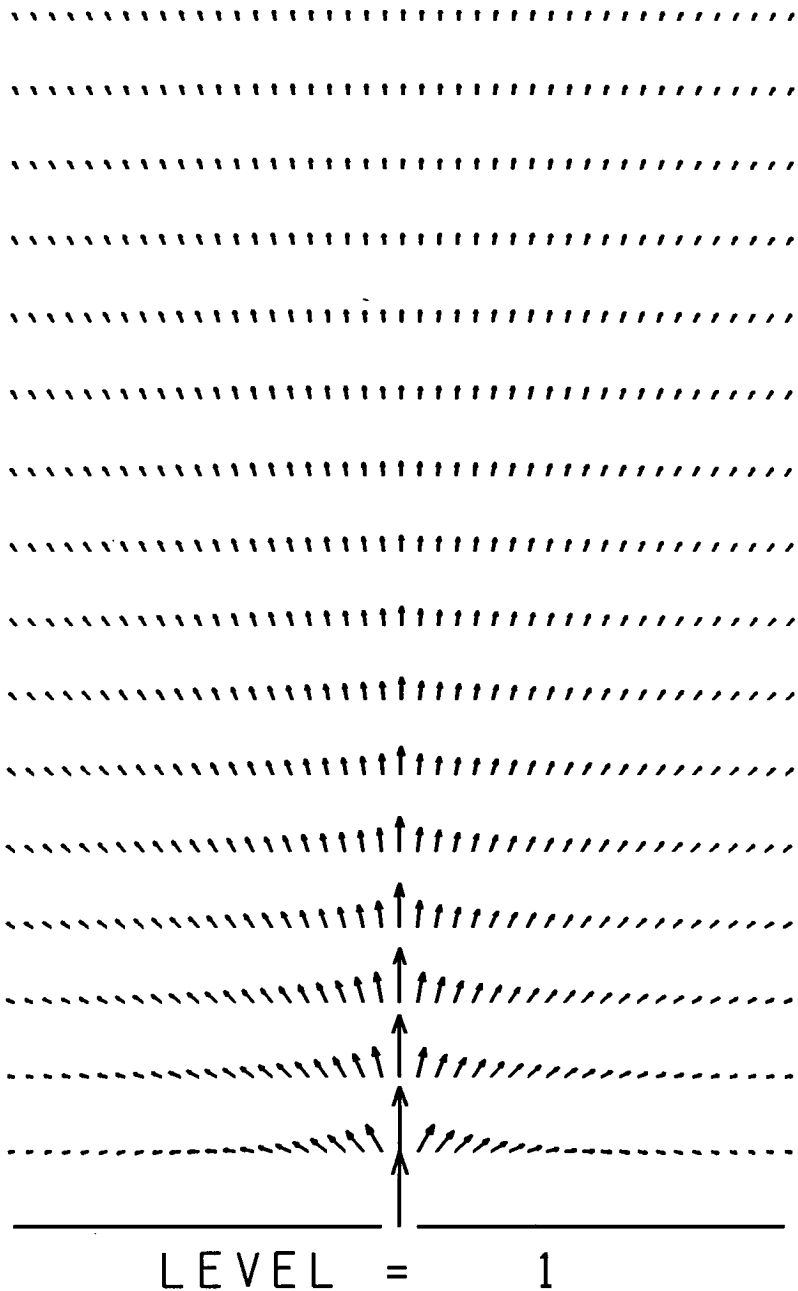


Fig. 4.17 Surface velocity field simulated by  $k-\epsilon$  model with optimal constants.

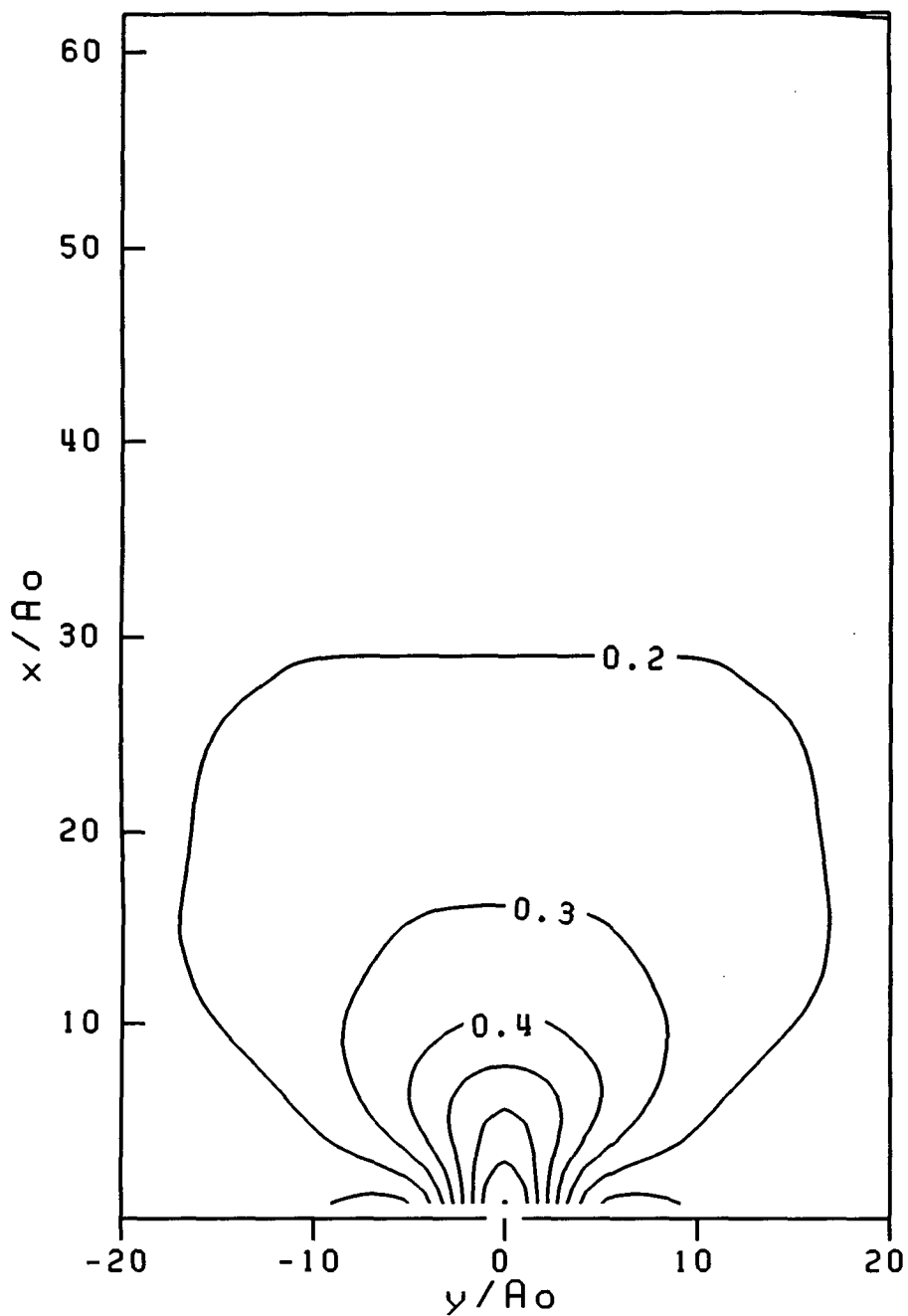


Fig. 4.18 Surface excess temperature simulated by  $k-\varepsilon$  model with optimal constants.

## 제5장 결론 및 토의

본 연구는 발전소 건설 타당성 및 환경영향평가등의 연구와 관련하여 각 단계별 요구에 따라 적절히 선별 사용할 수 있는 여러 등급(차원 및 개략화 측면에서)의 모델 개발을 목표로 3년간 추진되었다. 본 3차년도 연구에는 입체적인 정보를 제공할 수 있는 다차원 모델, 구체적으로 2.5D, 3D 모델의 개발이 시도되었다.

먼저 상사함수에 근거하는 단순하면서도 다양한 적용성을 갖는 2.5D 모델을 수립, 가상수로에서 일련의 모델실험을 하였다. 모델개발 및 적용실험과정에서 2.5D 모델을 확장하는 방안이 다양하게 제기되었다. 즉, 본 연구에서는 수로에 Barotropic flow 존재시만 고려되었으나 항류는 물론 내부경사를 정의할 경우 성층효과 또한 간접적인 방법으로 포함 가능하다(항류나 baroclinic forcing은 공간적으로 변화토록 정의 가능하다). 이러한 개선과 함께 본 연구에서 2.5D 모델 계산은 불규칙 수심이나 가상적인 수로에서 수행되었으므로 앞으로의 연구에서는 실제 지형에서의 적용이 필요한 것으로 사료된다.

가장 중요한 개선과제는 조류와 온수 방출을 함께 푸는 방법을 개발하는 것이다. 즉,

$$u = u_T + u_o \quad \zeta = \zeta_T + \zeta_o \quad (5.1)$$

로 정의하고  $|\zeta_o| \ll |\zeta_T|$  라는 개략화를 통하여 조류와 냉각수의 상호작용이 고려된 모델개발이 기대된다.

Munk-Anderson 형태로 성층시의 난류확산계수를 사용하는 3차원 유한차분

모델은 천해역에의 적용을 목적으로 개발되었으며, 항공측량 결과와의 비교를 통해서 정확도를 확인하였다. 격자를 보다 정밀하게 구성하기 위해서는 ADI기법이나 음해 시간적분법을 이용한 해수면 변위(External mode)의 처리가 요구된다. 그리고 수온경사 및 유속경사가 심한 Primary plume경계 재현을 위해서는 격자 조밀화는 물론 수평확산계수의 개선도 요구된다.

연직 확산계수를 계산하기 위하여 난류의 수송방정식을 해석하는 표면온배수 제트에 관한 3차원 난류모형들(TKE,  $k-l$ ,  $k-\epsilon$ )을 수립하여 정수역으로 방출되는 온수문제에 적용, 수리실험 자료와 비교하였다. TKE 모형은 적용시 난류확산 특성길이를 흐름특성에 맞게 제대로 정의하기가 매우 어려운 점이 제한점으로 확인되었다. 대륙붕 및 연안역에서 주로 사용되어온  $k-l$  모형은 온배수 확산에 대하여 비교적 정확히 유속과 수온분포를 계산하여 온배수 확산모형에의 적용성이 입증되었다. 그러나, 이 모형은 Prandtl수를 1보다 작게(수온 확산계수가 운동량 확산계수보다 크게) 추정하여 유속을 크게 수온을 낮게 추정하는 경향이 있었다. 온배수 확산에 대한  $k-\epsilon$  모형에서 기존 연구자들에 의하여 널리 사용되는  $C_{1\epsilon}$ 값을 수정(1.44  $\rightarrow$  1.60)하고 Prandtl 수 1.3을 사용할 경우가 실험치에 더욱 일치하는 것으로 나타났다.

본 연구를 통하여 다양한 등급의, 다양한 특성을 갖는 일련의 모델이 개발되었다. 아직까지 전세계적으로 Near-field에서 Far-field까지 천해역을 무리없이 포괄할 수 있는 표준모델이 제시된 바는 없으며 모델의 적용성 및 정확도는 현장 검증을 통해서만 확인될 수 있다. 온배수 관련하여 최선의 결과를 얻는 방법은 이들 모델을 목적에 따라 적절히 선별하여 상호 보완적으로 사용하는 것이다. 본 연구에서 난류모형은 제한된 실험실에서의 수리실험자료와의 비교를 수행하였으나, 모형의 정도를 높이기 위하여 다양한 실험실 및 현장 관측자료와의 비교를 통한 각 난류모형에 사용되는 상수의 최적화가 지속적으로 필요하며, 본 연구에서



검토되지 않은 난류모형의 적용성에 대해서도 연구가 수행되어야 할 것이다. 추후 지속적인 지원이 요구되는 분야는 현장관측이 최우선이며 비정수압조건 (Non-hydrostatic condition)을 가정한 모델 개발 또한 시급한 후속사업이다. 물론 개발된 모델의 세련화 및 시스템화 노력이 이어질 것이다.



## 참고문헌

- 박원선, 1994. 동해에서의 열수지의 시·공간적인 분포, 서울대학교 해양학과 석사 논문, pp 98.
- 이홍재, 신창용, 승영호, 1992. 동해 측면 연안해역에서 조석주기의 내부수온 변동. 한국해양학회지, Vol. 27, No.3, pp. 228-236.
- 정태성, 1993. 연직변환좌표에서 3차원 수치모형에 의한 표면온배수 확산의 수치해석. 한국해양연구소 BSPE 00334-541-2.
- 정태성, 이길성, 1994. 3차원 수치모형에 의한 표면온배수 확산의 수치해석. 대한토목학회지 (심사중).
- 정태성, 이길성, 오병철, 1994. 풍성류 계산을 위한 연직 와점성계수 산정방법의 비교평가. 한국해안·해양공학회지, 제6권 제3호, (인쇄중).
- 최홍식, 이길성, 1990. 표면온배수 난류모형, 한국수문학회지, 제2권 제4호, pp. 445-458.
- 한국전력공사, 1992. 영광 원자력 발전소 주변 해양환경 조사보고서, pp. 821.
- 한국전력공사, 1994. 원자력발전소 온배수 영향 저감방안 연구 중간보고서 (영광), pp. 250.
- 한국해양연구소, 1992. 임해발전소 취·배수 시스템의 적정설계를 위한 수치기술 개발연구 - 표층배수방식(I), pp. 120
- 한국해양연구소, 1993. 임해발전소 취·배수 시스템의 적정설계를 위한 수치기술 개발연구 - 표층배수방식(II), pp. 122
- 허재영, 최한기, 강주복, 1991. 2차원 표층방류 밀도분류의  $k-\epsilon$ 모델에 의한 수치해석, 한국해안·해양공학회지, 제3권 제2호, pp. 81-91.

ASCE Task Committee on Turbulence Models in Hydraulic Computations, 1988. Turbulence modeling of surface water flow and transport: Part I-IV, J. of Hyd. Eng., ASCE, Vol. 114, No. 9, pp. 970-1073.

Blumberg, A. F. and Mellor, G. I., 1980. A coastal ocean numerical model, In: Mathematical modelling of estuarine physics, J. Sundermann and K. P. Holz(editors), Springer - Verlag, pp. 203-219.

Blumberg, A. F. and Mellor, G. I., 1987. A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model, In: Three-dimensional coastal models, N. S. Heaps(editor), American Geophysical Union, Washington, D. C., pp. 1-16.

Darras, M., Donnars, P., Pechon, P., 1987. Three dimensional numerical model for thermal impact studies, In: Three-dimensional models of marine and estuarine dynamics, J. C. J. Nihoul and B. M. Jamart (editors), Elsevier Science Publishers B. V., pp. 489-504.

Demuren, A. O., 1986. Modeling turbulent jets in crossflow, In: Encyclopedia of Fluid Mechanics, Vol. 2-1, Dynamics of Single-fluid Flows and Mixing, N. P. Cheremisinoff(editor), pp. 430-465.

Eckart, C., 1958. Properties of water, Part II. The equation of state of water and sea water at low temperatures and pressures, American J. of Science, Vol. 256, , pp. 225-240.

Electric Power Research Institute, 1980. Methodology for evaluation of multiple power plant cooling system effects., Vol. IV: User guide to model operation, Final report of Research Project 878-1, Vol. 4, pp. 280.

- Electricite de France, 1983. Laboratoire National D'Hydraulique Rapport D'Activite, 1983, pp85.
- Elliott, R. V., 1989. Nanticoke thermal generating station tempering exemption study - mathematical simulation of thermal plumes, Reprot No. 89557, Design and Development Division, Ontario Hydro., pp. 38.
- Flather, R.A. and N.S. Heaps., 1975. Tidal computations for Morecambe Bay. Geophys. J.R. astron. Soc., Vol.42, pp489~517.
- Freeman, N. G., Hale, A. M. and Donard, M. B., 1972. A modified sigma equations' approach to the numerical modeling of Great Lake hydrodynamics, J. of Geophys. Res., Vol. 77, No. 6, pp. 1050-1060.
- Gill, A. E., 1982. Atmosphere-Ocean Dynamics, Academic Press, Inc., pp. 662.
- Katano, N. 1977. Estimation on the evaporation and the heat exchange coefficient at the sea, CRIEOI Report No. 376008, pp. 53.
- Kimball, H. H., 1928. Amount of solar radiation that reaches the surface of the earth on the land and on the sea and methods by which it is measured., Mon. Wea. Rev., Vol. 56, pp. 393-399.
- Launder, B. E., and Spalding, D. B., 1972. Lectures in mathematical models of turbulence, Academic Press.
- Leendertse, J. J. and Liu, S. K., 1977. A three-dimensional turbulent energy model for non-homogeneous estuaries and coastal and fjords, C. J. C. Nihoul(editor), Elsevier, Amsterdam, pp. 387-405.

- Lumb, F.E., 1964. The influence of cloud on hourly amount of total solar radiation at the sea surface., *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 90, pp. 43-56.
- McGuirk, J. J., and Rodi, W., 1979. Mathematical modelling of three dimensional heated surface jets, *J. Fluid Mech.*, Vol. 95, No. 4, pp. 609-633.
- Mellor, G. L., and Yamada, T., 1982. Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. of Geophys. and Space Phys.*, Vol. 20, No. 4, pp. 851-875.
- Mizutori, M., Kadoyu, M., Soga, M. and Katano, N., 1985. Characteristics and prediction of natural water temperature distribution at tidal flat area in winter., *CRIEPI Research report 384024*, pp. 1-57.
- Orlob, G. T. and Marjanovic, N., 1989. Heat exchange., In: *Mathematical submodels in water quality systems*, S. E. Jorgensen and M. J. Gromic (editors), Elsevier, pp. 83-108.
- Pande, B. B. L., and Rajaratnam, N., 1977. An experimental study of bluff buoyant turbulent surface jets, *J. Hyd. Res.*, Vol. 15, pp. 261-275.
- Raithby, G. D., Elliott, R. V., and Hutchinson, B. R., 1987. Prediction of three-dimensional thermal discharge flows, *J. of Hyd. Eng.*, ASCE, Vol. 114, No. 7, pp. 720-737.
- Rodi, W., 1984. Turbulence models and their application in hydraulics - a state of the art review, *Institut fur Hydromechanik, University of Karlsruhe, Karlsruhe, Federal Republic of Germany.*
- Sheng, Y. P., 1983. Mathematical modelling of three-dimensional coastal currents and sediment dispersion : Model development and application, *Technical Report CERC-83-2.*

- Smith, T. J., and Takhar, H. S., 1981. A mathematical model for partially mixed estuaries using the turbulence energy equation, *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, Vol. 13, pp. 27-45.
- Wada, W., and Araki, H., 1986. Development of predictive method for thermal diffusion in the sea near the cooling water outlet, Civil Eng. Lab., CRIEPI.
- Wada, A., Katano, N., Kadoyu, M. and Araki, H., 1975. Study on adaptability of prediction method of simulation analysis for diffusion of discharged warm water in the sea, Civil Eng. Lab. Technical Report C:73001, CRIEPI, pp. 88.
- Wada, A., and Miyaike, K., 1985. Effect of warmed cooling water on heat budget in the bay, Civil. Eng. Lab. Report No. 384043, CRIEPI, pp.41.
- Wang Z., Xu B., Zou E., Gung B. and Li F., 1991. Numerical prediction of the vertical thermal structure in the Bohai and Hunghai Seas - two-dimensional numerical prediction model, In: *Oceanography of Asian Marginal Seas.*, K. Takano(editor), pp. 277-291, Elsevier.





# 부 록



## TR7(Temperature Profile Recorder) 계류 관측

1994년 7월 3일 1부터 16일 까지 고리 원자력 발전소 전면해역에 2개의 정점을 선정, 자동기록형 수온 연직분포 관측기인 TR7을 이용한 각 깊이별 수온관측을 실시하였다. 온배수 영향을 받을 것으로 예상되는 정점 TR7-1과 비교적 온배수의 영향을 적게 받고 외해의 자연 수온변동을 규명할 수 있을 것으로 예상되는 정점 TR7-2를 설정하였다. 자세한 정점의 위치는 Fig.A1에 제시하였으며 각 정점의 수심은 각각 14m, 33m로 정점1의 경우에는 해면하 1m에서 10m까지 1m 간격으로 관측하였고 정점 TR7-2의 경우에는 해면하 1m에서 28m까지 3m 간격으로 관측하였다.

Fig.A2는 정점1의 수온 관측치에서 정점2의 수온 관측치를 뺀 값으로 관측정점의 수심 및 관측 깊이의 차이가 존재하는 관계로 해면하 1m, 4m, 7m, 10m에서의 차이값을 제시하였다. 3°C이상의 차이를 나타내는 등온선이 해면하 약 3m 이상에서 나타나며 7월6일에는 최대 7m까지 내려간다. 또한 3°C이상의 등온선이 전체적으로 연결되어 있지 않고 주기적으로 나타난다.

구체적인 변동의 주기를 규명하기 위하여 각 깊이별 수온관측 자료의 스펙트럼을 분석했다. 스펙트럼 분석 결과(Figs. A3와 A4 참조) 정점 TR7-1과 정점 TR7-2에서 모두 깊이가 증가할 수록 반일 주기의 변동이 우세한 것으로 나타났다. 이러한 현상은 최근 연구가 활발히 진행되고 있는 내부조석(Internal tide)에 관련한 연구결과와 일치하는 것으로 이등(1992)이 관측한 동해의 내부조석의 특성이 수심이 증가할 수록 반일 주기의 조석성분이 우세하다는 결과와 일치한다. 정점 TR7-1의 경우에는 배수구 전면에 위치한 점과 수심이 얇은 천해라는 점에서 온배수에 의한 영향과 태양복사에 의한 영향을 크게 받을 것으로 생각되어 내부

조석 현상과 직접 결부시켜 해석하기 어려운 점이 있다. 그러나 정점2의 비교적 외해의 자연수온 변동을 나타내는 것으로 생각할 수 있어 이러한 반일 주기의 수온변동이 내부조석과 관련되어 있을 것으로 판단된다.

정점 TR7-1의 경우에는 1m, 2m에서의 수온변동의 스펙트럼 분석결과 일주기 변동의 특성이 크게 나타나는데 이 결과는 해양이 복사에 따른 표층의 수온변화 효과 또한 한 원인으로 생각할 수 있다. 또한 특이한 것은 1/3인 내지 1/4일 주기의 수온변동이 수심 8m 에서 관측된 수온변동에도 나타나며 특히 1/4일 주기의 변동은 전층에서 균일하게 나타난다. 정점 TR7-2의 경우에는 이러한 성분이 거의 나타나지 않는 것을 고려할 때 정점 1에서의 1/4인 주기의 수온변동은 온배수에 의한 수온변동의 결과로 추정된다.

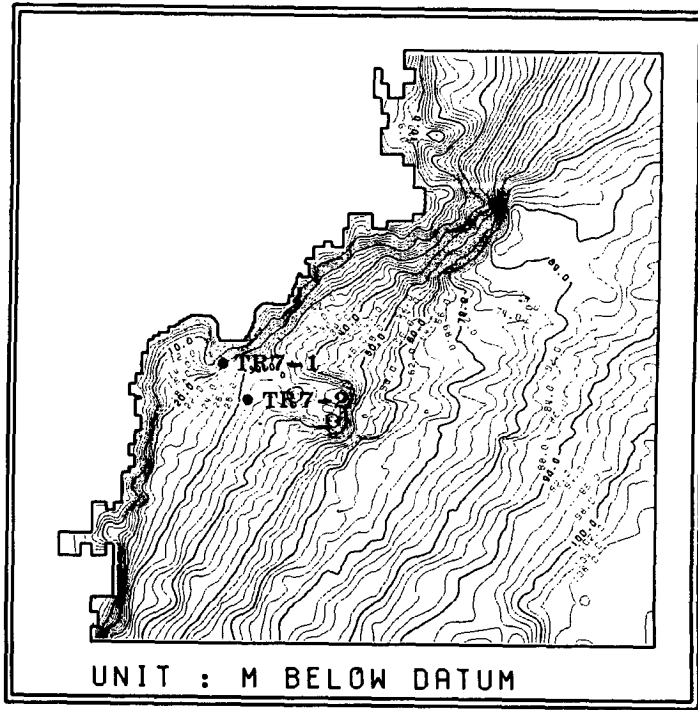


Fig. A1 Mooring positions of temperature profile recorders.

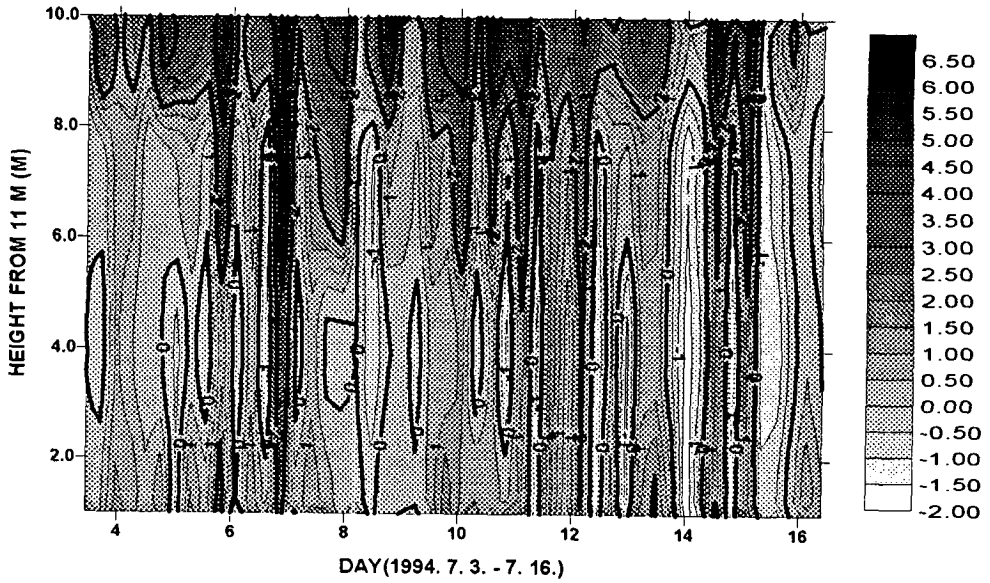


Fig. A2 Temperature difference between TR7-1 and TR7-2.

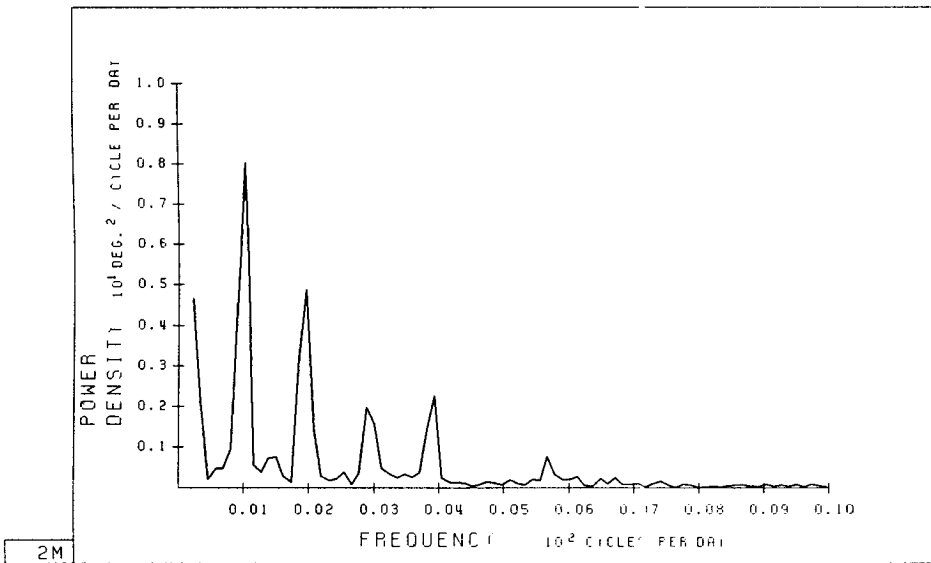
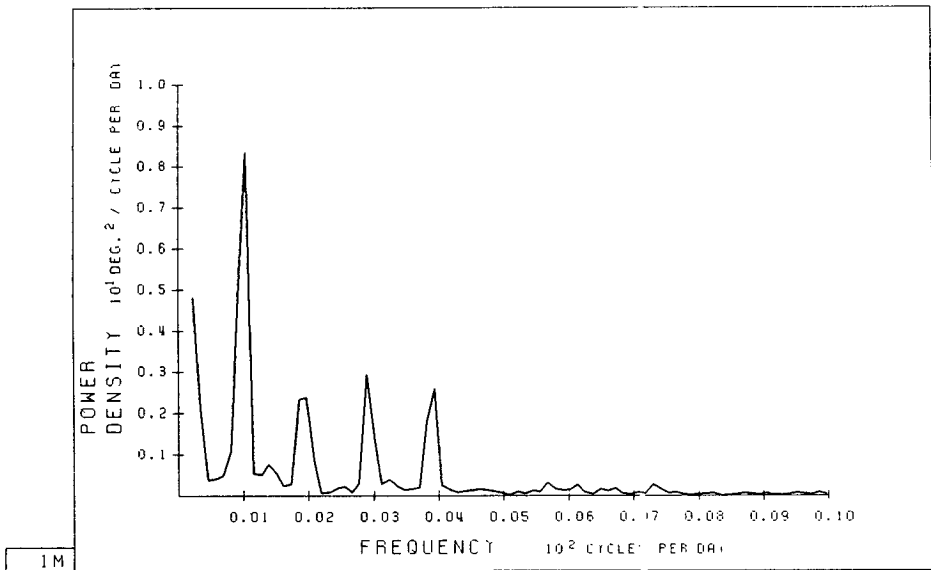


Fig. A3 Energy spectra of TR7-1 recordings.

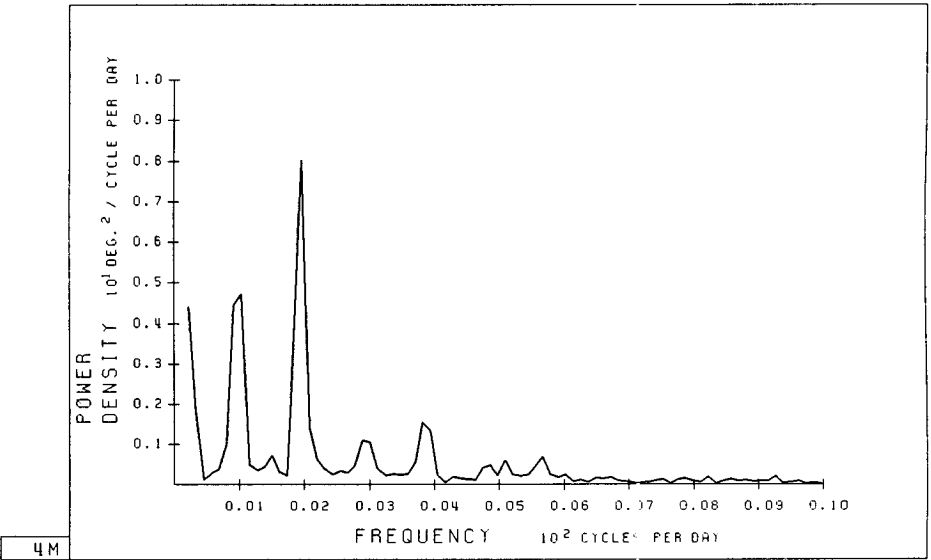
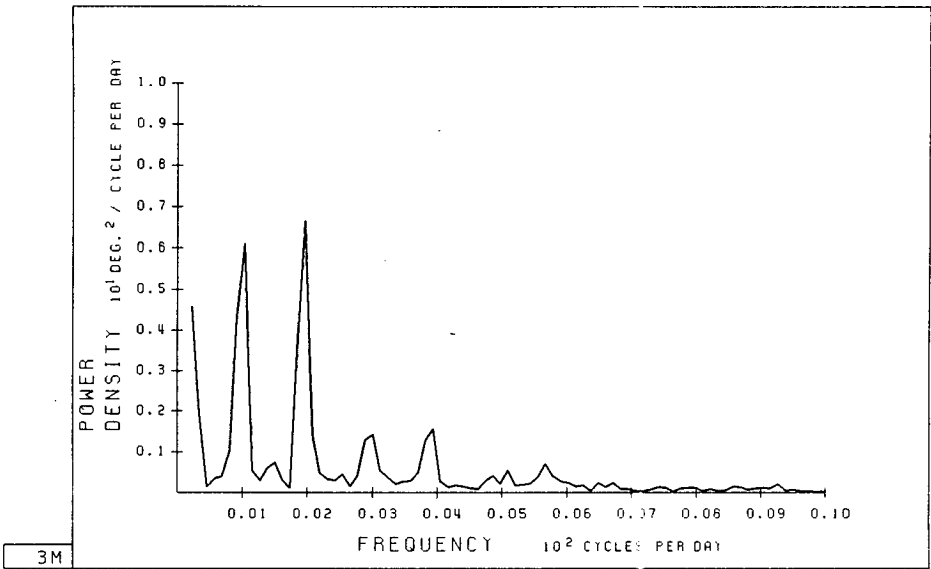


Fig. A3 (cont'd).

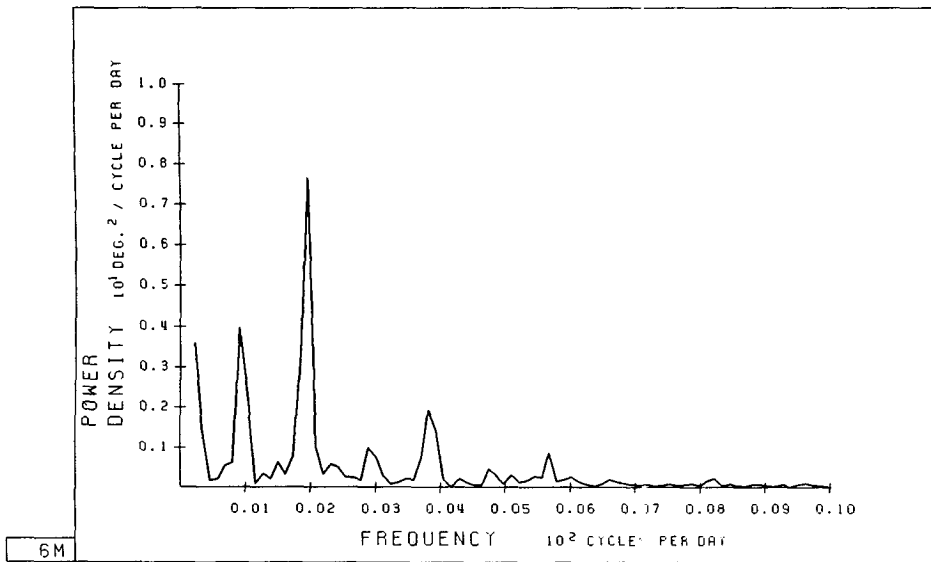
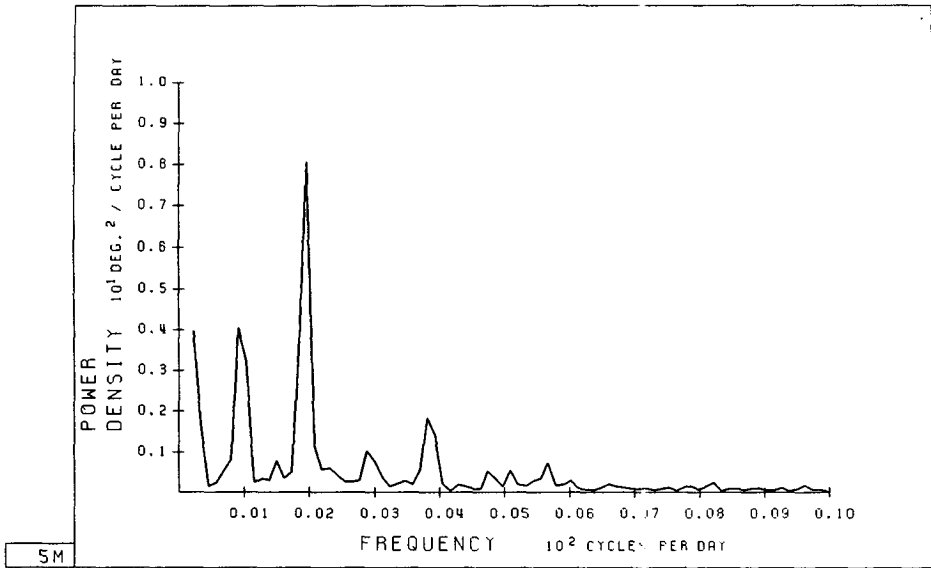


Fig. A3 (cont'd).



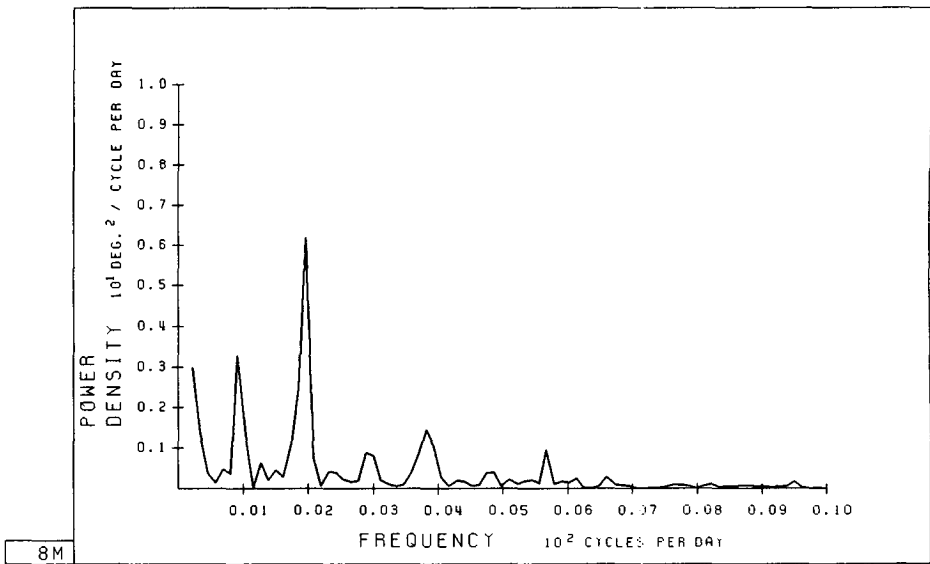
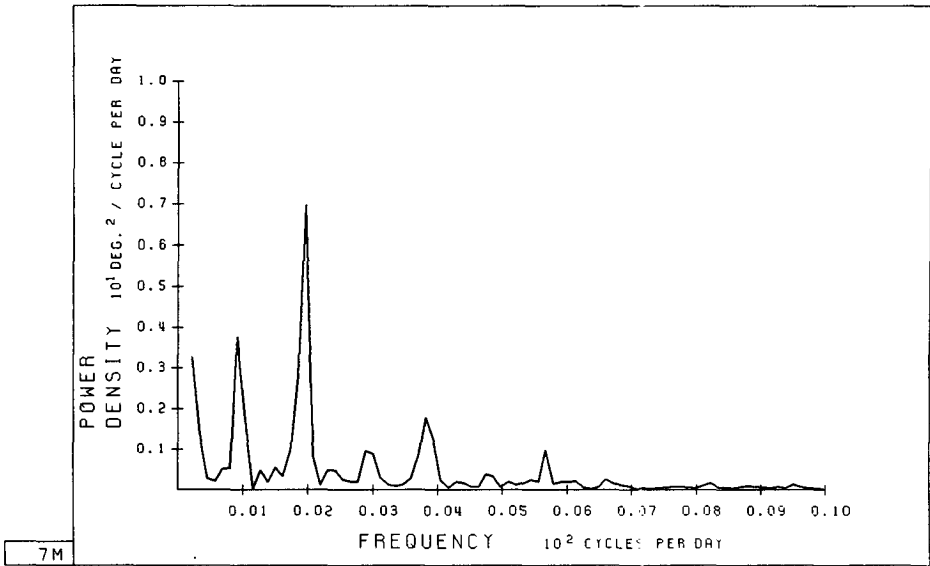


Fig. A3 (cont'd).

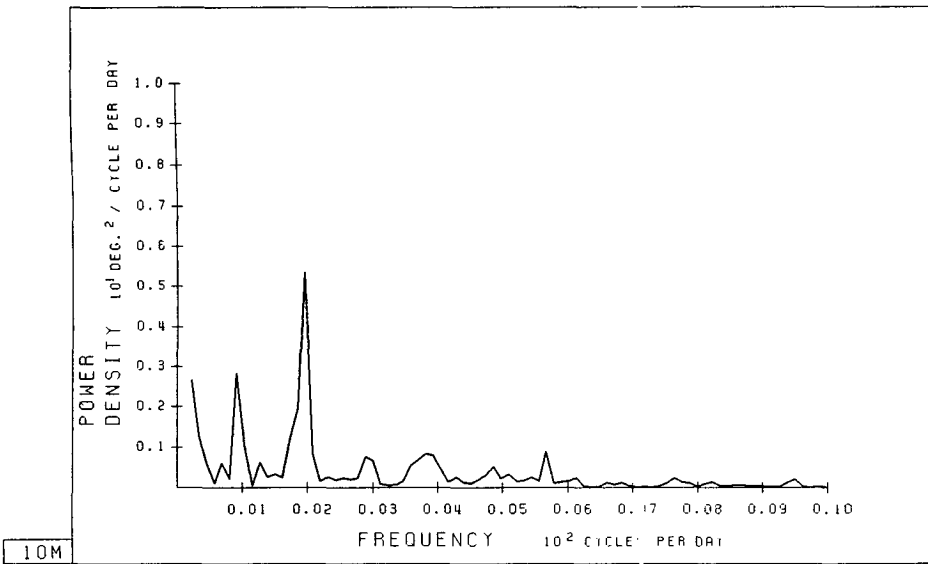
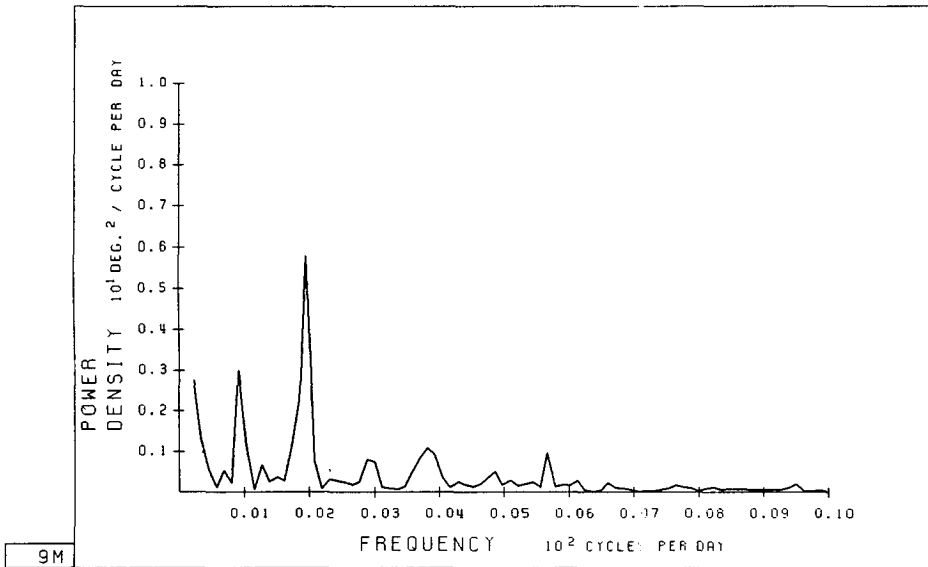


Fig. A3 (cont'd).

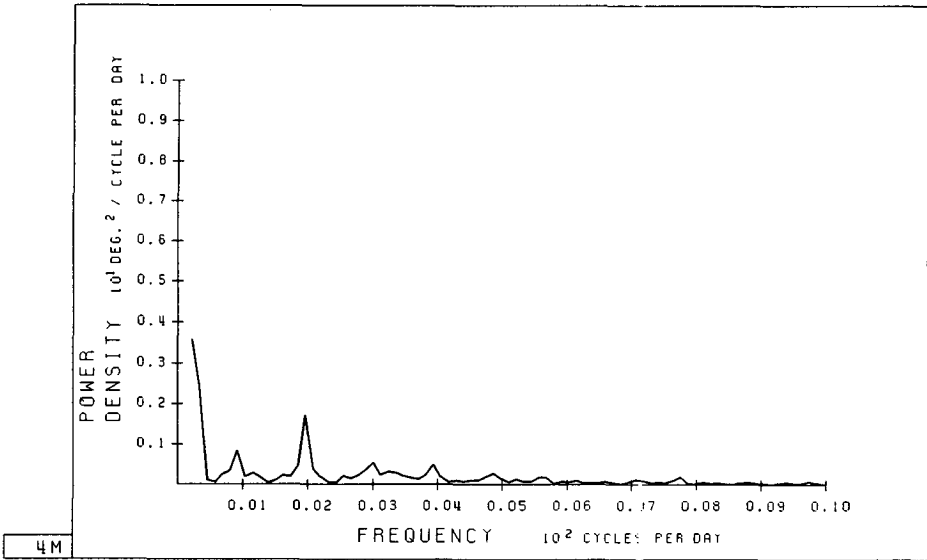
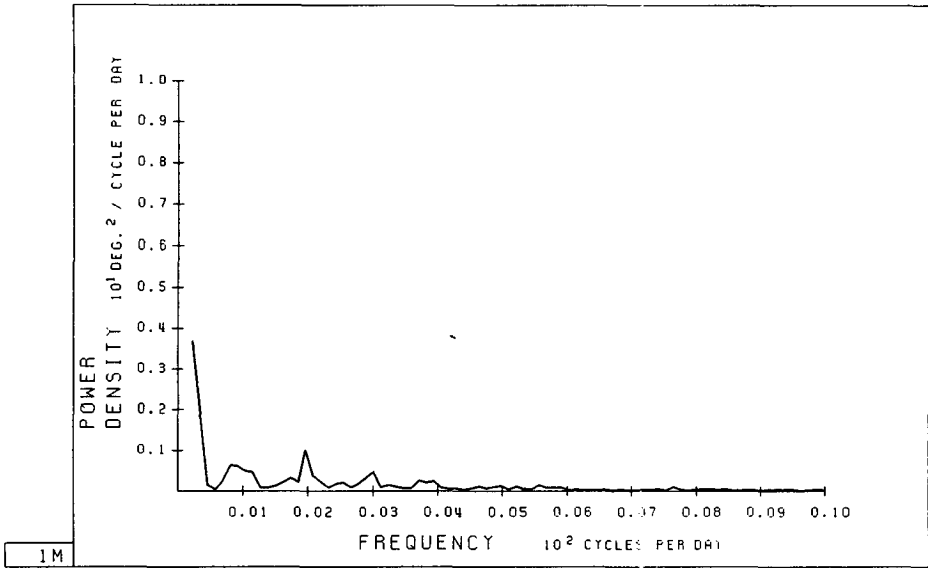


Fig. A4 Energy spectra of TR7-2 recordings.

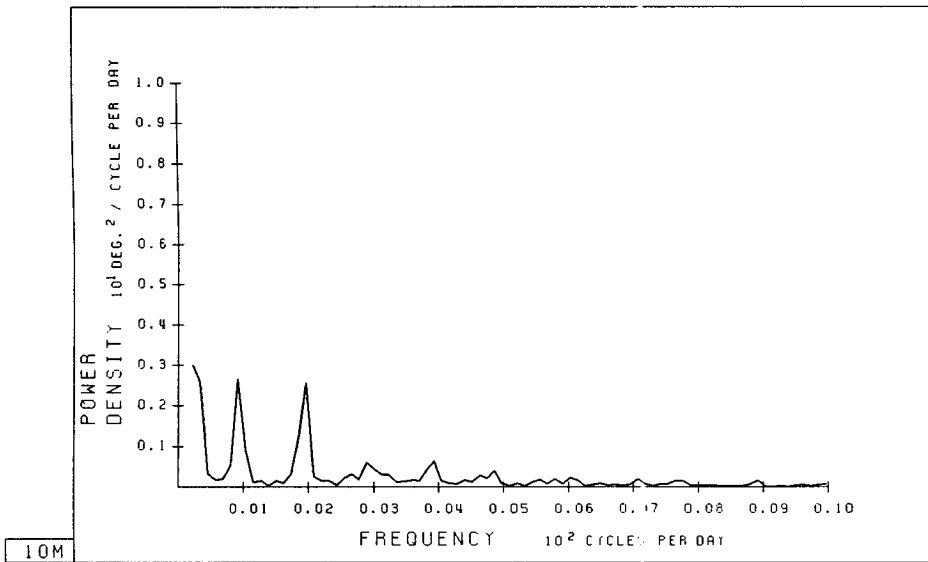
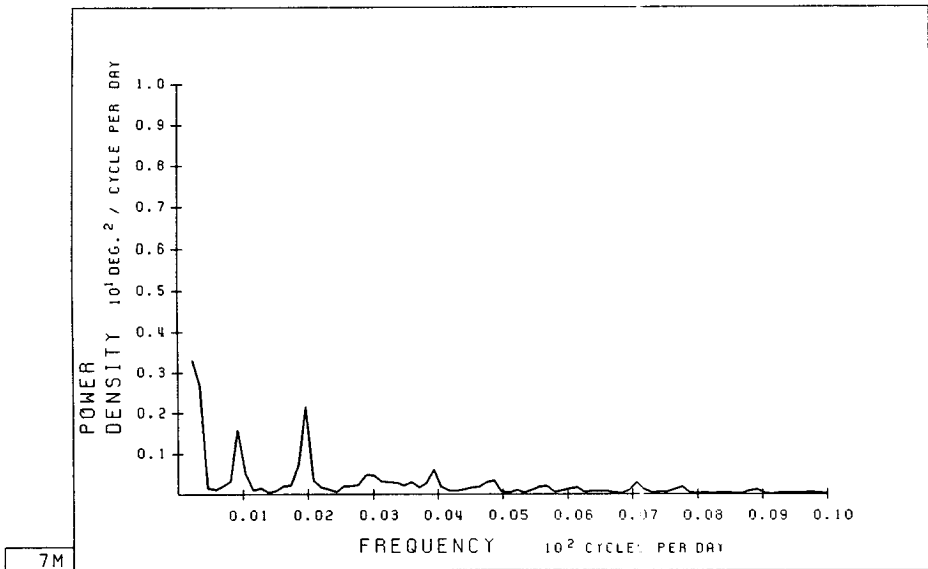


Fig. A4 (cont'd).

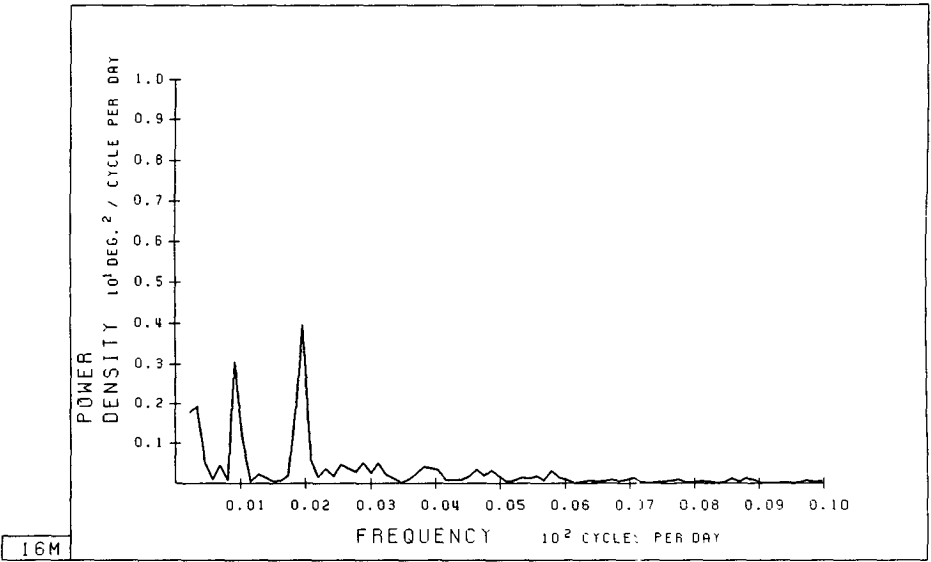
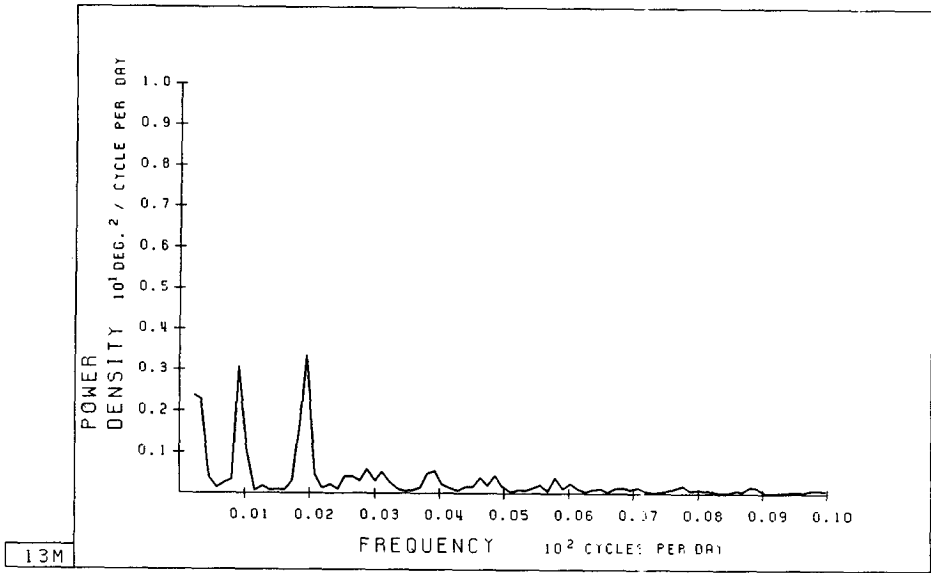


Fig. A4 (cont'd).

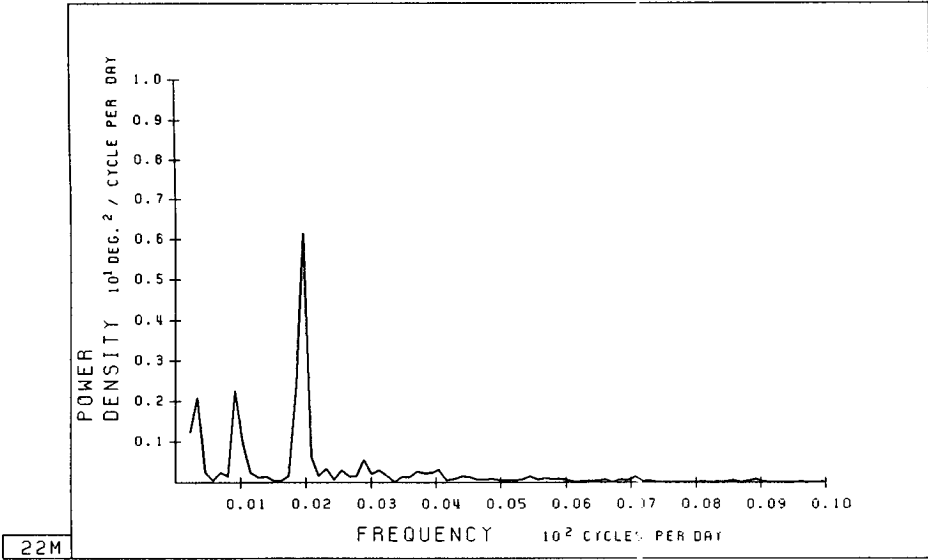
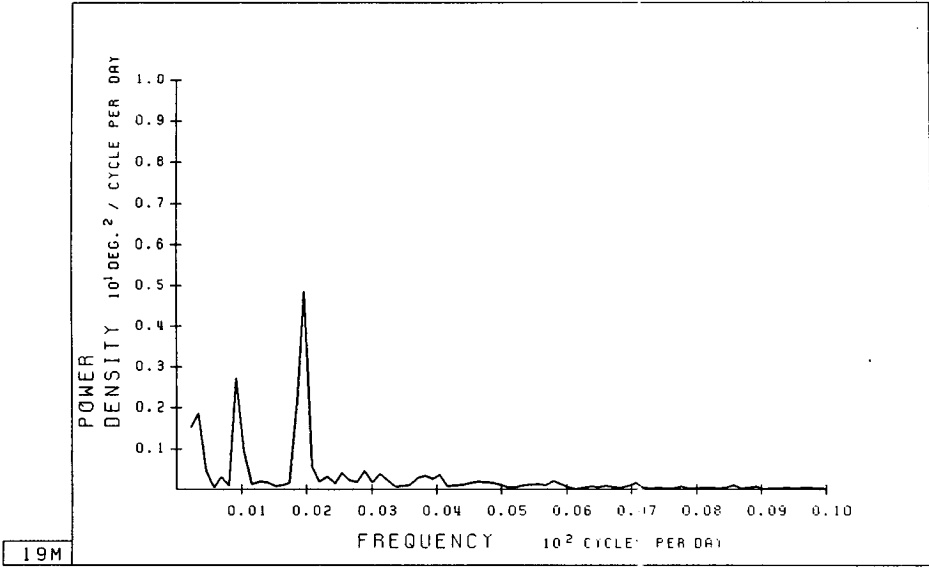


Fig. A4 (cont'd).

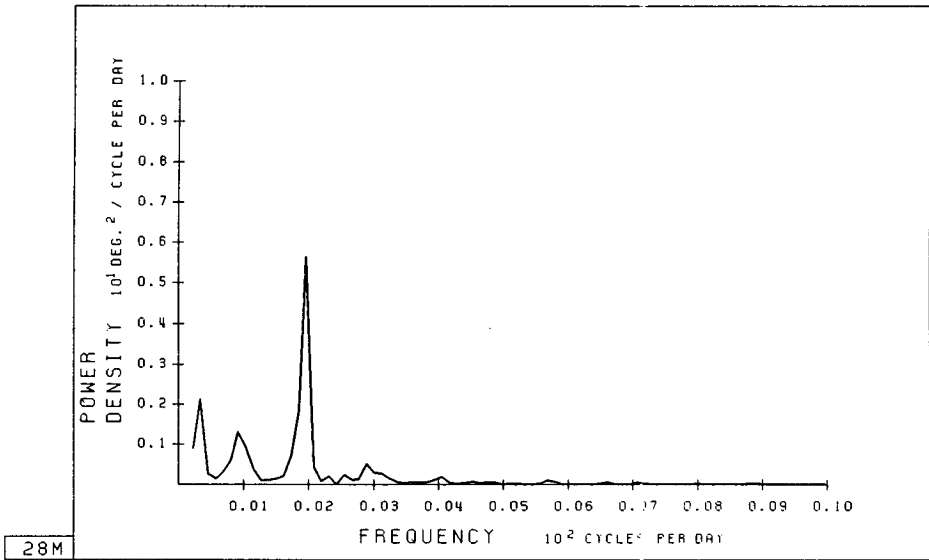
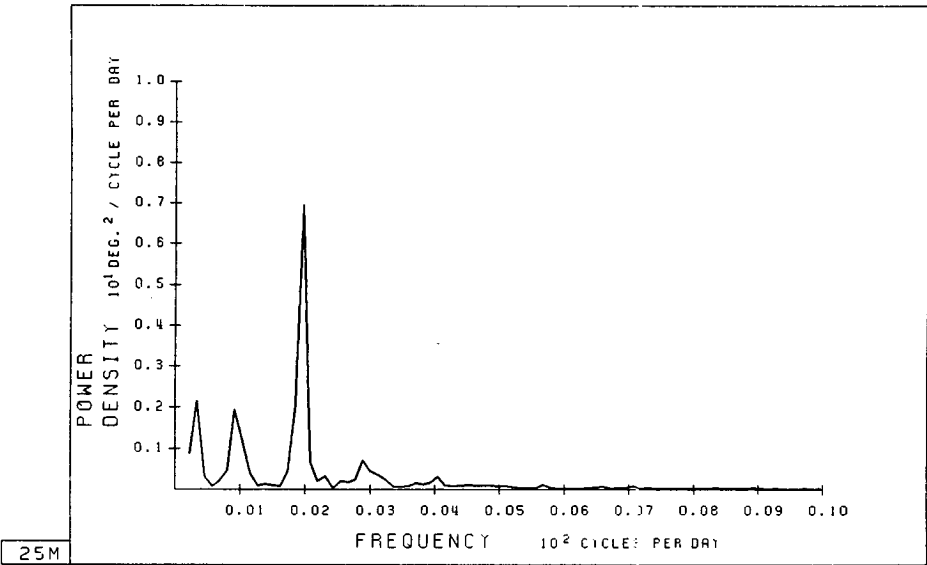


Fig. A4 (cont'd).