

BSPE 00393-715-2

해빈류의 시·공간적 변동성 연구

Temporal and Spatial Variability of Longshore
Currents

1994. 6.

한국해양연구소

제 출 문

한국해양연구소장 귀하

본 보고서를 “해빈류의 시·공간적 변동성 연구” 사업의 연구보고서로 제출
합니다.

1994년 6월

한국해양연구소

연구원 김창식

오병철

전기천

요 약 문

연안류의 주된 기동력은 파랑으로 부터 유도되는 방사응력이다. 그러므로 정밀한 연안류의 산정을 위해서는 파랑장에 대한 세부적인 정보가 필수적이다. 일반적으로 연안류가 존재하는 해역은 쇄파대 근처이므로 수심이 얇기 때문에 파랑은 비선형상호작용으로 강한 비선형성을 갖게 되며 또한 너울과 풍파의 공존으로 파랑의 에너지는 넓은 주파수 (또는 방향) 대역에서 분포한다.

시계열 자료의 Fourier 성분 간의 비선형 상호작용을 분리해 내는 방법으로 bispectrum 해석을 사용할 수 있다. 특히 천해역에서 파랑은 수평적 비대칭 (skewness)와 수직적 비대칭 (asymmetry)을 갖는데 이러한 특성은 bispectrum 분석을 통하여 파악할 수 있다.

또한 파랑에너지의 저면마찰소산과 쇄파대 부근의 난류확산도 연안류의 생성에 큰 관련이 있다. 특히 관측에 의하면 연안류의 분포는 완만한 곡선을 보이는데, 단순파의 경우 이는 난류에 의한 확산계수의 도입으로 설명이 가능하다. 최근 난류 모형의 발달로 여러가지 형태의 모형이 제안되어 왔다. 연안류의 시·공간적 변화를 계산하기 위하여 두 개의 2 방정식 난류모형 ($k-\varepsilon$ 모형과 $k-l$ 모형)을 사용하였다.

방사응력의 계산에서 매우 중요한 역할을 하는 기존의 2차원 방향스펙트럼의 산정법에 연안구조물 등에 의한 반사를 고려하는 방법에 관하여 검토하였다. 여기서는 최우법을 사용하였으며, 수면변위에만 적용할 수 있는 기존의 방법을 수면경사, 궤도유속 등 여러 파동량에 적용할 수 있도록 확장하였다. 반사면과 계기배열의 거리, 입사파의 방향 집중도에 따른 최우법의 방향 및 반사파 분해능을 검토하였다. 또한 입사파와 반사파의 위상 잠김에 의한 영향도 조사되었다.

SUMMARY

It is greatly essential that one should get the detailed information for wave fields in order to accurately estimate longshore currents driven by radiation stresses profoundly depending on wave parameters. The longshore current, with no loss of generality, prevails in the surf zone where the water depth is very shallow and of order of wave height. The surf zone wave field may thus be characterized by nonlinearity due to wave-to-wave interactions and broadband-banded spectra (in frequency and/or direction) due to co-existence of swell and wind sea.

The bispectrum analysis enables one to grasp the nonlinear wave-to-wave interactions between the Fourier components in a time series. Especially, the notable features of waves in shallower depth are horizontal skewness and vertical asymmetry which can be exploited by considering only bispectrum of time series data.

Responsible for longshore current generation are also the wave energy abstraction due to bottom friction and the turbulent mixing in the surf zone. Many a field observation has revealed that the longshore current profiles across the breaker line should be smooth, which has successfully explained by introduction of the turbulent mixing. The two 2-equation models ($k-\varepsilon$ and $k-l$) have been set up to more precisely calculate the temporal and spatial variation of longshore current in this study.

It was investigated that the reflection due to coastal structures was taken

into account in estimation the 2-D directional wave spectrum. Furthermore, the existing maximum likelihood method applicable to only water level records was extended to various wave property records such as surface slopes, orbital motions, and so forth.

목 차

제 1 장 서론	13
제 2 장 쇄파대 근처의 파랑의 비선형성과 bispectrum	15
제 1 절 서론	15
제 2 절 Bispectrum의 정의와 특성	18
제 3 장 2-방정식 난류 모형을 이용한 연안류 수치 해석	37
제 1 절 서론	37
제 2 절 난류에너지 보존식	39
제 3 절 단순파 연안류 해석	42
제 4 절 무차원 상수의 민감도 분석	48
제 5 절 결론	54
제 4 장 방향스펙트럼 산정 및 입·반사파 분해기법	56
제 1 절 서론	56
제 2 절 방향스펙트럼의 산정법	57
제 3 절 입·반사파 분해기법	59
제 4 절 Cross 스펙트럼과 방향스펙트럼과 관계	60
제 5 절 위상간섭항의 영향	61
제 6 절 수정확장최우법(MEMLM)의 유도	64
제 7 절 수치모의 실험에 의한 검토	69
제 8 절 결론 및 토의	85
참고문헌	89

LIST OF FIGURES

Fig. 2.1 Octan space for bispectrum presentable	21
Fig. 2.2 A sample time series of sea surface fluctuations(P) evolving towards the shore line	30
Fig. 2.3 A sample time series of cross-shore velocities(u) evolving towards the shore line	31
Fig. 2.4 A sample time series of longshore currents evolving towards the shoreline	32
Fig. 2.5 Real part of the bispectrum and biamplitude as computed from velocity measured with electromagnetic current meter	35
Fig. 2.6 A cross-spxctrum between cross-shore velocity and optical backscattering signal(OBS)	36
Fig. 3.1a Maximum longshore current velocities computed using various values of C_d and C_2 : Case 1(Feb. 2)	44
Fig. 3.1b Same as Fig. 3.1a except for Case 5(Feb. 6)	45
Fig. 3.2a Cross-shore distribution of various parameters for Case 1(Feb. 2)	52
Fig. 3.2b Same as Fig. 3.2a except for Case 5(Feb. 6)	53
Fig. 4.1 Effect of phase interaction terms (a) $\Delta\theta = 0^\circ$, (b) $\Delta\theta = 30^\circ$	63
Fig. 4.2 Various wave probe array	72
Fig. 4.3 Resolution of reflection waves for probe arrays (Heavy:real, Thin:MEMLM estimate) (a) $s=10$, (b) $s=100$	73
Fig. 4.4 Resolution power of 4-component star array for distance between reflection plane and prove array(Heavy:real, Thin:MEMLM estimate) (a) $s=10$, (b) $s=100$	77

Fig. 4.5 The same as in Fig. 4.4 except 6-component ————— 79

Fig. 4.6 Resolution power of 4-component star array for various spreadings

(Heavy:real, Thin:MEMLM estimation) (a) $r=0.7$, (b) $r=0.8 \sin \theta$ ————— 81

Fig. 4.7 The same as in Fig. 4.6 except 6-component ————— 83

LIST OF TABLES

Table 2.1 Value of $C\chi^2$ as function of confidence limit	23
Table 3.1 Various cases of Visser's laboratory experiments(1991)	46
Table 3.2 Optimum values of C_2 with various values of C_d	49
Table 4.1 Comparison of estimation methods for directional wave spectrum	58

제 1 장 서론

영안역에서 해수의 운동과 이에 수반되는 제반 환경 요인들 간의 상호관계는 매우 복잡하다. 파랑의 쇄파에 의하여 발생하는 해빈류 (또는 연안류:longshore current) 여러가지 연안 현상의 지배하고 있으므로 연안물리에 관한 이해의 제고와 연안공학적인 측면에서 중요하다. 특히 연안에서의 퇴적물 이동, 해안선의 변화, bar와 bump의 발달 등에 일차적으로 연안류가 관련되어 있는 것으로 파악되고 있다. 따라서 연안공학적인 제반 문제에 합리적으로 대처하기 위해서는 연안류의 정밀한 평가가 필요하다. 그러나 연안류의 기인력은 궁극적으로 파랑의 에너지이므로 무엇보다도 파랑장의 정확한 규명이 연안류의 산정에 앞서 선결 과제라고 사료된다.

현장관측 등에 의하면 연안류가 연안과정 (littoral process)에 영향을 미치는 해역은 대체로 쇄파대로 제한되고 있으므로 쇄파현상이 연안류와 밀접한 관련이 있을 것으로 생각할 수 있다. 쇄파는 파랑 변형 중에서 비선형성이 가장 큰 현상이며, 쇄파 후 파랑은 선형적인 천수, 굴절 등에 의하여 변형되지만 쇄파대내에서는 파랑 성분 간의 비선형 상호작용, 저면 마찰 등 비선형항의 중요성도 매우 증대한다. 또한 많은 연구자들이 연안류 산정에서 가정한 것과는 달리 실제 바다에서의 파랑은 단순파 (monochromatic wave)라 매우 불규칙한 현상으로 그 특성은 2차원 방향스펙트럼으로 나타낼 수 있다. 그리고 해빈 경사가 급하거나 jetty 등 연안 구조물이 있는 경우에는 반사의 영향도 무시할 수 없기 때문에 파랑장의 해석은 더욱 복잡해진다. 이러한 비선형성과 불규칙성이 쇄파대에서의 파랑 특성의 규명을 어렵게 하는 요인이다.

본 연구에서는 파랑의 비선형성 해석과 입사파와 반사파가 공존하는 경우 반사파의 분해 방법에 관하여 집중적으로 논의하였으며 또한 최근 활발히 연구되고 있

는 난류 모델을 연안류의 산정과 관련시켜 검토하였다. 제 2 장에서는 비선형 해석에 널리 응용되고 있는 bi-spectrum에 관하여 상세히 언급하고 쇄파대 근처의 파랑 분석에의 적용성을 조사하였으며, 제 3 장에서는 난류 해석에서 가장 폭 넓게 사용되고 있는 2 방정식 난류모형($k-\epsilon$ 모형과 $k-l$ 모형)을 연안류의 계산에 도입하여 연안류의 산정의 정도를 제고할 수 있는 방안에 대하여 검토하였다. 제 4 장에서는 관측 배열(probe array)로부터 방향스펙트럼을 산정하는 기법에 관하여 논의하고 특히 반사파의 분해기법에 대해서 자세하게 언급하였다.

제 2 장 쇄파대 근처의 파랑과 해빈류의 비선형성과 BISPECTRUM

제 1 절 서 론

약 30여년전 Hasselmann *et al.*, (1963)에 의해 처음으로 소개된 bispectral 해석법은 많은 연구자들에 의해 비선형현상에 적용하여 왔다. Hasselmann *et al.* (1963)은 bispectrum의 개념을 소개하는 연구에서 중간수심정도인 수심 11 m 에서의 해양표면 중력파랑의 관측된 bispectrum과 Stokes 유사성, 비공명성을 전제로 하여 비선형 상호 작용을 근거로 한 예측치와의 비교에서 좋은 일치를 얻어내었다. 이로부터 bispectrum 해석법이, 많은 응용분야에서 수집되는 시계열 자료의 Fourier 성분간의 비선형 작용을 분리해 내는 좋은 방법으로 사용되어 왔다.

지금까지 널리 사용되어 오던 일반적 시계열 분석방법은 주로 평균 (mean) 과 분산 (variance)과 같이 시간 공간 개념을 사용한다. Gauss 정규분포로부터의 편차는 주로 수평적 비대칭도 (skewness)와 첨도 (kurtosis)에 의해 정량화 되었다. 시계열 자료에 대한 보다 보완적 정보는 주파수 대역에 대한 분산량의 분포를 나타내는 power spectrum에서 얻을 수 있다. 하지만 power spectrum은 위상정보가 결여되고, 따라서 Fourier 성분간의 위상이 무작위 (random)하지 않고 적어도 연계 위상 (phase-coupled)이 되도록 상호 작용하는 비선형 시계열 자료의 분석 방법으로서는 적당하지 못하다. 위상의 중요성을 이용하는 것은, 대부분의 비선형과정을 연구하기 위한 역학시스템분석에서 널리 사용되는 일반적 방법이다. 특히 bispectral 해석법은, 두성분화합 (quadratic)의 비선형 시스템에서 일어나는 Fourier 모드의 세성분화합 (triad)간의 비선형작용에 의한 연계위상 (phase-coupled)을 분리해 낸다. 이러한 연계위상은 주파수 변이를 동반한 에너지 전환 (즉, super-harmonic와 sub-harmonics의 발달)과, non-Gauss통계치 (즉, 비싸인파 특

성)을 유발할 수 있다. Bispectral 해석법을 두성분화합의 비선형시스템에서 적용한 예로써는, 경제학, 생물학, 유체역학, 프라즈마, 지구물리, 음향, 항공, 기계, 전기전자 등 비선형시스템이 있는 대부분의 역학계에 활용되고 있으며, 특히 해양의 역학적 현상중 비선형 상호 작용의 규명을 위해서도 최근에 많은 발전을 가져왔다.

해양의 다양한 현상에서 비선형작용을 연구하기 위한 bispectrum의 활용은 중간수심에서의 표면중력파 (Hessalman *et al.*, 1963), 수온, 염분, 음속의 평균수직구조로부터의 섭동 (perturbation) (Roden and Bendiner, 1973), 내부파 (MaComas and Briscoe, 1980), 쇄파대로 천수되는 표면중력파 (Elgar and Guza, 1985; Doering and Bowen, 1987), 그리고 해저에서의 중력파에 의한 수압과 수립자 운동관계 (Herbers and Guza, 1985; Herbers *et al.*, 1992) 그리고 최근에는 대륙붕에서의 원중력파 (infragravity waves)와 중력파와의 작용 (Herbers *et al.*, 1993) 등 매우 다양하다. 대부분의 이들 연구들은 연구대상의 과정이 선형시스템에 의한 거동과 일치하는지 여부를 규명하기 위하여 사용되었다. 해안선으로 전파되는 표면중력파는 천수, 굴절, 회절, 반사 등의 현상 외에 비선형상호작용에 의해 파랑특성이 변형되어 쇄파하게 된다. 이때 파랑 특성중 수평적 형태변형은 뾰족한 파봉과 평탄한 파곡의 '모양인 수평비대칭도 (skewness)를, 수직적 형태변형은 톱니형태의 파형을 표현하는 수직비대칭 (asymmetry)을 낳는다. 이러한 비선형작용에 의한 파랑형태의 변화는, 쇄파대 부근 유속의 고차원 모멘트 추정에 영향을 미치며, 유속 모멘트는 연안퇴적물 이동의 부유기동력을 제공하는 중요한 특성값이다. 하지만 지금까지 많은 연구자들에 의해 사용되어오던 Stokes 파랑군은 성분파들이 중심파와 동일한 위상으로 잠긴위상 (phase-locked)을 나타내어 수직비대칭 (asymmetry)은 재현할 수 없다. 또한 기존의 여러 비선형 파랑이론 (solitary, cnoidal이론 등)들도 영구형태 (permanent form)를 사용하기 때문에, 파랑의 천수에 따른 수평비대칭도 (skewness)의 공간적 변동을 추정하거나 천수변형을 모델링 하는데는 많은

제한점이 있다. 또한 지금까지 수행된 수조실험 중 천수에 따른 파랑 비대칭도의 변형과정을 고려한 경우는 없었다 (Doering and Bowen, 1987).

쇄파대 부근의 파랑변형에 따른 비선형상호작용과 이로 야기되는 각종 비선형 특성의 규명과 이해를 위해서는 잘 계획된 첨단 장비에 의한 현장관측과 이들 자료의 신뢰도 높은 해석적 분석방법이 요구되어 왔다. 특히 천해에서 일어나는 비선형 상호작용은 bispectrum의 해석에 의해 분석될 수 있다 (Elgar and Guza, 1985). 또한 만족할 만한 현장자료의 수집은 지난 1970년이래 수차례 수행된 대형 연안 현장실험 (NSTS, C2S2, DUCK, SUPERDUCK, DELILAH 등) 중 최근에 수행된 DELILAH 현장실험(Thornton and Kim, 1993)의 자료는 약 40개의 P-U-V 센서 묶음으로부터 3주간 거의 연속적으로 파랑과 두 직교유속을 4Hz로 관측한 실험으로서, 연안해역의 비선형상호작용을 연구하기에 좋은 현장자료를 제공한다.

따라서 본 연구에서는, 먼저 bispectrum 해석기법의 이론적 접근을 제시하고 기존 연구결과의 특징과 보완성을 기술한 후, DELILAH 현장자료의 분석으로부터 bispectrum의 활용도를 제시하고자 한다. Bispectrum은 2차 공분산함수의 Fourier 변환으로 정의된다 (Hasselmann *et al.*, 1963). Hasselmann *et al.*, (1963)은 미국 캘리포니아 외해의 해저에 설치된 압력센서로부터 수집된 두개의 표면파랑자료의 비대칭도 (skewness)를 분석하기 위하여 bispectrum을 사용하였다. 또 다른 잇점으로는, bispectrum의 허수부분은 파랑의 수직비대칭 (asymmetry)과 밀접한 관계를 가진다 (Masuda and Kuo, 1981; Elgar and Guza, 1985). 그러므로 bispectrum 해석법은 수평과 수직 대칭성의 결여정도를 분석하는데도 좋은 방법으로 사용될 수 있다.

Elgar and Guza (1985)는 NSTS 현장실험에서 얻은 천수되는 표면중력파의 수압자료를 bispectrum으로 해석하여, 수평 및 수직 대칭성을 분석하였다. 심해에서는 파랑의 중심주파수 성분과 첫번째 조화주파수간에 위상이 연계되어 있음을 관측

하였으며, 이는 Hasselmann *et al.*, (1963)의 결과와도 유사하다. 또한 심해에서의 저주파수 성분은, 파군의 포락선 (envelope)과 180° 위상차이를 보이며, 이는 Longuet-Higgins and Stewart (1962, 1964)에 의해 제안되고, 천해에서도 관측된 바 있는 (Kim and Huntley, 1986; Huntley and Kim, 1985), bound (또는 forced) waves와 일치함을 알 수 있다. 천해로 전파되면서 첫번째, 두번째, 세번째 또는 고차원 조화주파수간의 많은 경우의 세성분화합작용이 분석되었으며, 이들의 비선형 상호작용은 곧 진행파랑의 해안선쪽, 해수면경사가 매우 급한 형상을 설명한다. 아주 얇은 천해에서는 저주파수 성분과 풍파성분간의 연계위상 (phase-coupled)관계가 관측되었으며, 이로써 중심주파수 성분과 고차 조화주파수간의 상호작용에 의한 비대칭도(skewness)와 부호가 반대이며 크기가 약 40%에 해당하는 비대칭도를 나타냄을 알아내었다.

쇄파대 부근 천수변형지역에서의 이러한 수압자료와 관련된 비선형적 특성은 파랑에 의해 유도되는 연안류의 비선형 특성과 어떻게 관련되어 있는지는 분명하지 않다. Elgar and Guza (1985)의 분석은 수압자료만 사용하였으며, 지금까지도 천수변형되는 파랑군의 변형을 정확히 예측할 수 있는 해석적 파동이론은 존재하지 않기 때문에 (Elgar and Guza, 1986), 현장에서 직접 관측한 유속자료의 bispectrum 해석은 매우 가치있는 일로 판단된다. 비록 수압자료의 분석으로부터 얻은 Elgar and Guza (1985, 1986)의 결과는 수압의 비선형 특성을 이해하는데는 많은 진보를 가져왔다. 하지만 압력과 유속의 비선형특성은 서로 어떤 관계가 있는지 분명하지 않다. 따라서 본 연구에서는 유속자료의 bispectrum해석결과를 수압자료결과와 비교 검토하고자 한다.

제 2 절 Bispectrum의 정의와 특성

$\zeta(t)$ 를 정상적 무작위 시계열이라 하자. 1차적 근사치로써 $\zeta(t)$ 는 Gauss 분포

를 따른다는 가정을 함으로써 이 시스템은 통계적으로 상관성 없는 여러 파동의 중첩으로 대표될 수 있다 (즉 각 성분파의 위상이 서로 무작위 관계이다). 이 경우 $\zeta(t)$ 는 2차원 power spectrum으로 완전하게 표현된다. 즉

$$P(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau \quad (2.1)$$

여기서,

$$R(\tau) = E[\zeta(t)\zeta(t+\tau)] \quad (2.1a)$$

그리고 τ 는 시간지체, $E[\]$ 는 기대치를 나타낸다. Power spectrum은 Fourier 상수를 이용하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$P(f) = E[A(f)A^*(f)] \quad (2.2)$$

여기서 $A(f)$ 는 주파수 f 에 대한 복소 Fourier 상수이고, A^* 는 A 의 공액[conjugate] 복소수이다.

$\zeta(t)$ 의 Fourier 성분간의 위상이 무작위 분포를 하지 않으면, $\zeta(t)$ 는 Gauss 분포를 갖지 않는다 (Hasselmann *et al.*, 1963). 이 경우 일반적 power spectrum으로는 위상정보가 없기 때문에 Gauss 분포에서 얼마나 벗어나는지 알 수 없다. Bispectrum의 장점인 위상정보는 이러한 non-Gauss 특성정도를 기술해 준다. Hasselmann *et al.*, (1963)에 의하면 bispectrum은 2차 공분산 함수의 Fourier 변환으로 정의된다.

$$B(f_1, f_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\tau_1, \tau_2) e^{-i(2\pi(f_1\tau_1 + f_2\tau_2))} d\tau_1 d\tau_2 \quad (2.3)$$

여기서

$$S(\tau_1, \tau_2) = E[\zeta(t)\zeta(t+\tau_1)\zeta(t+\tau_2)] \quad (2.3a)$$

또는 power spectrum의 경우와 같이, bispectrum도 Fourier 상수로 표현될 수 있다

(Kim and Powers, 1979).

$$B(f_1, f_2) = E[A(f_1)A(f_2)A^*(f_3)] \quad (2.4)$$

여기서 비선형작용을 일으키는 주파수의 통상적 표현은 $f_1 + f_2 = f_3$ 으로 정의한다. 일반적으로 실수 시계열 $\zeta(t)$ 의 power spectrum은 실수만을, bispectrum은 실수와 허수 성분을 갖는다.

식(2.4)로부터 bispectrum $B(f_1, f_2)$ 가 0이 아닌 값을 갖는 경우는, 주파수 f_1 성분과 f_2 성분의 상호작용에 의한 합 또는 차이 주파수 f_3 성분이 생성(존재)되어 위상 상관성이 존재하는 경우이다. 즉 f_1, f_2, f_3 중 어느 한 주파수를 갖는 파동성분이 없거나 또는 성분간의 위상이 서로 통계적으로 독립(무작위)일 경우에는 bispectrum 이 존재하지 않는다. 실수 시계열 $\zeta(t)$ 에 대하여 $A(f) = A^*(-f)$ 이므로, bispectrum 은 다음과 같은 대칭성을 갖는다.

$$\begin{aligned} B(f_1, f_2) &= B(f_2, f_1) = B(f_1, -f_1 - f_2) = B(-f_1 - f_2, f_1) \\ B(f_2, -f_1 - f_2) &= B(-f_1 - f_2, f_2) \end{aligned} \quad (2.5)$$

이러한 관계에 의하여 bispectrum은 다음의 조건을 만족시키는 8분면에 존재한다 (Fig. 2.1).

$$0 \leq f_1 \leq \infty, \quad 0 \leq f_2 \leq f_1 \quad (2.6)$$

통계적으로 변량 $\zeta(t)$ 의 제곱평균, 또는 분산은 power spectrum의 적분으로 구할 수 있다.

$$E[\zeta^2(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} P(f) df \quad (2.7)$$

같은 방법으로, bispectrum의 실수부분의 적분으로부터 변량 $\zeta(t)$ 의 평균세제곱량

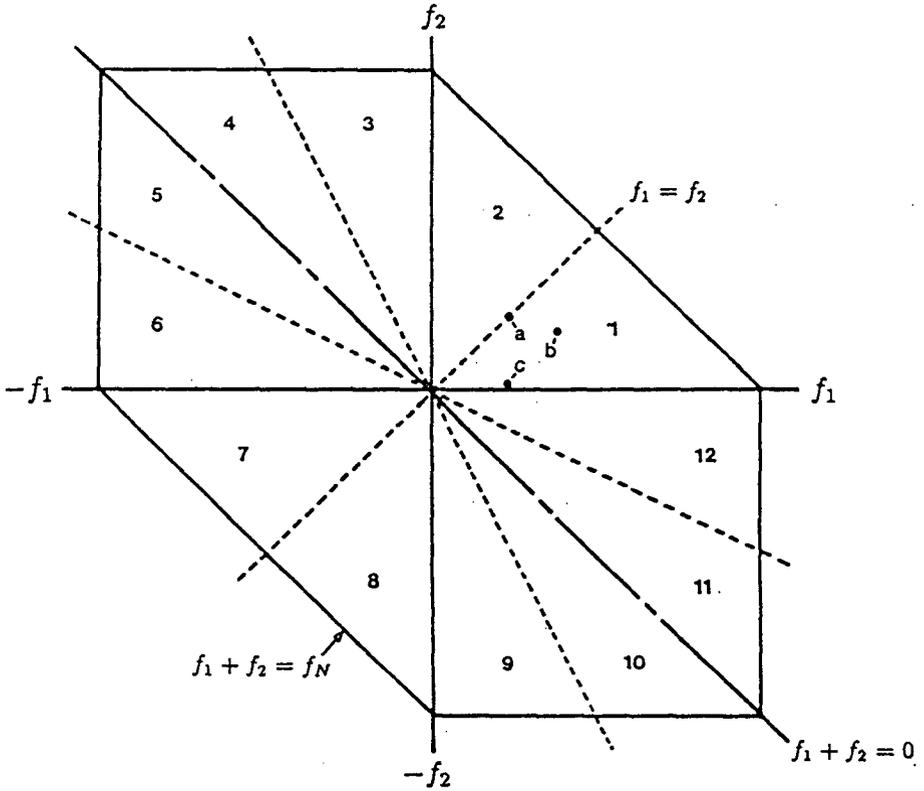


Fig. 2.1 Octan space for bispectrum presentable

또는 3차 모멘트를 계산할 수 있다 (Hasselmann *et al.*, 1963).

$$E[\zeta^3(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Re}\{B(f_1, f_2)\} df_1 df_2 \quad (2.8)$$

여기서 Re 은 실수부분을 나타낸다. $\zeta(t)$ 의 비대칭도 (skewness), 즉 무차원 평균세
제공량은 식(2.8)을 $E[\zeta^2(t)]^{3/2}$ 에 의해 표준화하여 얻을 수 있다.

$$S = \frac{E[\zeta^3(t)]}{E[\zeta^2(t)]^{3/2}} \quad (2.9)$$

또한 bispectrum의 허수부분의 적분으로 수직비대칭 (asymmetry)을 정의 한다 (Elgar and Guza, 1985).

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \text{Im}\{B(f_1, f_2)\} df_1 df_2}{E[\zeta^2(t)]^{3/2}} \quad (2.10)$$

여기서 $f_1 > f_2$ 그리고 Im은 허수부분을 나타낸다. Bispectrum의 허수부분은 시계열 경사의 수평비대칭도 (skewness)와 다음과 같은 관계를 가진다.

$$E\left[\left(\frac{\partial \zeta}{\partial t}\right)^3\right] = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} (2\pi)^3 f_1 f_2 f_3 \text{Im}\{B(f_1, f_2)\} df_1 df_2 \quad (2.11)$$

이론상 bispectrum의 값을 갖지 못하는 정규 Gauss 분포의 한정된 길이의 시계열 자료는 0이 아닌 bispectrum 값을 가지는데, 이는 자료의 길이 한계성 때문에 발생한다. 이러한 분석상 오류를 제거하기 위하여, 즉 한정된 길이의 시계열 자료의 분석에서 연계위상 관계와 무작위 위상관계를 혼돈없이 구분하기 위하여 (Kim and Power, 1979)는 bicoherence spectrum을 다음과 같이 정의 하였다.

$$b^2(f_1, f_2) = \frac{|B(f_1, f_2)|^2}{E[|A(f_1)A(f_2)|^2]E[|A(f_3)|^2]} \quad (2.12)$$

여기서 $0 \leq b^2 \leq 1$ 이다. 분명히 $b^2(f_1, f_2)$ 는 파랑진폭에 독립적이지만 $B(f_1, f_2)$ 는 식(2.4)에서와 같이 파랑진폭에 대해 독립적이지 아니다.

자유도 ν 가 높을 경우, b^2 는 자유도 2의 χ^2 분포를 가진다 (Elgar and Guza, 1988). 이때 자유도 $\nu > 10$ 인 경우 b^2 의 신뢰도 한계는 다음과 같다.

$$b_{c.l.\%}^2 = \frac{C_{\chi^2}}{\nu} \quad (2.13)$$

여기서 c.l.은 요구되는 신뢰상수이고 C_{χ^2} 은 상수이며 신뢰상수에 따라 Table 2.1에
서와 같이 주어진다.

Table 2.1 Values of C_{χ^2} as function of confidence limit.

c. l. (%)	C_{χ^2}
50	1.386
80	3.219
95	5.991
99	9.210

Bispectrum의 표현식인 식(2.4)로부터, $B(f_1, f_2)$ 는 다음과 같이 biamplitude와
biphase로 표현될 수 있다.

$$B(f_1, f_2) = |B(f_1, f_2)|e^{-i\beta(f_1, f_2)} \quad (2.14)$$

여기서 biphase $\beta(f_1, f_2)$ 는

$$\beta(f_1, f_2) = \tan^{-1} \left\{ \frac{\text{Im}\{B(f_1, f_2)\}}{\text{Re}\{B(f_1, f_2)\}} \right\} \quad (2.15)$$

과 같이 주어지며, Fourier 상수를 진폭과 위상으로 표현하면,

$$A(f) = |A(f)|e^{-i\beta(f)} \quad (2.16)$$

으로써, 식(2.15)의 biphase는 다음과 같이 주어진다 (Kim and Power, 1980).

$$\beta(f_1, f_2) = \theta(f_1) + \theta(f_2) - \theta(f_3) \quad (2.17)$$

예로써

$$\zeta(t) = a_1 \cos(2\pi f_1 t + \theta_1) + a_2 \cos(2\pi f_2 t + \theta_2) + a_3 \cos(2\pi f_3 t + \theta_3) \quad (2.18)$$

여기서 $f_1 + f_2 = f_3$ 인 서로 자가작용 (자가작용일 경우에는 $f_1 = f_2$ 를 만족하는 $f_1 + f_2 = f_3$ 경우)으로써 Fig. 2.1 에서 $f_1 = f_2$ 인 선분위에 있게 된다.)이 아닌 합작용의 경우의 Bispectrum은,

$$B(f_1, f_2) = A(f_1)A(f_2)A^*(f_1 + f_2) = \frac{1}{8} a_1 a_2 a_3 e^{i(\theta_1 + \theta_2 - \theta_3)} \quad (2.19)$$

로 계산된다.

만약 위상 $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ 가 일정하게 결정되면, 잠긴위상 (phase-locked)의 경우가 되어 $b^2 = 1$ 이 된다. 식 (2.17)에 의한 biphase는

$$\beta(f_1, f_2) = \theta_1 + \theta_2 - \theta_3 \quad (2.20)$$

로 주어진다.

두개 이상의 서로 연관된 자료의 동시관측시, 각 자료의 비선형 연계위상 관계를 규명하기 위하여 cross-bispectrum을 사용한다. 수은, 염분과 음속자료간의 관련도에 사용된 바 있으며 (Roden and Bendiner, 1973), 바람과 해류관계 (Yao *et al.*, 1974) 그리고 심해 및 천해파변형 (Elgar and Guza, 1985; Doering and Bowen, 1987) 등의 연구에 사용되었다. 일반적 bispectrum과 유사한 원리를 이용하면, cross-bispectrum (XB) 에 대한 특성을 정의할 수 있다.

$$XB(f_1, f_2) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\tau_1, \tau_2) e^{-i(2\pi(f_1\tau_1 + F_2\tau_2))} d\tau_1 d\tau_2 \quad (2.21)$$

여기서 $S(\tau_1, \tau_2) = E[\zeta_1(t)\zeta_1(t+\tau_1)\zeta_2(t+\tau_2)]$ 이고, $\zeta_1(t)$ 와 $\zeta_2(t)$ 는 서로 다른 시계열자료이다. 이 때 3개의 서로 다른 시계열자료에 대해

$$S(\tau_1, \tau_2) = E[\zeta_1(t)\zeta_1(t+\tau_1)\zeta_2(t+\tau_2)]$$

$$XB(f_1, f_2) = E[A(f_1)A(f_2)A_3^*(f_3)] \quad (2.22)$$

로 정의할 수 있다. Cross-bispectrum의 경우도 일반적 bispectrum의 경우와 같이 비교 시계열 자료간에 뚜렷한 위상관계가 있을 때에는 0이 아닌 $XB(f_1, f_2)$ 값을 갖는다.

제 3 절 Bispectrum의 활용

다음은 상기 관계식을 이용하여 작성된 Bispectrum과 Skewness와 asymmetry의 계산을 위한 submodule이다

```

C-----
C   S U B R O U T I N E   B I X X
C-----
      SUBROUTINE BIXX(COEF, NPTS, NFBM, NMF, NBLKS)
      PARAMETER (IDIM=64, I2DIM=128)
      PARAMETER (INPTS=256)
      DIMENSION COEF(2, *), XI2(I2DIM), XIJ2(IDIM, IDIM)
      COMPLEX C(INPTS), BISPC(IDIM, IDIM)
C
C   READ THE FOURIER COEFFICIENTS INTO A CMLPX ARRAY 'C( , )'
C   WHERE C=(A-IB)
      DO 100 J=2, NPTS/2+1
          A=COEF(1, J)
          B=COEF(2, J)
          C(J-1)=CMLPX(A, B)

```

```

100 CONTINUE
C
C
C   COMPUTE RAW BISPECTRUM VALUES
C   & MERGE.
C   IF I=J THEN A TRIANGLE OF RAW BISPECTRUM ESTIMATES ON THE
C   DIAGONAL IS BEING MERGED, IF I .NE. J THEN A SQUARE OF RAW
C   BISPECTRUM ESTIMATES BENEATH A DIAGONAL TRIANGLE IS BEING MERGED.
C
DO 200 I=1,NMF
  DO 210 J=1,I
    BISPC(I,J)=CMPLX(0.,0.)
    IF (I .EQ. J) THEN
      DO 220 K=NFBM*(I-1)+1,NFBM*I
        DO 230 L=NFBM*(J-1)+1,K
          BISPC(I,J)=BISPC(I,J)+C(K)*C(L)*CONJG(C(K+L))
230          CONTINUE
220          CONTINUE
        ELSE
          DO 240 K=NFBM*(I-1)+1,NFBM*I
            DO 250 L=NFBM*(J-1)+1,NFBM*J
              BISPC(I,J)=BISPC(I,J)+C(K)*C(L)*CONJG(C(K+L))
250              CONTINUE
240              CONTINUE
            END IF
          210          CONTINUE
        200          CONTINUE
      C
      C
      C   DETERMINE BICOH NORMALIZATION
      C   TERMS.
      C   SINCE THE DENOMINATOR OF THE BICOHERENCE CONTAINS THE
      C   TERMS  $\sqrt{X2(I)*X2(J)*X2(I+J)}$  IT IS NECESSARY TO
      C   DETERMINE X(I) FOR I UP TO 2*NMF, BECAUSE OF THE I+J INDEX.
      C

```

```

DO 300 I=1,2*NMF
  XI2(I)=0.
  DO 310 J=NFBM*(I-1)+1,NFBM*I
    XI2(I)=XI2(I)+REAL(C(J))**2+AIMAG(C(J))**2
  310 CONTINUE
300 CONTINUE
C
DO 350 I=1,NMF
  DO 360 J=1,I
    XIJ2(I,J)=XI2(I)*XI2(J)
  360 CONTINUE
350 CONTINUE
C
C USE THE FOLLOWING SUBROUTINE TO ADD THE PREVIOUS COMPUTED
C BISPECTRUM VALUES AND BICOHERENCE NORMALIZATION VALUES TO
C THE PREVIOUS BLOCK'S VALUES.
CALL SUMMTN(BISPC,XI2,XIJ2,NMF)
C
RETURN
END

C-----
C SUBROUTINE SKWASY
C-----

SUBROUTINE SKWASY(ABISPC,AXI2,NPTS,NBLKS,NFBM,NMF,DT)
PARAMETER (IDIM=64,I2DIM=128)
COMPLEX ABISPC(IDIM,IDIM)
DIMENSION AXI2(I2DIM),FREQ(IDIM)
C
C DEFINE THE WIDTH OF A MERGED FREQUENCY BAND AS
DF=FLOAT(NFBM)/(FLOAT(NPTS)*DT)
C DETERMINE THE NYQUIST FREQUENCY
FN=1./(2.*DT)
C
C COMPUTE THE VARIANCE OF THE TIME SERIES FROM THE FOURIER COFF.,

```

```

C   TAKING NOTE THAT ONLY THE COEFFICIENTS TO NYQUIST/2 ARE USED.
    SVAR=0.
    DO 300 I=1,NMF
        SVAR=SVAR+AXI2(I)
300 CONTINUE
C   ACCOUNT FOR THE IMAGINARY PART, AND MULTIPLY THE SUM BY 2.
    SVAR=2.*SVAR
C
C   COMPUTE THE SKEWNESS AND ASYMMETRY IN THE RECORD.
    SSKW=0.
    SASY=0.
    DO 400 I=1,NMF
        DO 410 J=1,I
            SKW=12.*REAL(ABISPC(I,J))
            ASY=12.*AIMAG(ABISPC(I,J))
            IF (J .EQ. I) THEN
                SKW=0.5*SKW
                ASY=0.5*ASY
            END IF
            SSKW=SSKW+SKW
            SASY=SASY+ASY
410 CONTINUE
400 CONTINUE
C
    REWIND 3
    CALL PAGE(3)
    CALL PRTID(3)

```

```

WRITE(3, 9520) FN/2., SVAR, SSKW, SASY, SSKW/SASY,
&
          SSKW/(SVAR**1.5), SASY/(SVAR**1.5)
9520 FORMAT(1X, 'ESTIMATES FROM BISPECTRUM',/,
&
          1X, '-----',/,
&
          1X, '(NOTE: BASED ON ENERGY LYING BELOW ', F5.3, ' HZ)', //,
&
          1X, 'VARIANCE= ', G12.6, /,
&
          1X, 'SKEWNESS= ', G12.6, /,
&
          1X, 'ASYMMETRY= ', G12.6, //,
&
          1X, 'SKEWNESS/ASYMMETRY= ', F8.3, //,
&
          1X, 'NORMALIZED SKEWNESS= ', G12.6, /,
&
          1X, 'NORMALIZED ASYMMETRY= ', G12.6, /)

```

C

```

WRITE(3, 9530) NPTS, NBLKS, NPTS*NBLKS,
&
          DF, NFBM, NMF*(NMF+1)/2
9530 FORMAT(1X, 'CHARACTERISTICS OF ABOVE STATISTICS:', /,
&
          6X, 'NUMBER OF POINTS PER FFT= ', I4, /,
&
          6X, 'NUMBER OF BLOCKS TRANSFORMED(AVERAGED)= ', I2, /,
&
          6X, 'TOTAL NUMBER OF POINTS= ', I6, /,
&
          6X, 'WIDTH OF MERGED FREQ. BAND (DF)= ', F5.4, /,
&
          6X, 'NUMBER OF MERGED ESTIMATES/FREQ BAND= ', I2, /,
&
          6X, 'TOTAL NO. BISPECTRAL ESTIMATES SUMMED= ', I4, //)
RETURN

```

Bispectrum의 분석을 위하여 Thornton and Kim(1993)에 설명된 DELILAH 현장자료가 사용되었다. 향안방향으로 9개의 P-U-V센서꾸러미가 설치되어 동시에 4Hz로 관측된 자료로써, 쇄파대 급해의 비선형 변형과정을 연구하기에 가장 적당한 현장자료이다. Fig. 2.2는 해안선으로부터 5개의 센서에서 관측된 해수면 승강(파랑)의 시계열자료이며, Fig. 2.3과 Fig. 2.4는 각각 향안방향과 연안방향의 유속을 나타낸다. 이 시계열 자료에서 볼 수 있듯이, 수평 및 수직 비대칭이 매우 뚜렷하게, 이로써 비선형 상호작용이 매우 강한 것으로 보고, Bispectrum의 활용하고자 한다. 예제로 분석된 Bispectrum의 통계결과는 다음과 같다.

PW1214 TIME BLOCK 1 SERIES 1

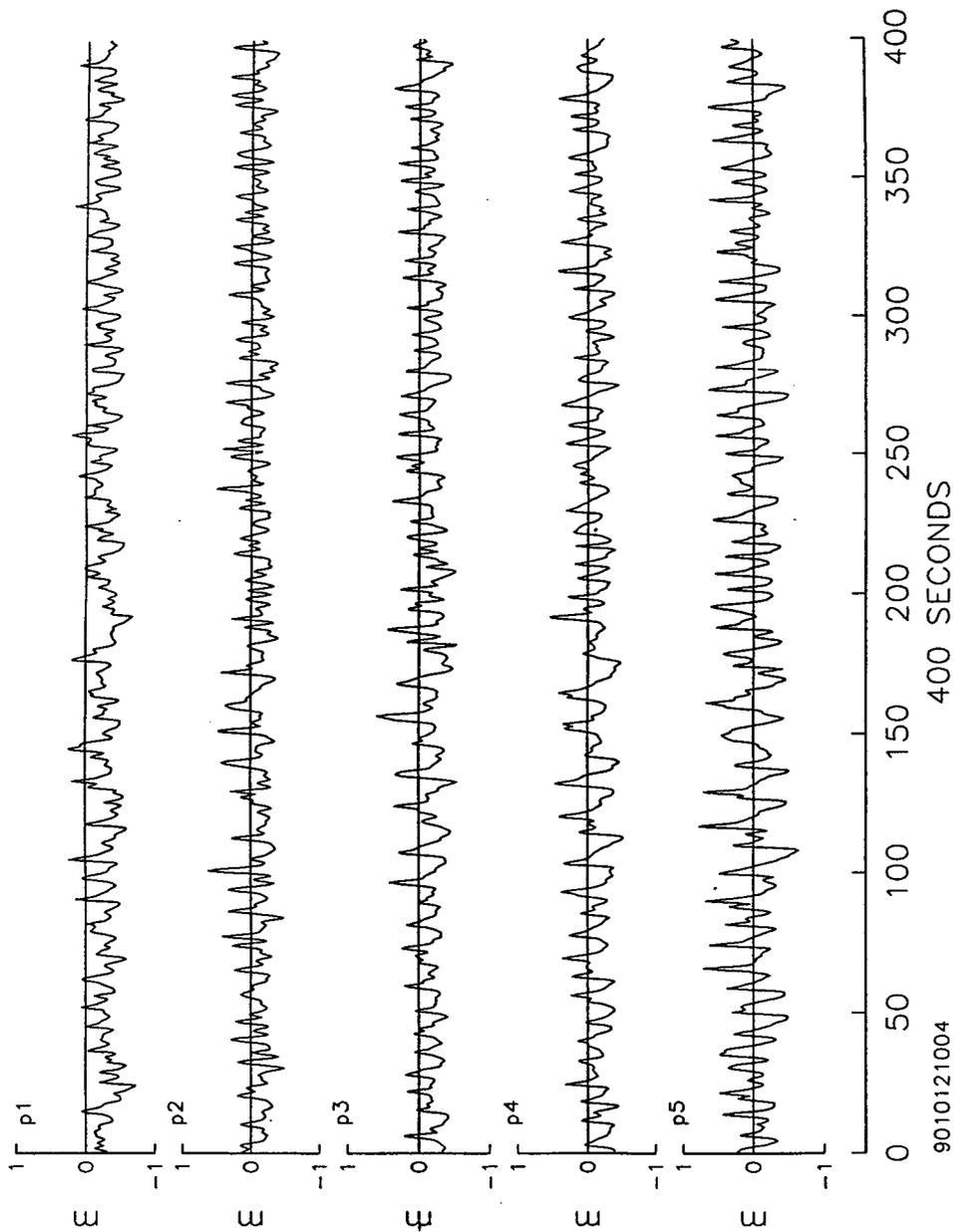


Fig. 2.2 A sample time series of sea surface fluctuations(P) evolving towards the shore line

CMX1214 TIME BLOCK 1 SERIES 1

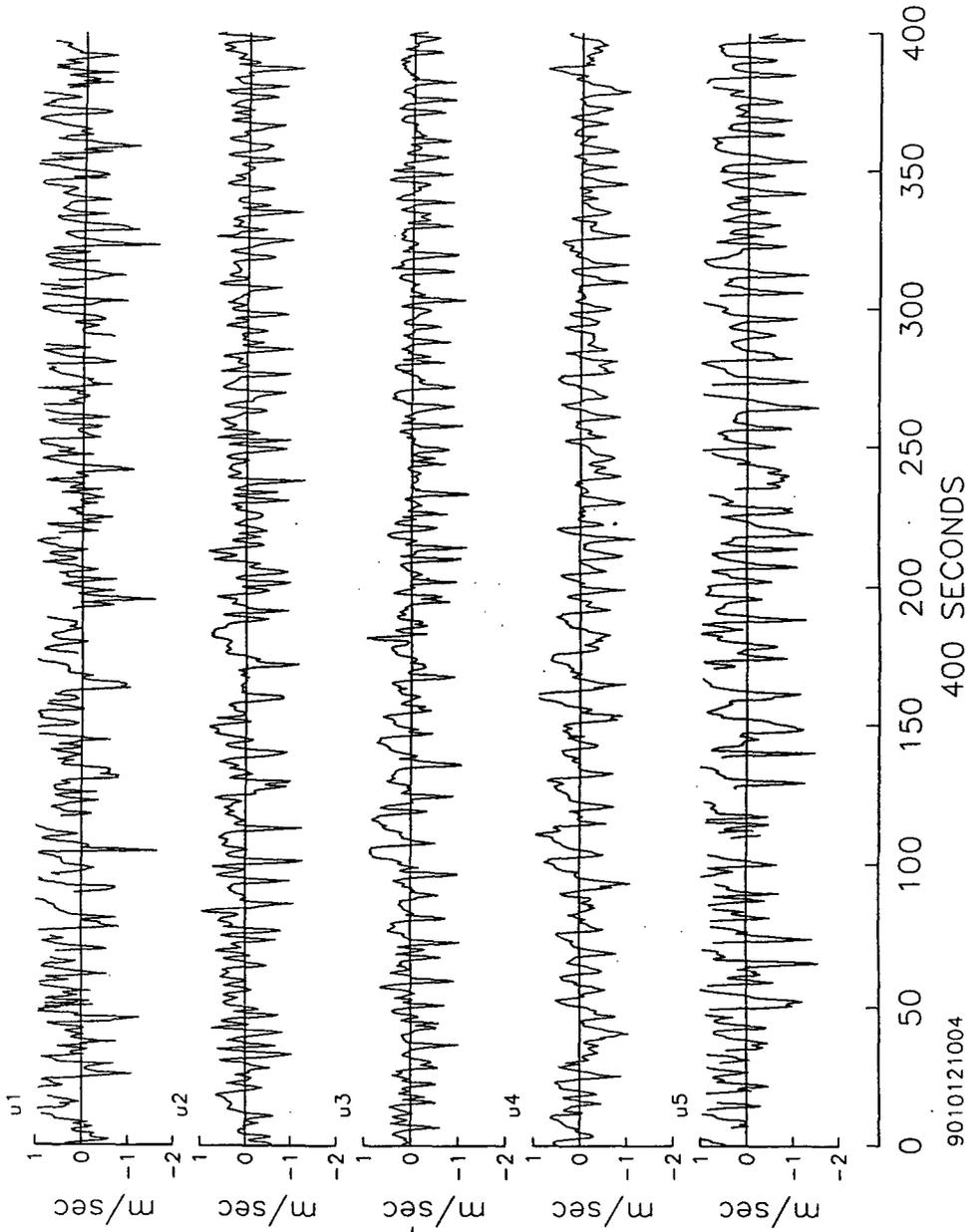
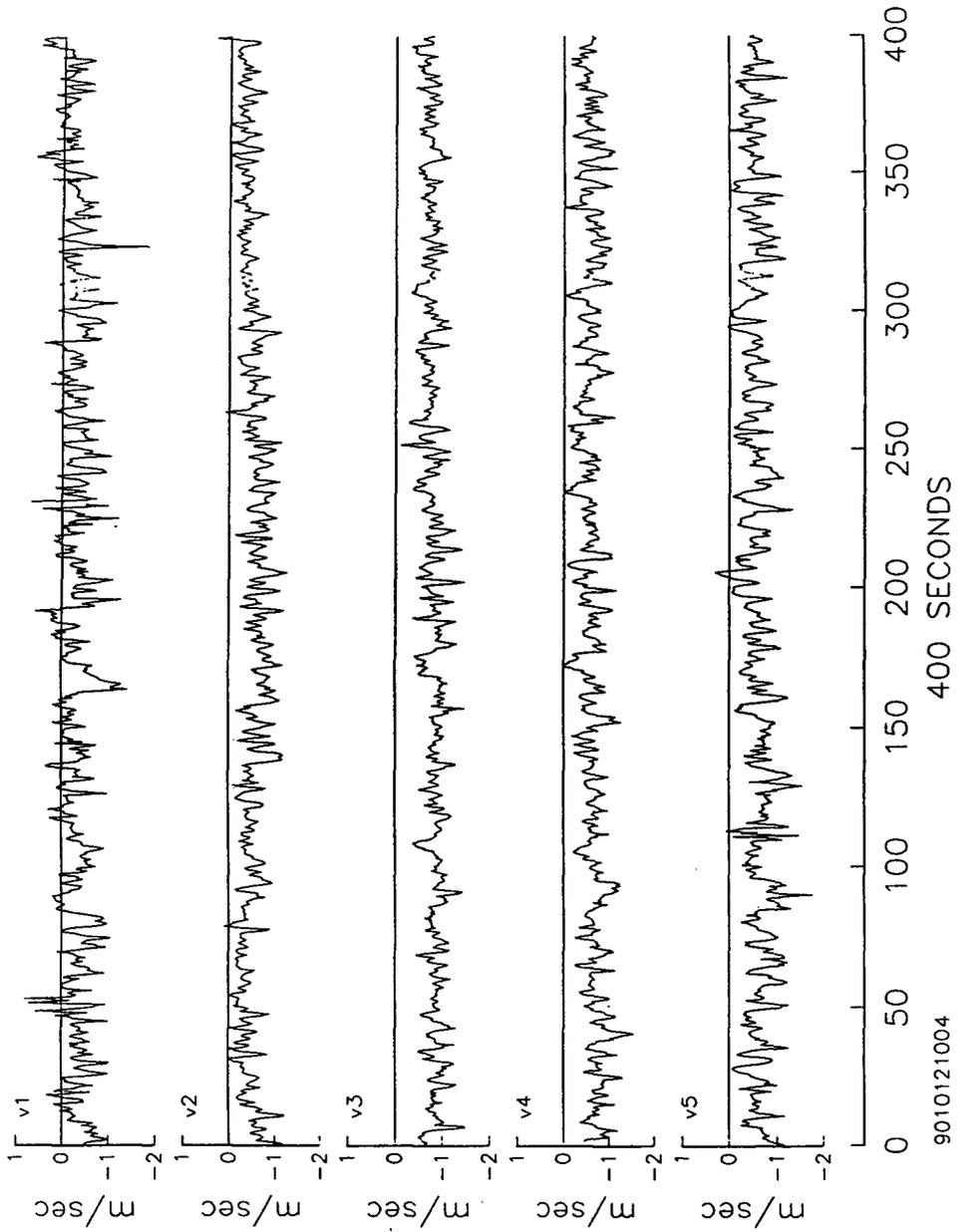


Fig. 2.3 A sample time series of cross-shore velocities(u) evolving towards the shore line

CMY1214 TIME BLOCK 1 SERIES 1



9010121004

Fig. 2.4 A sample time series of longshore currents evolving towards the shoreline

RECORD IDENTIFIER: 2202 / 901011 650 / 0.500 / DOF= 40 / ITRND=0

ESTIMATES FROM BISPECTRUM

(NOTE: BASED ON ENERGY LYING BELOW 0.500 HZ)

VARIANCE= 0.613785E-01
SKEWNESS= 0.562406E-02
ASYMMETRY= 0.357064E-02

SKEWNESS/ASYMMETRY= 1.575

NORMALIZED SKEWNESS= 0.369850
NORMALIZED ASYMMETRY= 0.234813

CHARACTERISTICS OF ABOVE STATISTICS:

NUMBER OF POINTS PER FFT= 256
NUMBER OF BLOCKS TRANSFORMED(AVERAGED)= 20
TOTAL NUMBER OF POINTS= 5120
WIDTH OF MERGED FREQ. BAND (DF)= .0078
NUMBER OF MERGED ESTIMATES/FREQ BAND= 1
TOTAL NO. BISPECTRAL ESTIMATES SUMMED= 2080

1

RECORD IDENTIFIER: 2202 / 901011 650 / 0.500 / DOF= 40 / ITRND=0

STATISTICS FROM RAW SERIES

RECORD AVERAGE= -.339438
AVG BLOCK AVERAGES= -.339438

RECORD VARIANCE= 0.901886E-01
AVG BLOCK VARIANCE= 0.693263E-01
BLK VAR / REC VAR= 0.768682

RECORD SKEWNESS= 0.283357E-02

AVG BLOCK SKEWNESS= 0.127351E-01
BLK SKW / REC SKW= 4.49437

NORMALIZED RECORD SKEWNESS= 0.104618
NORMALIZED BLOCK SKEWNESS= 0.697678

Fig. 2.5는 현장자료를 분석한 Bispectrum과 Biampplitude의 예이며, Fig. 2.6은 전자기식 유속계로 관측한 향안방향의 유속과 광학부유사농도측정기(OBS)의 시그널간의 cross-bispectrum의 예를 나타낸다. 현재 P-U-V의 천해 변형과정에 따른 전반적인 Bispectrum이 분석되고 있으며, 심층분석의 결과는 전문지에 기고될 예정이다.

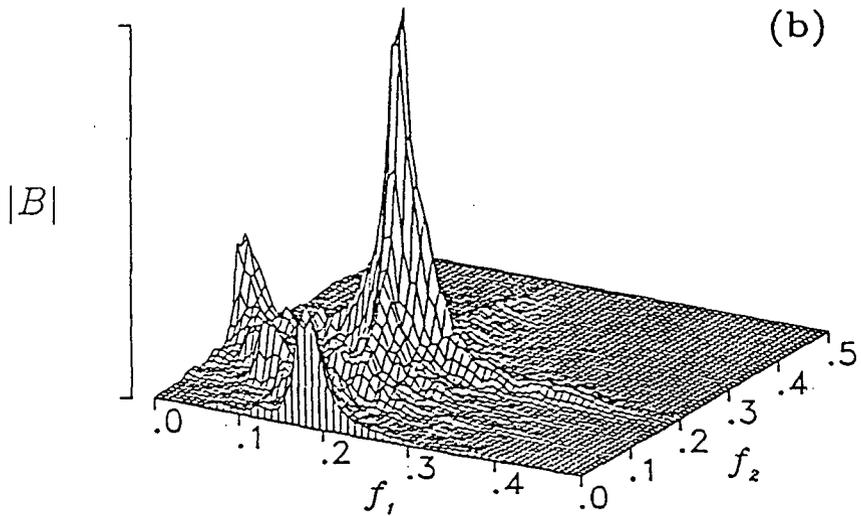
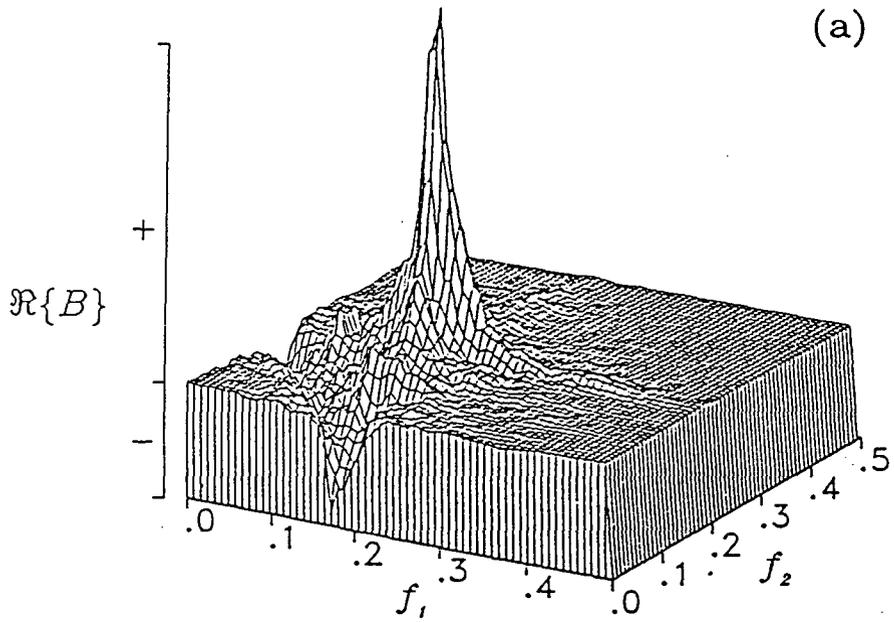


Fig. 2.5 Real part of the bispectrum and biamplitude as computed from velocity measured with electromagnetic current meter

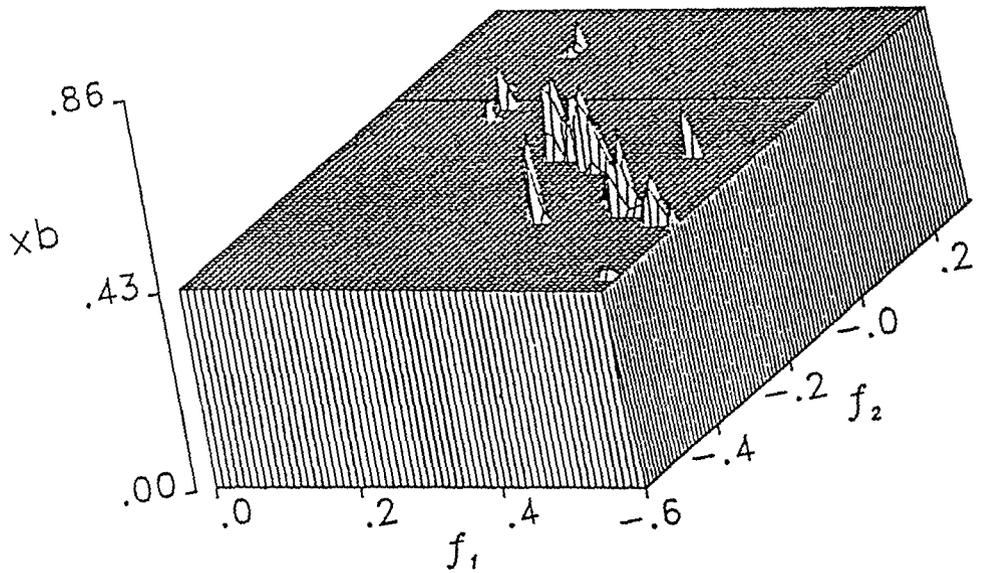


Fig. 2.6 A cross-spectrum between cross-shore velocity and optical backscattering signal(OBS)

제 3 장 2-방정식 난류모형을 이용한 연안류 수치해석

제 1 절 서론

해안선 가까이 파도에 의해서 발생하는 연안류는 오랫동안 해안수리학자의 주 관심 사항 중의 하나였으며, 이의 정확한 산정은 해안선의 침식, 항로 매몰, 오염물질의 이동 등의 제반 연안환경 수리문제의 기본자료로서 매우 중요한 연구분야로 인식되어 왔다. 연안류를 정확히 추정하기 위해서는 천해파의 변형, 쇄파조건, 파와 연안류의 합성에 의한 해저면마찰력, 확산계수 등의 정확한 산정이 전제되어야 하는데 본연구는 확산계수의 산정에 주안점을 두고 연안류 추정에 정밀도를 높이고자 한다.

쇄파대에서 파도에 의하여 발생하는 연안류는 완만한 곡선분포를 보이는데, 단순파인 경우 이의 해석이 확산계수의 도입으로만 가능하다는 점은 널리 알려진 사실이다. Harris (1967)는 현장관측과 수조실험으로 이 분야 초기연구로써 쇄파대 확산의 변이를 무시하고 평균 확산계수만을 고려하였다. 연안류해석의 확고한 이론적 기초를 마련한 Longuet-Higgins (1970)는 그의 이론식 도출과정에서 확산계수 도입의 필요성을 인식하였으며, 특성길이로서 연안선으로부터의 거리를 택하고 특성속도로서 파속을 택하였으며, 특성길이로서의 파속은 균속도와 같다고 가정하였다. 한편 Thornton (1970)과 Jonsson *et al.*, (1974)은 해저면에서의 파운동거리를 특성길이로 해저면 유속을 특성속도로 취하였다. 이상의 방법들은 쇄파대확산의 주요 원인이 되는 쇄파에너지 손실률을 간접적으로 표현하는 것으로 판단되는데 Battjes (1975)는 쇄파에너지 손실률의 삼승근이 유속과 차원이 같아 이를 난류특성속도로 적합하다고 판단하였으며, 난류운동의 1차적 제한이 수평거리보다는 수심에 따르기 때문에 특성길이로는 연안선으로부터의 거리 대신에 수심이 적합하다고 판단하였다.

Battjes (1975)의 초기 접근방법은 쇠파대 확산현상을 충분히 인지하고 특정치를 도출하였으므로 선택된 특성치들이 적절한 것으로 판단되나 확산계수 분포가 쇠파점 부근에서 불연속으로 나타난다. 이는 난류에너지 보존식의 도입으로 해결할 수 있을 것으로 인식되어 왔으며, Battjes (1983)는 k 보존식의 도입으로, Wind and Vreugdenhil (1986)은 $k-\varepsilon$ 보존식의 도입으로 해석하고자 했다. O'Connor and Yoo (1987)는 이상의 방법들을 비교하였는데 $k-\varepsilon$ 보존식 이용의 문제점을 발견하였으며 이의 개선책으로서 Yoo and O'Connor(1988)는 확산계수 계산시 파고를 최소 확산거리로 취할 것을 제안하였다. 개선된 $k-\varepsilon$ 보존식의 도입으로 불규칙파에 의한 연안류 계산에도 부분적인 성공을 거두었으나, 여타 경우에 적용하였을 때 문제점이 도출되었다.

$k-\varepsilon$ 보존식의 문제점은 이로서 계산되는 확산계수가 쇠파대 밖에서도 계속하여 증가하는 것으로 나타난다는 사실이다. 이는 우리가 인지하고 있는 쇠파대 확산현상과 매우 다른 것으로 판단되며, 더우기 $k-\varepsilon$ 보존식에 사용되는 제 계수치의 변이가 매우 커서 $k-\varepsilon$ 보존식의 예측성에 많은 의문점을 갖게 된다. 따라서 파도에 의한 연안류를 보다 올바르게 해석하고 예측하려면 난류에너지 보존식을 개선하여 제 경험상수들이 만유상수 (Universal constant)가 되거나 적어도 일정범위 이내에 한정될 수 있도록 관계식을 유도하여 새로운 난류에너지 보존식을 사용하여야 할 것이다.

불규칙파에 의한 연안류해석에 있어 Yoo (1991)는 $k-l$ 보존식을 사용하여 수치모형을 개발하였으며 Thornton and Guza (1986)가 보고한 현장관측자료와 비교하여 아주 만족스러운 계산결과를 얻었다. 그들은 미국 Santa Babara에 위치한 Leadbetter해안에서 5일간 각기 다른 조건에서 관측된 자료와 그들의 수치모형 계산결과와 비교하여 제시하였는데 확산계수를 무시하고도 관측자료와 유사한 결과를 얻었다. 이에 반하여 Yoo (1991)는 확산계수를 도입하여야만 관측결과와 유사한

계산결과를 얻었는데 이는 Thornton-Guza의 불규칙파 수치모형이 실제보다 더 많은 확산효과를 가져다 주기 때문인 것으로 판단된다. 왜냐하면 단순파에 의하던 불규칙파에 의하던 쇄파에너지에 의한 난류확산효과는 두 경우 모두 존재하기 때문이다. 불규칙파 연안류에 대한 수치 해석결과와 단순파 연안류에 의한 수치 해석 결과의 비교에서 모두 $k-l$ 보존식에 유사한 경험계수를 사용하였다. 본 연구에서는 동일 수치모형을 사용하여 구한 단순파 연안류 해석결과를 제시한다.

개선된 $k-l$ 보존식에 있어 가장 큰 문제점은 쇄파에 의한 난류발생 주파수의 선택이다. 선택의 어려움 때문에 난류발생 주파수로 파주파수를 택하였는데 Thornton and Kim (1993)의 관측경험에 의하면 난류발생 주파수는 파주파수와 무관한 것으로 알려지고 있다. 본 연구에서 파주파수와 직접적으로는 무관한 난류발생주파수 산장식을 제시하며, 가장 변이의 폭이 클 것으로 예상되는 경험상수를 두 가지 택하여 민감도 분석을 실시하였다. Visser (1984, 1991)의 잘 제어된 실험자료와 대비하여 두 경험상수 모두 적용수치를 폭 넓게 취하여 적정수치를 추출하고자 하였다. 또한 단순파의 쇄파조건을 양해법으로 구하는 약산식도 개발 제시하였다.

제 2 절 난류에너지 보존식

본 쇄파대확산 연구에 사용된 파랑변형에 관한 지배방정식은 파장에너지보존식과 파에 의한 방사응력 (radiation stress)의 영향을 포함한 운동량보존식이다. 파 방사응력에 의한 전수면 상승과 하강 (set-up/set-down)에 따른 영향이 크고 이로 부터 연안선 가까이 육상이 침수되는데 연안침수는 연안류에 상당한 감소효과로 작용할 수도 있다. 따라서 연안류를 정확하게 산정하기 위하여 또는 제반 경험계수의 올바른 산정을 위하여 연안침수에 대한 고려는 필수적이며, 이는 시간변화 방정식을 도입하여야만 가능하다. 파운동을 지배하는 시간변환방정식으로 파수벡타보

존식과 파에너지보존식을 사용하는데 단조해안 (uniform planar beach)에서 단순파의 변형에 대하여는 O'Conner and Yoo (1987)에 제시되어 있으며, 불규칙파의 변형에 대하여는 Guza and Thornton (1986)와, 유 (1990, 1994) 등에 제시되어 있다.

운동량보존식에는 난류운동에 의한 확산효과를 고려하기 위하여 확산계수를 도입하는데, 쇄파대 확산효과는 두가지 요인에 의한다고 가정하였다. 그 중 하나는 쇄파에너지에 의한 난류확산 (turbulent diffusion)이며 다른 하나는 전단흐름 (shear flow)에 의한 전단이류 (shear flow dispersion)이고 두 인자를 서로 합성하여 최종확산계수를 구할 수 있다고 가정하였다. 즉,

$$v = v_t + v_s \quad (3.1)$$

여기서 v_t 는 난류확산이며, v_s 는 전단이류이다. 또한 전단이류는 연안류를 수심적분하는 과정에서 도출되는 성분뿐 아니라 파방사용력을 이론식으로 산정하는 과정에서 나타날 수 있는 오차로부터 연유한 것도 있을 수 있다고 추론하였다. 이는 전단이류성분의 관계식이 평균마찰력으로부터 산정되는 마찰속도 (vector량)보다 마찰손실에너지로부터 산정되는 손실속도 (scalar량)와 상관관계를 이룰 때 더 좋은 계산결과가 얻어지기 때문이다. 즉, 전단이류계수는 다음과 같이 산정 된다.

$$v_s = M_s(D_f/\rho)^{1/3}d \quad (3.2)$$

여기서 M_s 는 무차원상수이며, D_f 는 마찰력에 의한 에너지손실률, ρ 는 밀도, d 는 수심이다.

난류확산계수는 난류운동과 관련된 특성속도와 특성길이의 곱으로 구해지며, 이의 비례상수는 특정길이 산정에서 미리 조정되는 것으로 가정했을 때 다음과 같다.

$$v_t = k^{1/2}l \quad (3.3)$$

여기서 k 는 난류운동에너지이고 l 은 특성길이이다. 난류운동에너지와 특성길이 보

존식은 Navier-Stokes 방정식으로부터 유도되는데 단조해안에서 해안선과 평행한 방향으로의 공간변화는 없으므로 수심평균할 경우 다음과 같이 단순화된다(Yoo, 1994).

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(v_k \frac{\partial k}{\partial x} \right) + v_t \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + \frac{D^t}{\rho d} - C_d \frac{k^{3/2}}{l} \quad (3.4)$$

$$\frac{\partial l}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(v_l \frac{\partial l}{\partial x} \right) + C_1 \frac{l}{k} v_t \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 + C_l k^{1/2} - C_2 f l \quad (3.5)$$

여기서 C_1 , C_2 , C_l , C_d 등은 무차원수이며, f_l 는 난류운동 발생주파수이다. 식(3.4)의 네째항은 수심평균한 난류운동에너지 k 의 생성률이며 다섯째항은 k 의 손실률이고, 식 (3.5)의 네째항은 난류특성길이 l 의 생성률이며 다섯째항은 l 의 손실률이다.

불규칙파 연안류 해석에 있어 상기식이 k - ε 보존식과 유사함을 고려하여 무차원수 C_1 과 C_2 를 Launder and Spaulding (1974)이 추천한 $C_1 = 1.44$, $C_2 = 1.92$ 를 사용하였으며, Thornton and Guza가 보고한 다섯가지 관측자료에 적용하였을 때 C_l 와 C_d 모두 단위치 즉, $C_l = 1.0$, $C_d = 1.0$ 를 사용하여 아주 양호한 결과를 얻었다. 다음절에 제시된 바와 같이 단순파 연안류인 경우 적정수치가 약간 다르지만 $C_l = 0.6$, $C_d = 1.5$ 와 3.0으로 유사한 최적수치를 구하였다. 이 때 난류주파수 f 에 대하여 불규칙인 경우에는 스펙트럼파의 평균주파수를 사용하였으며, 단순파인 경우에는 파의 평균주파수를 사용하였다. Thornton (1993)은 관측경험으로 난류운동의 발생주파수는 파주파수와 일치하지 않는 것으로 확인하였다. 따라서 파주파수를 난류주파수에 바로 사용하는 것은 바람직하지 않은 것으로 판단되며, 이의 개선책으로 난류주파수를 산정하는 관계식을 도출할 필요가 있다.

주파수 산정식으로 차원을 일치시키며 k 와 l 을 이용 여러 형태의 식을 도출하여 적용하여 보았으나 성공적이지 못하였으며, 최종적으로 중력가속도를 도입하여

만족할 만한 결과를 얻었다. 즉 난류주파수를 $(g/l)^{1/2}$ 에 비례한다고 가정하면 식 (3.5)의 다섯째 항은 $(gl)^{1/2}$ 에 비례하는 것으로 표기된다. 각각 k 와 l 에 대하여 수평전단력에 의한 생성률인 식 (3.4)와 (3.5)는 다음과 같이 수정되어 더욱 간단히 표기될 수 있다.

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[v_k \frac{\partial k}{\partial x} \right] + \frac{D_t}{\rho d} - C_d \frac{k^{3/2}}{l} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial l}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(v_1 \frac{\partial l}{\partial x} \right) + C_i k^{1/2} - C_2 (g)^{1/2} \quad (3.7)$$

k 의 확산계수 v_k 와 l 의 확산계수 v_1 가 연안류의 난류확산계수 v_t 에 비하여 큰 변이가 없다고 가정하여도 미지의 경험상수는 C_2 , C_i , C_d 등 세가지이다.

제 3 절 단순파 연안류 해석

천해파에 의한 연안류의 해석은 쇄파대내 천해파에 대한 정확한 해석이 전제되어야 하며 이는 쇄파조건식의 정밀도에 많이 좌우된다. 천해 단순파 (monochromatic waves)의 쇄파조건식은 Miche의 식에 기초하며, 이후 여러 연구자들이 해저경사에 의한 영향을 고려하여 Miche식을 수정하였다. Iribarren이 제시한 파형 경사에 대한 해저경사비는 쇄파형태, 처움높이 (run-up height) 등 쇄파수리조건을 결정해주는 무차원상수로 인식되어 오고 있다. 유 (1990)는 쇄파지점에서의 쇄파점 쇄파지수 (surf parameter)인 Local Iribarren Number를 제시하고 이를 Miche식에 도입하여 해저경사가 큰 천해역에서의 쇄파조건을 정확히 산정하고 하였다. 사용된 쇄파조건식은 다음과 같다.

$$\frac{H}{L} = \frac{1}{7} \tanh(skd) \quad (3.8)$$

여기서 H 는 쇄파고, L 은 쇄파점에서의 파장, k 는 쇄파점에서의 파수, d 는 쇄파점 수심이며 s 는 Local Iribarren Number와 상관관계를 취하여 구해지는 계수로서 실험자료를 회귀분석하여 다음과 같은 관계식이 구해졌다.

$$s = 0.8 + \tanh(1.061I_b) \quad (3.9)$$

여기서 I_b 는 Local Iribarren Number, 즉 $I_b = m/(H/L)^{1/2}$ 이다.

상기 쇄파조건식에서 계수 s 에도 쇄파고 H 가 포함되므로 음해법으로만 해를 구할 수 있다. 이는 수치해석상 바람직하지 않으며 실무이용에 불편하다. 상기식은 양해법으로의 전환이 가능하며, 쇄파고가 양변에 존재하더라도 수심, 파장, 해저경사 등 세 변수의 함수임이 분명하다. 여러 조건에 대한 계산결과를 분석한 결과 양함수의 형태는 다음과 같다.

$$\frac{H}{L} = \frac{1}{7} \tanh \left[\left(0.8 + \tanh \frac{cm}{(kd)^{1/2}} \right) kd \right] \quad (3.10)$$

여기서 상수 c 는 $kd > 1$ 일 때 $c = 3.75$ 이고 $kd < 1$ 일 때 $c = 2.65$ 이다. 해저경사 $m=0.001$, $m=0.005$, $m=0.01$, $m=0.1$ 에 대하여 식 (3.8)로 구한결과와 식 (3.10)으로 구한 결과가 Fig. 3.1에 제시되어 있다. 전 구간에 대하여 최대오차가 4% 내외이며, 대부분의 경우 오차는 1%이내이다.

단순파에 의한 연안류 해석에 관하여 실험연구는 여러 연구자가 수행하였는데 그 중 Visser (1984,1991) 의 실험자료가 현장실험 자료의 대안으로 널리 사용된다. 본 수치모형에서 해석하고자 하는 연안류는 수심적분하였을 경우 완전 1차원적인 흐름이며 모든 단면에서의 연안류분포는 동일하다. 그러나 실험수조에서 완전 1차원적인 연안류를 재현하는 것은 매우 어려운 일이다. Visser는 2차원수조내 재순환계통 (re-circulating system)장치를 개발하여 각 단면의 연안류 분포가 동일해지도록 유도하였다. 또한 그는 순환량이 최소가 되는 조건이, 이상적으로 무한대인 일

TEST 1(SC4)

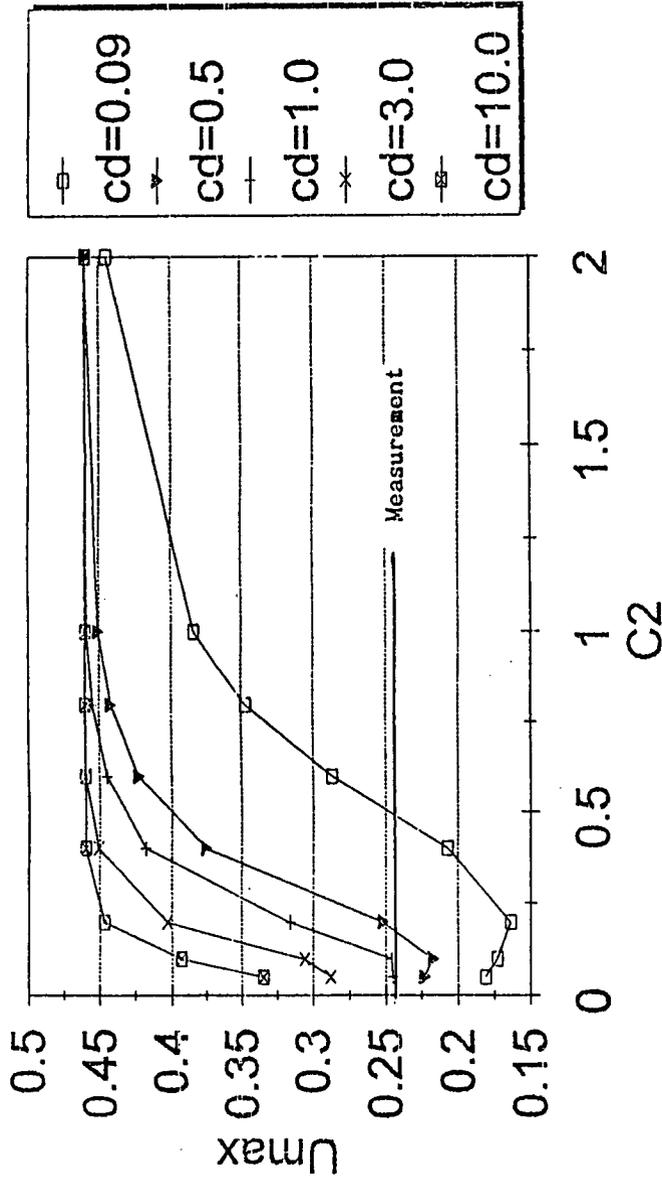


Fig. 3.1a Maximum longshore current velocities computed using various values of C_d and C_2 : Case 1(Feb. 2)

TEST 5(SC4)

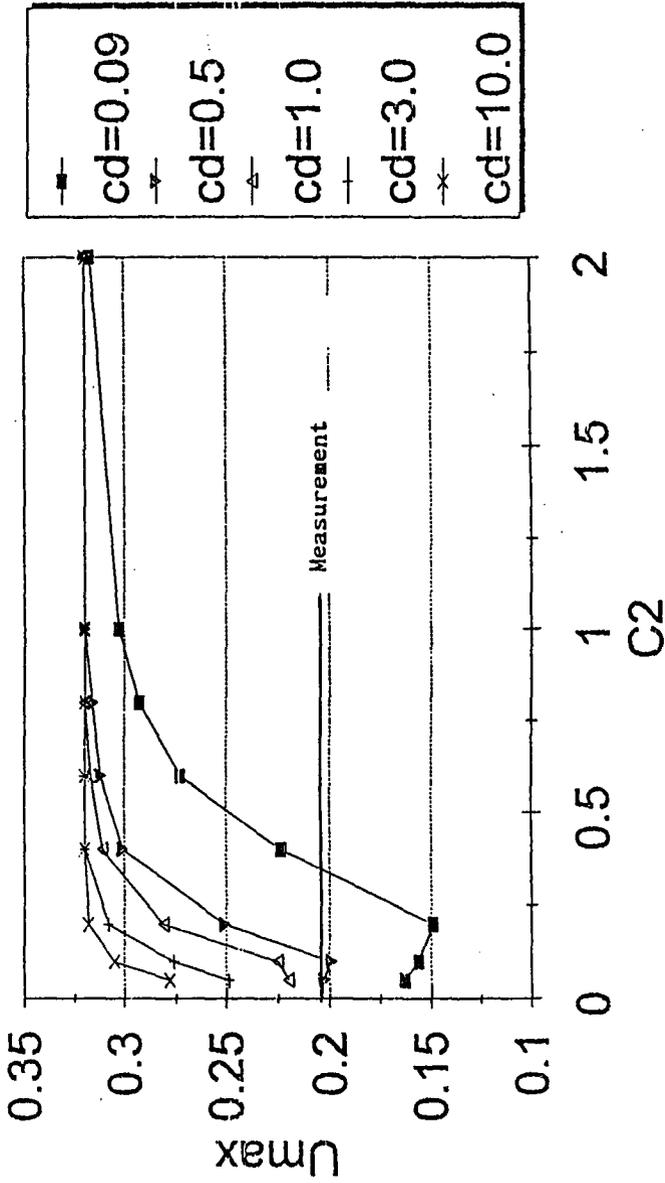


Fig. 3.1b Same as Fig. 3.1a except for Case 5(Feb. 6)

정해빈에서의 연안류 발생조건과 같다는 것을 증명하였으며, 이때의 연안류 유속분포와 파고분포를 제시하였다. 1984년도 1차에는 7가지 조건의 실험결과에 대하여 발표하였으며, 1991년도 2차에는 추가로 실시한 8번째 실험결과를 포함하여 관측방법과 관측결과에 대한 해석을 언급하였다. 실험조건에 대한 설명은 Table 3.1과 같으며 각 경험계수에 적용된 수치들이 함께 제시되어 있다.

연안류에 대한 마찰력의 영향을 뚜렷이 살펴볼 목적으로 처음 여섯 가지 경우의 수조바닥은 콘크리트면이며, 나중 두 경우는 바닥에 조약들을 깔아 조고를 상당히 증가시켰다. Visser (1991)는 콘크리트면의 조고를 $\phi_{90} = 0.6$ mm, 조약들의 조고를 $\phi_{90} = 8$ mm으로 나타내었는데 일반적으로 등가조고를 ϕ_{90} 의 배율로 정하며, 배율은 1에서 2까지 정도인 것으로 알려졌다. 본 연구에서 콘크리트면에서 등가조고를 0.5 mm로 가정하였으며, 조약들은 등가조고를 10 mm로 가정하였다. 이는 Visser의 발표전에 선택한 수치라 약간의 차이를 보인다. 바닥면의 등가조고는 마

Table 3.1 Various cases of Visser's laboratory experiments(1991)

Case	Beach condition	Bed slope	Wave height	Wave period	incid. angle	Values applide to		
						Ks	Cd	Cs
			mm	sec	degree	mm		
1	smooth.c	0.101	72	2.01	31.1	0.6	0.5	0.5
2	smooth.c	0.101	95	1.00	30.5	0.6	0.5	0.45
3	smooth.c	0.101	89	1.00	15.4	0.6	0.5	0.58
4	smooth.c	0.050	78	1.02	15.4	0.6	0.5	?
5	smooth.c	0.050	71	1.85	15.4	0.6	0.5	0.58
6	smooth.c	0.050	59	0.70	15.4	0.6	0.5	?
7	gravel	0.050	78	1.02	15.4	8.0	0.5	0.58
8	gravel	0.050	71	1.85	15.4	8.0	0.5	?

찰력산정에 매우 중요한 인자이므로 정확한 산정이 전제되어야 하겠으나 1방향흐름에 의한 마찰력 산정에 많은 문제점이 노출되어 확실한 계측이 어려웠다. 일단 1방향 흐름에 의한 마찰력만 정확히 산정되면 천해파와 합성했을 경우의 증분비는 BYO 모형으로 정확한 산정이 가능하다.

1방향 흐름에 의한 마찰력 또는 개수로 마찰력은 Manning식과 같은 경험식이거나 Keulegan의 가정에 의한 유속의 대수분포식으로부터 조고대 수심비의 함수를 취하여 마찰계수를 구하는데, 제 경험식들은 관로 흐름에서 분명히 밝혀진 흐름의 다섯가지 조건이 고려되지 못하였으며, Prandtl의 혼합장을 바닥에서부터 수면까지 등비례관계로 적용한 Keulegan의 가정은 실제와 많은 차이점을 보이므로 신뢰성에 의문이 제기된다. 따라서 이 분야에 대하여는 앞으로 많은 연구가 수행되어야 할 것이며, 본 연구에서는 쇄파대 확산 문제에 주안점을 두었기 때문에 기존 관계식을 그대로 적용한다. Stickler-Manning식을 1방향 흐름에 의한 마찰력 산정에 사용하며 이는 대수분포식으로 유도되는 Keulegan식의 해와 유사하다. Stickler-Manning식으로 유도된 마찰계수 산정식은 다음과 같다.

$$C = 0.016(k_s/d)^{1/3} \quad (3.11)$$

여기서 C 는 1 방향흐름 마찰계수, k_s 는 등가조고, d 는 수심이다.

제1조의 식 (3.4)와 (3.5)를 사용할 때 경험계수 C_1 과 C_2 는 $k-\varepsilon$ 보존식에 사용하였던 계수를 그대로 적용하였다. 다른 경험계수 C_f 와 C_d 만 관측결과에 비교하여 조정하였는데 주로 관측된 최대 유속과 산정된 최대유속이 일치하는 수치를 구하였다. 계산효율을 증대하기 위하여 수조중 일부구간만 수치모형격자에 포함시켰으며, 총 길이는 5.5m이고 0.1m크기의 격자를 이용하였다. 쇄파대내 수류가 급격히 변하고 천해파와 연안류가 서로에 미치는 영향이 심대하므로 계산시간 간격은 Courant조건으로 구해지는 수치 0.05초 보다 훨씬 작은 0.01초를 취해야 했으며, 정상상태 (steady state)는 5000번 이상 즉 50초 이상의 반복계산이 필요했다. 본

연구에 제시된 모든 계산결과는 반복과정 5000번에서의 결과이다.

제 4 절 무차원상수의 민감도분석

Yoo (1994)는 이미 불규칙파에 의한 연안류 해석에 $k-l$ 2 방정식 난류모형을 적용하여 대체적으로 만족스러운 해석결과를 얻었으나, 몇가지 미비점을 보완하여 수식 (3.4)와 (3.5)을 개선한 식 (3.6)과 (3.7)을 사용하여 단순파에 의한 연안류를 해석하고자 한다. Thornton (1993)이 제기한 바와 같이 난류발생주기가 파주기와 일치하지 않으리라는 점은 인정되어 있으며 이에 따라 $k-l$ 보존식을 식 (3.6)과 (3.7)과 같이 수정하였다. 난류에너지의 평방근 전체를 혼합장의 발생원으로 생각하며, 경험계수 C_d 와 C_2 만 관측된 최대유속과 산정된 최대유속이 일치하는 수치를 구하였다. 계산효율을 증대하기 위하여 수조중 일부구간만 수치모형격자에 포함시켰으며, 총 길이는 5.5 m이고 0.1 m크기의 격자를 이용하였다. 쇄파대내 수류가 급격히 변하고 천해파와 연안류가 서로 상대에 미치는 영향이 심대하므로 계산시간 간격은 Courant조건으로 구해지는 수치 0.05초 보다 훨씬 작은 0.01초를 취해야 했으며, 정상상태 (steady state)는 5000번 이상 즉 50초 이상의 반복 계산이 필요했다. 다음에 제시된 모든 계산 결과는 반복과정 5000번에서의 결과이다.

물리적인 관점에서 혼합장은 평균수심을 넘지않을 것이며, 최대혼합장은 쇄파점 또는 그 근처에서 나타날 것이다. M_s 는 전단확산을 결정하여주는 경험계수로서 $M_s = 0.4$ 가 모든 경우에 대하여 조정되어 결정된 수치이며, 이보다 상당히 작으면 다른 계수를 아무리 크게 조정하여도 쇄파대 밖의 확산이 충분치 못한 것으로 나타나며, 이보다 상당히 크면 다른 계수를 아무리 작게 조정하여도 연안류가 너무 작게 산정된다. 난류에너지 k 의 손실계수인 C_d 는 0.09, 0.5, 1.0, 3.0, 10.0 등 5가지 수치를 적용하고 각각의 C_d 에 대하여 C_2 는 0.05, 0.1, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0,

2.0 등 8 가지를 적용하여 산정된 최대 유속을 관측된 최대 유속과 비교하여 적절한 경험상수를 도출하고자 하였다. Fig. 3.1 에는 각 경험상수의 조합에 따라 계산된 최대 유속의 분포를 도시하였으며, 각 경우에 대한 경험상수들의 최적치는 계산된 최대유속이 관측치와 일치하는 수치들을 취하여 Table 3.2에 제시하였다.

Table 3.2 에서 - 부호는 산정된 결과가 관측결과보다 과소 산정하는 경우이고 + 부호는 과대 산정하는 경우이다. Case 4 와 6 인 경우 관측결과와 비교하였을 때 어느 수치를 적용하여도 항상 과소 산정하고 Case 8인 경우 항상 과대 산정하므로 세 경우 최적한 C_d 와 C_2 는 없다. 그러나 다른 경우에는 적용된 C_d 의 수치에 따라 각기 C_2 의 최적치가 결정되는데 Case 1과 Case 2에서는 동일한 C_d 에 대하여 C_2 의 최적치가 두가지씩 결정된다. 상기 표에 제시된 바와 같이 C_d 의 수치가 커지면서 C_2 의 최적한 수치는 작아지는데 Cases

Table 3.2 Optimum values of C_2 with various values of C_d

Case	C_d				
	0.09	0.5	1.0	3.0	10.0
1	-	0.05 & 0.05	0.15 & 0.23	+	+
2	-	0.46	0.05 & 0.27	+	+
3	-	0.58	0.4	0.24	0.07
4	-	-	-	-	-
5	-	0.58	0.44	0.28	0.14
6	-	-	-	-	-
7	0.96	0.38	0.30	0.14	+
8	+	+	+	+	+

4, 6 과 8 을 제외하고도 정확히 모든 경우에 최적한 상수는 없다. 그러나 $C_d = 0.5$ 와 $C_2 = 0.5$ 는 거의 모든 경우에 적절한 수치가 될 것으로 예상된다. $C_d = 0.5$ 는 Launder and Spaulding (1974)이 추천한 수치 0.09와 큰 차이를 보이는 것으로서 Dong *et al.*, (1989)도 쇄파대 확산계산에서 유사한 수치를 발견하였으며 그 근본이유는 다음과 같이 연유된다.

난류확산에 있어 생성과 소멸이 완전평형을 이룰 때 난류에너지의 손실률 ε 은 다음과 같이 표기된다.

$$\varepsilon = \overline{uw \frac{\partial V}{\partial x}} \quad (3.12)$$

여기서 x 는 연안선에 연직방향의 좌표이다. 식 (3.12)는 Navier-Stokes 방정식으로부터 k 보존식을 유도할 때 추출되며, 이를 식 (3.4)의 마지막 항과 같다고 가정하고 $\varepsilon = k^{3/2}/l$ 를 고려하였을 때

$$C_d = \left(\frac{\overline{uw}}{k} \right)^2 \quad (3.13)$$

가 된다. 즉 k 의 손실계수 C_d 는 정방향응력 k 에 대한 전단응력 \overline{uw} 비의 제곱이다. 실험수조에서 관측결과 수류가 1방향으로만 흐를 때 정방향응력에 대한 전단응력의 비는 약 30 % 가 됨을 확인하였으며, 이로부터 일반적인 상황에서 $C_d = 0.08 - 0.09$ 임을 알 수 있다. 그러나 쇄파대 확산에서와 같이 난류의 발생원이 되는 쇄파의 진행방향과 연안류와 이루는 각도가 클 때 전단응력은 정방향응력과 거의 크기가 같아지며, 이로써 k 의 손실계수 C_d 는 0.1 이상이 되는 것으로 판단된다.

C_d 의 최적한 수치가 cases 1 과 2 에서는 약 0.5 인 반면에 그밖의 경우에는 대부분 0.5 를 상회하는데, 그 이유는 입사각의 크기와 무관하지 않은 것

같다. 즉 cases 1 과 2 에서는 입사각이 약 30° 이나 그밖의 경우에는 15.4° 이다. 입사각이 작을수록 정방향용력 k 에 대한 전단응력 \overline{uw} 비가 커져서 C_d 가 더욱 커지는 경향을 보인다. 그러나 그 증가율은 두가지 경우를 제외하고 그다지 높지 않은 것으로 계산되었다.

이상의 최적화 기법으로 선택된 경험상수 $C_d = 0.5$ 와 $C_2 = 0.5$ 를 공히 사용하여 Visser가 실험관측한 8 가지 모든 경우에 대하여 연안류를 산정하였다. Fig. 3.2 에는 $C_d = 0.5$ 와 $C_2 = 0.5$ 로 가정하고 수치모형으로 산정된 제변수의 분포를 도시하였다. 도시된 바와 같이 case 1 은 산정된 유속분포가 관측된 유속분포와 아주 흡사하며, 이밖에 Cases 3 - 6 은 산정된 유속분포가 관측된 유속분포에 비하여 약간 과소 산정된 경향이 있으며 cases 7 과 8 은 약간 과대 산정하는 경향이 있으나 도시된 case 8을 제외하고 대체적으로 잘 일치하고 있다. 이들 경우에도 최적화 기법으로 구한 수치를 적용하면 실험 관측자료와 잘 일치한다.

Fig. 3.2에는 산정된 혼합거리 l 의 분포가 함께 도시되어 있다. 산정된 바와 같이 l 의 공간변화가 상당히 있으므로 난류발생주파수 $(g/l)^{1/2}$ 의 공간변화가 상당히 있는 것을 알 수 있으며, 동시에 이들의 변이폭과 크기가 파주파수와는 무관하게 나타남을 알 수 있다. 예를 들어 case 1의 파주파수는 0.5Hz 이며, case 2의 파주파수는 1.0Hz 인데 반하여 두 경우 모두 쇄파점 부근에서 난류발생 주파수는 전자의 경우 20.4Hz, 후자의 경우 20.8Hz 로 산정되었다. 여기서 난류발생 주파수는 절대치가 아니라 상대치이다. 따라서 난류발생 주파수를 파주파수에 비례한다고 하였을 때 확산길이 손실을 산정에 상당한 오차를 범했던 것으로 판단된다.

TEST 1

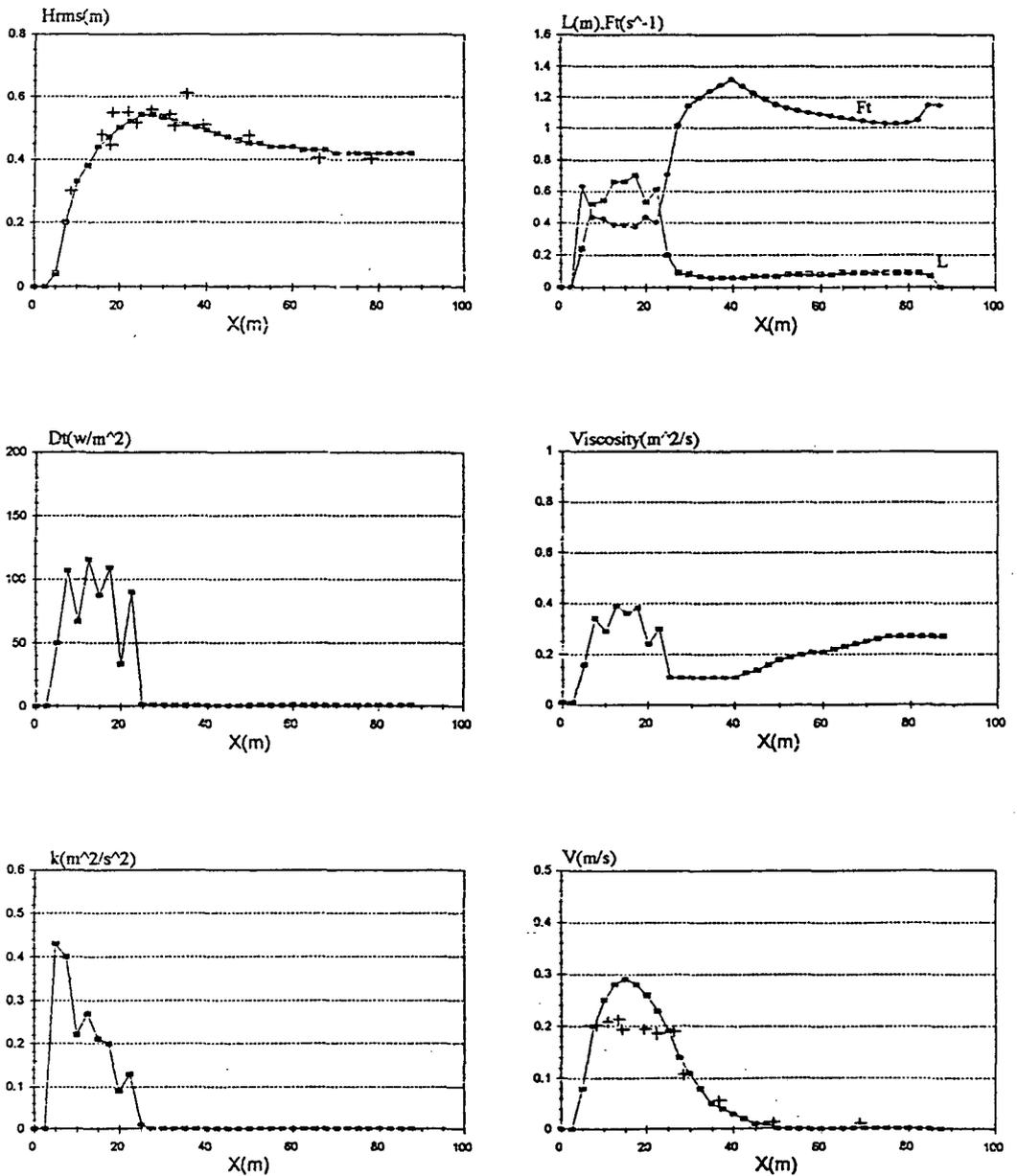


Fig. 3.2a Cross-shore distribution of various parameters for Case 1(Feb. 2)

TEST 5

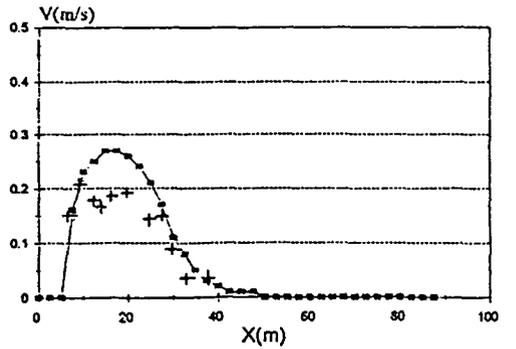
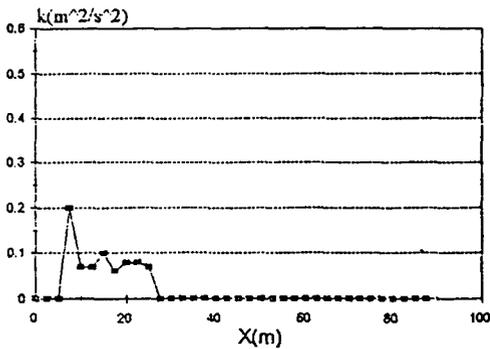
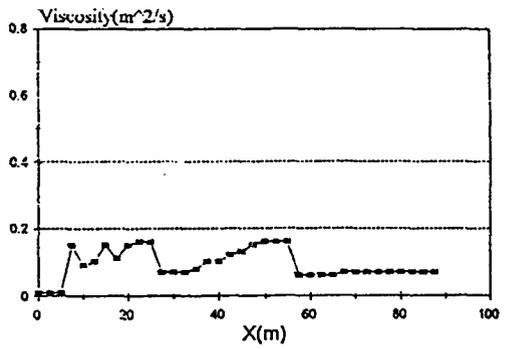
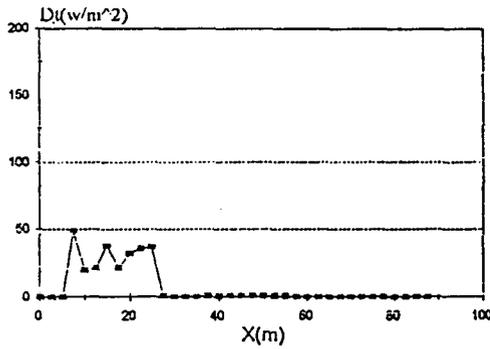
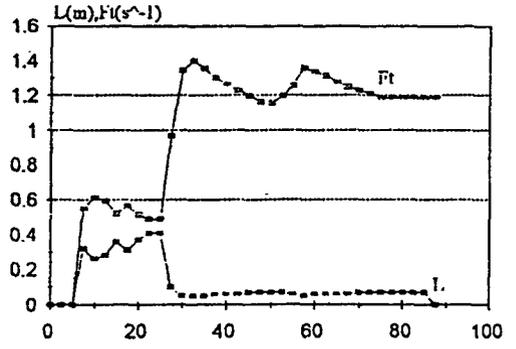
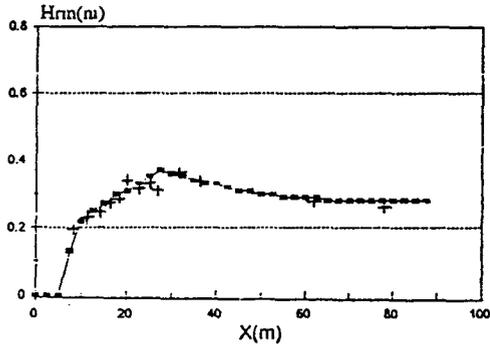


Fig. 3.2b Same as Fig. 3.2a except for Case 5(Feb. 6)

제 5 절 결 론

쇄파대 확산의 주 원인은 파도의 쇄파에 의한 에너지손실이며, 확산계수 산정에 사용된 $k-\varepsilon$ 보존식은 상당한 문제점을 노출하였다. 즉 우리가 이해하기에 확산은 쇄파대 근처에 한정적으로 강할 것으로 예상되는데 $k-\varepsilon$ 보존식을 사용한 계산결과는 난류확산계수가 쇄파대 밖으로도 계속해서 증가추세를 보인다는 점이다. 이는 확산계수가 ε 에 역비례관계를 이루는데 연유하는 것으로 판단된다. $k-l$ 보존식은 확산계수가 두 변수 k 와 l 모두에 비례관계를 이루기 때문에 계산에 상당한 이점이 있으며, 산정된 확산계수의 분포가 우리가 이해하고 있는 쇄파대현상과 거의 일치하는 것으로 사료된다. 그러나 난류 확산계수의 도입만으로는 연안류의 유속분포가 쇄파점 부근에서 관측치에 비하여 작게 산정되는데 이는 또 다른 현상에서 연유한 확산이 존재함을 시사한다.

추가확산계수를 마찰에너지손실률의 삼승근에 비례한다고 가정하여 산정된 연안류의 유속분포는 관측치와 거의 일치하며, 이러한 추가확산은 연안류의 연직변화와 방사용력계산의 오차에 연유한 것으로 판단된다. $k-l$ 보존식을 사용하여 난류확산계수를 구하고 연안류 연직변화 및 방사용력 오차에 기인한 추가확산을 고려하여 실험자료에 적용하였을 때 $k-l$ 보존식에 사용된 제 경험계수들을 거의 일정하게 취하여 연안류 유속분포를 예측할 수 있었다. 특히 이전의 수치모형에서는 l 보존식의 손실항에 포함되는 난류발생 주파수를 파주파수에 비례하는 것으로 가정되었는데, 이는 관측결과와 일치하지 않는 결과였다. 더욱이 파주파수에 단순 비례한다고 가정하였을 때 Case 1의 경우에 제 경험계수의 수치를 타 경우에 비하여 상당히 다른 수치를 적용하여야 적절한 유속분포를 산정할 수 있었는데, 난류발생 주파수가 $(g/l)^{1/2}$ 에 비례한다고 가정하여 거의 모든 경우에 대한 경험계수에 동일한 수치를 사용하여 관측결과와 유사한 유속분포를 얻을 수 있었다.

본 연구에서 제반 경험계수의 적정한 수치를 최적화 기법으로 구하여 평균치가 대략 $C_d = 0.5$ 와 $C_2 = 0.5$ 였는데, 마찰계수와 같이 난류에너지 보존식에 사용되는 C_d 와 C_2 등도 어느 경우에도 일정한 절대상수는 아닌 것으로 사료된다. 이들도 레이놀즈수나 입사각의 크기에 따라 변이할 가능성도 있다 (물론 쇄파에 의한 난류정도는 전난류에 가까우므로 레이놀즈수에는 거의 독립적인 경향을 가질 수도 있으며, 논의된 바와 같이 입사각에 따라 최적 수치의 경향이 뚜렷이 나타나고 있다). 그러나 이들의 변이가 실험자료에 적용하여 구한 수치에서 크게 벗어나지는 않을 것으로 예상된다.

제 4 장 방향스펙트럼 산정 및 입·반사파 분해기법¹⁾

제 1 절 서론

연안류의 주된 기동력이 해수의 비정상 유동에 의한 잉여 모멘텀 flux인 방사용력 라는 것은 잘 알려진 사실이다. Longuet-Higgins (1970a, b)는 방사용력의 전단성분의 cross-shore 경사가 저면마찰력과 난류혼합과 균형을 이룬다는 가정하에 단순경사 해빈에서의 연안류속 분포식을 유도하였다. 일반적으로 천해역에서 방사용력은 파고와 파향의 함수로 표현되므로 파랑에너지의 2차원 방향스펙트럼이 방사용력의 평가에 큰 영향을 미친다.

지금까지의 연구에서는 주로 단순파 (monochromatic wave) 가경하에서 연안류를 규명하려는 노력이 대부분이며, 최근에 Thornton and Guza (1986)이 동일한 파향을 갖는 불규칙 파랑에 의한 연안류의 산정에 관하여 논의하였다. 이들은 Rayleigh의 파고분포에 쇄파에 따른 weight function을 고려하여 동일 파향의 불규칙파를 표현하였다. 일반적으로 쇄파대내에서 파랑의 방향분포폭은 협소 (narrow banded)하므로 임의의 주파수의 파랑성분은 단순파로 가정해도 큰 무리가 없을 것으로 생각되나, 원해역에서 발생하여 전파해온 너울 (swell)과 대상해역에서 발생한 풍파 (wind sea)가 공존하는 경우에는 방향스펙트럼을 고려하여야 정밀한 방사용력의 산정이 가능할 것으로 사료된다. 또한 연안역은 인간의 경제활동이 왕성한 해역으로 여러가지 형태의 인공 구조물이 설치되고 있다. 이러한 구조물은 통상 외해의 입사파를 반사시키기 때문에 구조물 주변 해역은 입사파와 반사파가 공존하게 되며 이러한 해역의 방사용력은 입사파와 반사파의 위상이 random이 아니기 때문에 매우 복잡한 양상을 가질 수도 있다.

1. 본 장은 “어항 94 여름호에 기고된 것임을 밝혀드립니다.

그러므로 여기서는 2차원 방향스펙트럼을 방사능력의 평가에 적용하기에 앞서 정밀한 방향스펙트럼의 추정법과 입사파와 반사파의 분리 기법에 대하여 기술하기로 한다.

제 2 절 방향스펙트럼의 산정법

이론적으로 방향스펙트럼은 time lag와 space lag으로 표현되는 수표면의 공분산 함수의 Fourier transform이므로 방향스펙트럼을 산정하기 위해서는 무수히 많은 점에서 파랑을 관측하여 한다. 이러한 제한점을 극복하기 위하여 소수의 제한된 수의 관측으로 방향스펙트럼을 추정하는 방법이 꾸준히 연구되어 왔다. Longuet-Higgins *et al.* (1963)은 Fourier 급수를 이용하여 방향스펙트럼을 추정하는 방법을 제안하여 Pitch-roll buoy 자료에 적용하였다. 이 방법은 Panicker and Borgman (1974)에 의하여 확장되었고, 한 점에서 여러개의 파동량을 관측할 경우에 매우 유용하며, 여러 점에서 동시관측된 자료에 적용하기 위해서는 다항식에 의한 근사법을 사용한다. Barber (1963)는 공간배열의 자료에 적용할 수 있는 직접 Fourier 변환법 (Direct Fourier Transform, DFT)을 제안하였다. 이 방법에서는 방향스펙트럼을 관측파동량간의 cross 스펙트럼의 선형결합으로 나타내었다. Isobe *et al.* (1984)은 Capon (1969)의 Maximum Likelihood Method를 수면파에 적용할 수 있도록 확장한 확장최우법 (Extended Maximum Likelihood Method, EMLM)을 제안하였다. 확장최우법은 한 점에서 관측된 파동량뿐만 아니라 여러 점에서 관측된 파동량에도 쉽게 적용할 수 있는 장점이 있다. Kobune *et al.* (1986)은 Shannon의 정보엔트로피를 이용하여 분해능이 우수한 최대엔트로피법 (Maximum Entropy Principle, MEP)을 개발하였으며, 오와 심 (1990)은 방향분포 함수가 delta 함수이면 최대엔트로피법의 결과는 정확한 해 (exact solution)와 동일하다는 것을 증명하였다. 그러나 이 방법은 Lagrangian multiplier (MEP의 미정 파라메타)에 관한 비선

형연립방정식을 풀어야 하기 때문에 계산시간이 많이 걸리며 해가 수렴하지 않는 경우도 있으며 특히 공간배열에 적용할 수 없는 단점이 있다. Hashimoto *et al.* (1993)은 Lagrangian multiplier에 관한 비선형 연립 방정식을 직접 풀지 않고 최소자승법을 도입하여 Lagrangian multiplier를 결정하는 방법을 제안하여 확장최대엔트로피법 (Extended Maximum Entropy Principle, EMEP)라 명명하였으며, 공간배열의 자료에도 적용할 수 있도록 개선하였다. 한편 Hashimoto (1987)는 통계학의 Bayesian정리를 응용한 Bayesian Directional Spectral Estimation Method (BDM)를 개발하였다. 이 방법은 공간배열의 경우에 좋은 결과를 주고 있으나, 최대엔트로피법과 마찬가지로 계산시간이 많이 걸리며 해가 수렴하지 않는 경우도 있다. 특히 BDM은 3성분 자료의 경우 정도가 최대엔트로피법 보다 떨어지며 추정해야 할 파라메타의 수도 72개 (방향분해능을 5°로 한 경우)로 최대엔트로피법의 4개보다 훨씬 많아서 계산량도 그만큼 방대하다.

이상 언급한 방향스펙트럼의 점배열 추정법에 관한 자세한 내용 및 각 방법의 상호비교는 한국해양연구소 (1992)에 있으며 Table 4.1에서 각 방법의 특성을 간략하게 상호비교하였다. Table 4.1에서 직접계산법은 일정 간격의 방향에 대한 방향

Table 4.1 Comparison of estimation methods for directional wave spectrum

추 정 법	적용성	분해능	계산시간	비 고
직접 Fourier 변환법(DFT)	공간배열 ¹⁾	불량	매우빠름	직접계산법
Longuet-Higgins법(LHM)	점배열	불량	매우빠름	파라메타법
확장최우법(EMLM)	공간배열	양호	빠름	직접계산법
최대엔트로피법(MEP)	점배열	우수	느림	파라메타법
Baysian법(BDM)	공간배열	우수 ²⁾	느림	직접계산법
확장최대엔트로피법(EMEP)	공간배열	우수	느림	파라메타법

1) 공간배열은 점배열을 포함함

2) 4성분 이상의 배열에 대한 것임

분포함수의 값 그 자체를 관측과동량 간의 cross 스펙트럼으로 부터 직접 계산하는 방법이며, 파라메타법은 방향분포함수를 몇 개의 파라메타로 표현하고 그 값을 cross 스펙트럼으로 부터 계산하는 방법을 의미한다.

제 3 절 입·반사파의 분해기법

실험실의 2차원 수조에서 반사계수를 계산하기 위한 연구가 1970년 이후 몇 차례 시도되었다. Goda and Suzuki (1976)는 모형구조물 전방에 두 개의 파고계를 설치하여 이로부터 독취된 동시파고기록 자료를 바탕으로 반사계수를 구하는 방법(2점법)을 제안하였다. 이 방법은 두 파고계 간의 거리에 따라 특이점(singular point)이 생길 수 있으므로 이를 피하려면 계획 주파수(target frequency)에 따라서 계기의 간격을 달리하여야 한다. Mansard and Funke (1980)는 세 개의 파고계로부터 얻은 동시관측자료에 최소자승법(least square method)을 적용하여 반사계수를 구하는 방법(3점법)을 제안하였는데, 이 방법은 2점법과는 달리 특이점을 갖고 있지 않기 때문에 활용의 폭이 넓다. 2점법은 수조에서 발생하는 횡파, 비선형 상호간섭, 시그널 노이즈(signal noise), 측정오차 등에 민감한 반응을 보이고 있으나, 3점법은 이러한 현상에 덜 민감한 것으로 보고되고 있다(박 등, 1992). 이러한 방법은 2차원 실험수조에서 발생하는 규칙파와 불규칙파에 적용할 수 있다. 2차원 수조에서 관측된 파랑에는 일반적으로 조파기(wave generator)에 의한 파랑과 모형구조물, 소파기 등에 의해 반사된 파랑이 합성되어 있으므로 이러한 경우에 조파기에 의해 생성된 파랑을 관측자료로부터 추출하는 데 2점법과 3점법이 주로 활용되어 왔다. 다시 말해서 이러한 연구는 반사계수보다는 조파기에 의해 발생하는 파랑성분을 추출하는 데 중점을 두고 있으므로 현장 또는 수치모델에 직접 응용하기에는 곤란하다고 사료된다.

Isobe *et al.* (1984)은 입사파와 반사파가 공존하는 파랑장의 방향스펙트럼을

계산할 수 있는 기본식을 유도하였다. 이 방정식에는 반사계수가 포함되어 있으므로 문제를 완성하기 위해서는 반사계수에 대한 추가적인 방정식 또는 제약조건식이 필요하다. Cross 스펙트럼 분석으로부터 주파수 성분이 분리되므로 반사계수는 매 주파수에 대하여 입사파 방향만의 함수로 표현될 수 있다. 이러한 연구는 Isobe *et al.* (1984)과 橋本 等 (1987, 1993)에 의하여 수행되었다. Isobe *et al.* (1984)은 일 방향 파랑의 경우에 정확한 반사계수를 제공하는 식을 유도하였으며, 이는 다방향 불규칙파랑에 대해서도 근사해를 제시한다. 한편 橋本 等 (1987, 1993)은 반사계수를 파향에 대하여 지수함수 (exponential function)로 표현하고 Bayesian 방법과 최대엔트로피법을 사용하여 반사계수를 계산하였다.

본 연구에서는 반사파의 추정의 근간이 되는 지배방정식을 적분식의 형태로 유도하고 수면변위 자료에만 적용할 수 있는 Isobe *et al.* (1984)의 수정최우법을 일반적인 파동량 (예를 들면 파랑에 의한 동압, 수면구배, 수면가속도, 수립자의 속도 등)의 관측자료에 적용할 수 있도록 확장하고 수치모의실험을 통하여 본 방법의 방향 분해능 및 반사계수 추정의 정확성을 검토하였다.

제 4 절 Cross 스펙트럼과 방향스펙트럼과의 관계

입사파와 반사파가 공존하는 파랑장의 Fourier-Stieltjes 표현이 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$\eta(\vec{x}, t) = \int_0 \int_{\vec{k}} [e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \sigma t)} + r e^{i(\vec{k} \cdot \vec{x}_r - \sigma t)}] Z(d\vec{k}, d\sigma) \quad (4.1)$$

여기서 $\eta(\vec{x}, t)$ 는 수면변위, \vec{k} 는 파수벡터, σ 는 각주파수, r 은 반사계수로, \vec{x}_r 은 반사면에 대하여 \vec{x} 와 대칭인 vector이며 $Z(d\vec{k}, d\sigma)$ 는 입사파의 복소진폭 (complex amplitude)으로 입사파의 방향스펙트럼과는 다음과 같은 관계를 갖는다.

$$\langle Z(\vec{k}, \sigma) Z^*(\vec{k}, \sigma) \rangle = S(\vec{k}, \sigma) d\vec{k} d\sigma \quad (4.2)$$

여기서 *는 공액복소수를 의미하며 $S(\vec{k}, \sigma)$ 는 입사파의 에너지 스펙트럼이다.

좌표 원점을 반사면에 놓으면 입사파와 반사파는 동일위상에 있으므로 입사파와 반사파는 위상이 서로 독립이 아니다 (locked phase). 그러므로 모든 성분파의 위상이 서로 독립이라고 가정하고 전개된 기존의 방향스펙트럼 산정 이론은 반사파가 현저한 해역에 대해서는 적용할 수 없다. 이러한 경우에 locked phase의 영향을 고려하여 방향스펙트럼을 산정하는 기본방정식을 Isobe *et al.* (1984)이 처음으로 유도하였다. Isobe *et al.* (1984)의 식을 일반적인 파동량에 적용할 수 있도록 확장하면 다음과 같다.

$$\Phi_{mn}(\sigma) = \int_{\vec{k}} [H_m(\vec{k}, \sigma) e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_m} + r H_m(\vec{k}_r, \sigma) e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_m}] [H_n^*(\vec{k}, \sigma) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}_n} + r H_n^*(\vec{k}_r, \sigma) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}_n}] S(\vec{k}, \sigma) d\vec{k} \quad (4.3)$$

여기서 $H(\vec{k}, \sigma)$ 는 수면변위로 부터 파동량의 전달함수이며 \vec{x}_m 과 \vec{x}_n 은 파동량의 관측 위치이다. 식(4.3)이 주어진 두 파동량간의 cross 스펙트럼(Φ_{mn})과 파수·주파수 스펙트럼과 ($S(\vec{k}, \sigma)$)의 관계를 나타내는 식으로 입·반사파가 공존하는 파랑장의 방향스펙트럼 추정에서 가장 기본이 되는 적분방정식이다. 위 식에서 $r=0$ 이면 기존의 방향 스펙트럼 추정의 기본식으로 된다.

제 5 절 위상간섭항의 영향

식(4.3)에서 두 대괄호의 첫번째 항의 곱은 입사파 성분을 나타내며, 두번째 항의 곱은 반사파 성분을 의미한다. 나머지 두 개의 곱은 예상하지 못했던 성분으로 이는 locked phase의 영향으로 생각되며 위상간섭항 (phase interaction term)이라고 부른다. 식(4.3)의 대괄호를 전개하였을 때 각 항은 전달함수로 무차원화하면

다음과 같은 일반식으로 표현될 수 있다.

$$\phi(\vec{x}) = \int_{\vec{k}} e^{-i\vec{k}\cdot\vec{x}} S(\vec{k}, \sigma) d\vec{k} \quad (4.4)$$

한편 Mitsuyasu형의 방향분포함수를 고려하면

$$S(\vec{k}, \sigma) = \cos^{2s} \frac{\theta - \theta_0}{2} \quad (4.5)$$

로 주어진다. \vec{x} 는 극좌표에서 다음과 같다.

$$\vec{x} = (R \cos \theta, R \sin \theta) \quad (4.6)$$

식(4.5)과 식(4.6)을 식(4.4)에 대입하여 적분을 수행하고 $\vec{x} = \vec{0}$ 에서의 co-spectrum $c(\vec{0})$ 로 무차원화하면 각각 다음과 같은 co-spectrum과 quad-spectrum을 얻는다.

$$\frac{c(\vec{x})}{c(\vec{0})} = J_0(kR) + 2 \sum_{l=1}^{[s/2]} \left[(-1)^l \frac{s!}{(s-2l)!} \frac{s!}{(s+2l)!} J_{2l}(kR) \cos 2l(\theta_0 - \theta) \right] \quad (4.7)$$

$$\frac{q(\vec{x})}{c(\vec{0})} = 2 \sum_{l=1}^{[(s-1)/2]} \left[(-1)^l \frac{s!}{(s-2l-1)!} \frac{s!}{(s+2l+1)!} J_{2l+1}(kR) \cos (2l+1)(\theta_0 - \theta) \right] \quad (4.8)$$

여기서 J_l 은 l -order의 제1종 Bessel 함수이며, $[p]$ 는 Gauss 기호로서 p 를 넘지 않는 최대의 정수를 의미한다. Fig. 4.1은 $\Delta\theta = \theta_0 - \theta = 0^\circ$ 와 30° 인 경우 상대 거리 (R/L ; L 은 파장)에 대한 co-spectrum의 변화를 보여준다. quad-spectrum에 대한 그림의 형태는 Fig. 4.1과 비슷하며 다만 최대와 최소값이 Fig. 4.1의 zero-crossing에서 나타남을 식(4.7)과 식(4.8)로 부터 알 수 있다. 그러므로 ϕ 의 진폭은 co-spectrum 곡선의 포락선(envelope)이다. 입사파 성분과 반사파 성분에 대하여는 $\vec{x} = \vec{0}$ 이고 위상간섭항에 대해서는 $\vec{x} \neq \vec{0}$ 이므로 Fig. 4.1의 포락선은 위상간섭항의 크기를 나타낸다고 생각할 수 있다. 이 그림으로부터 방향분포함수의 유효폭이 작을수록 (s 가 클수록), 주파향이 \vec{x} 의 방향과 일치할수록 그리고 반

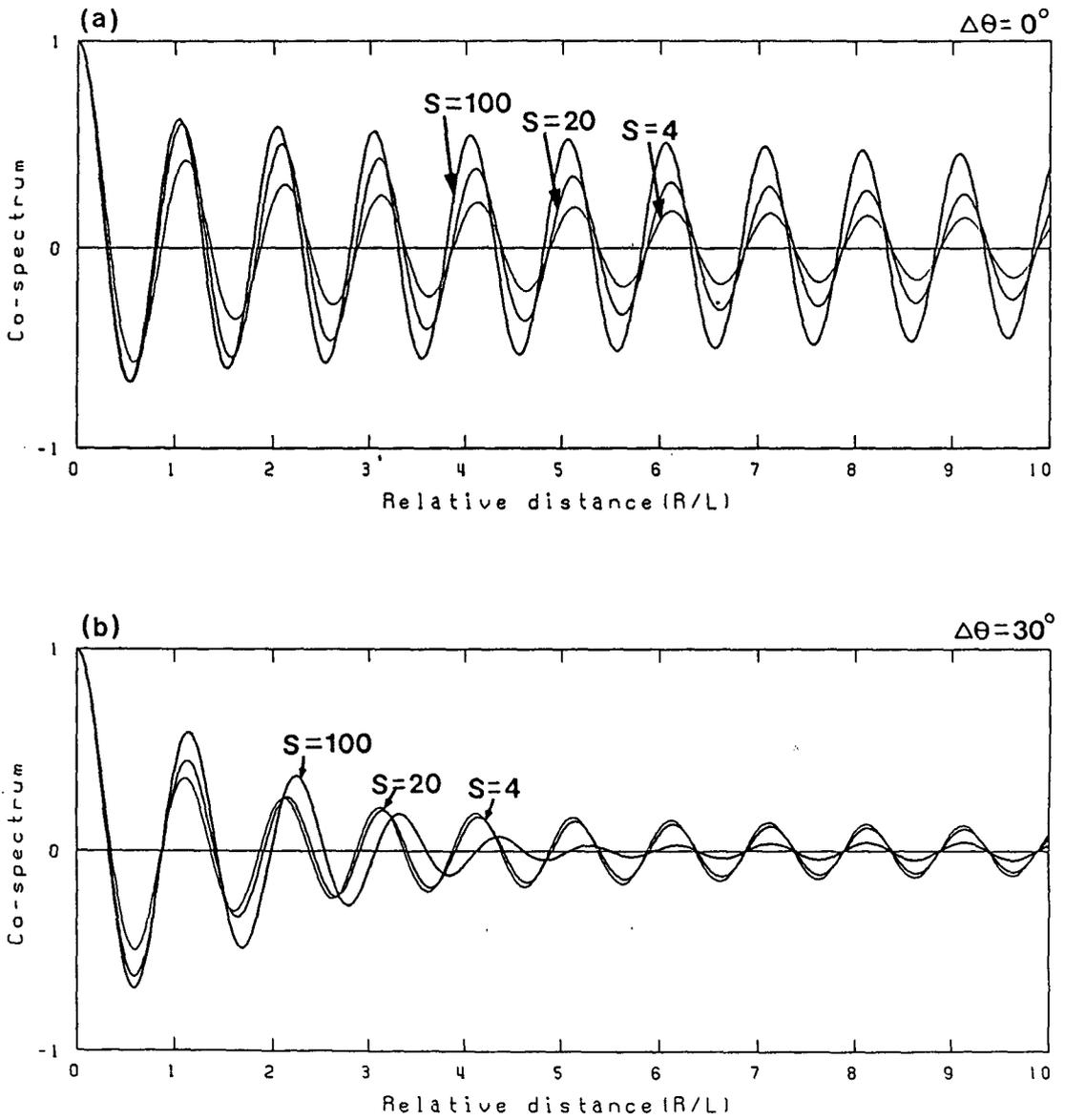


Fig. 4.1 Effect of phase interaction terms (a) $\Delta\theta = 0^\circ$, (b) $\Delta\theta = 30^\circ$

사면에 가까울수록 locked phase의 영향이 중요해짐을 알 수 있다. 그러나 어느 경우이든 반사면으로부터 충분히 멀리 떨어진 곳에서는 locked phase의 영향이 무시될 수 있기 때문에 이러한 해역에서는 random phase를 가정하는 방향스펙트럼 추정법을 적용하여 반사파를 분리할 수 있다.

제 6 절 수정확장최우법 (MEMLM)의 유도

기존의 방향스펙트럼 추정 이론을 식(4.3)에 적용할 수 있도록 개선하는데 있어서 어려운 점은 식(4.3)의 피적분함수에 포함되어 있는 반사계수 r 이 미지수이며 더우기 이는 주파수와 방향의 함수라는 것이다. 즉 반사계수 r 에 대한 추가적인 방정식 또는 제약조건 등이 필요하다.

Isobe *et al.* (1984)은 그의 최우법 (MLM:Maximum Likelihood Method)을 입·반사파가 공존하는 파동장에 적용할 수 있도록 개선하여 수정최우법 (MMLM:Modified Maximum Likelihood Method)으로 명명하였다. Isobe *et al.* (1984)의 방법은 수면변위를 대상으로 하였기 때문에 공간배열 (space array)에만 적용할 수 있다. 그러나 국내에서는 directional waverider buoy, PUV 계기 등 점배열 (point array)을 이용하여 방향스펙트럼을 관측하는 경우가 대부분이므로 Isobe *et al.* (1984)의 방법을 점배열에 사용할 수 있도록 확장하여야 한다. 따라서 본 연구 Isobe 등의 MMLM을 수면변위 이외의 파동량에도 적용할 수 있도록 확장된 식을 유도하여 이를 수정확장최우법 (MEMLM:Modified Extended Maximum Likelihood Method)으로 칭하고 수치모의실험을 통하여 MEMLM에 의한 방향 분해능과 반사계수 산정의 정확성을 검토하기로 한다.

Isobe *et al.* (1984)은 Davis and Regier (1977)과 같이 입·반사파가 공존하는 파동장의 방향스펙트럼 추정치를 관측파동량간의 cross 스펙트럼의 선형결합 (linear combination)으로 표현하였다.

$$\hat{S}(\vec{k}, \sigma) = \sum_m \sum_n a_{mn}(\vec{k}) \Phi_{mn}(\sigma) \quad m, n = 1, 2, \dots, N \quad (4.9)$$

여기서 $\hat{S}(\vec{k}, \sigma)$ 는 입사파의 방향스펙트럼 추정치, $a_{mn}(\vec{k})$ 는 선형결합의 계수, N 은 관측파동량의 수이다. 식(4.3)을 식(4.9)에 대입하면 다음과 같다.

$$\hat{S}(\vec{k}, \sigma) = \int_{\vec{k}'} S(\vec{k}', \sigma) W(\vec{k}, \vec{k}') d\vec{k}' \quad (4.10)$$

$$W(\vec{k}, \vec{k}') = \sum_m \sum_n a_{mn}(\vec{k}) T_{mn}(\vec{k}') \quad (4.11)$$

$$T_{mn}(\vec{k}') = [H_m(\vec{k}', \sigma) e^{i\vec{k}' \cdot \vec{x}_m + rH_m(\vec{k}', \sigma) e^{i\vec{k}' \cdot \vec{x}_m}] \times [H_n^*(\vec{k}', \sigma) e^{-i\vec{k}' \cdot \vec{x}_n + rH_n^*(\vec{k}', \sigma) e^{-i\vec{k}' \cdot \vec{x}_n}] \quad (4.12)$$

식(4.10)으로 부터 방향스펙트럼 추정치 $\hat{S}(\vec{k}, \sigma)$ 는 실스펙트럼 (real spectrum) $S(\vec{k}, \sigma)$ 에 window $W(\vec{k}, \vec{k}')$ 를 convolution한 것임을 알 수 있다. 한편 window에 positive definiteness를 부여하기 위하여 $a_{mn}(\vec{k})$ 를 다음 식과 같이 Hermitian form으로 표현한다.

$$a_{mn}(\vec{k}) = \gamma_m(\vec{k}) \gamma_n^*(\vec{k}) \quad (4.13)$$

식(4.13)을 식(4.9)와 식(4.11)에 대입하면 다음식을 얻는다.

$$\hat{S}(\vec{k}, \sigma) = \sum_m \sum_n \gamma_m(\vec{k}) \Phi_{mn}(\sigma) \gamma_n^*(\vec{k}) \quad (4.14)$$

$$W(\vec{k}, \vec{k}') = \sum_m \sum_n \gamma_m(\vec{k}) T_{mn}(\vec{k}') \gamma_n^*(\vec{k}') \quad (4.15)$$

식(4.10)에서 보는 바와 같이 window가 Delta 함수이면 추정 스펙트럼은 실스

펙트럼과 동일하다. 따라서 window가 Delta 함수에 접근하면 할수록 방향스펙트럼의 추정 정도는 향상된다. 식(4.14)에서 방향스펙트럼 추정치를 구하기 위해서는 먼저 $\gamma(\vec{k})$ 가 결정되어야 한다. 그런데 식(4.15)에서 $\gamma(\vec{k})$ 는 window와도 관련되어 있으므로 다음의 조건을 부여하여 구할 수 있다. 즉

$$W(\vec{k}, \vec{k}') \rightarrow \delta(\vec{k}, \vec{k}') \quad (4.16)$$

식(4.16)을 식(4.10)과 관련시켜 생각하면 $S(\vec{k}, \sigma)$ 와 $W(\vec{k}, \vec{k}')$ 가 모두 음이 아니고 window가 $\vec{k} = \vec{k}'$ 에서 최대값을 갖으므로 $W(\vec{k}, \vec{k}')$ 를 일정하게 유지할 경우 window의 면적 또는 $\hat{S}(\vec{k}, \sigma)$ 를 최소로 하는 $\gamma(\vec{k})$ 를 결정하는 문제로 귀착된다. 표기의 간편성을 위하여 vector와 행렬 기호를 도입하여 식(4.14)와 식(4.15)를 다시 쓰면 다음과 같다.

$$\hat{S}(\vec{k}, \sigma) = \gamma^T(\vec{k})\Phi(\sigma)\gamma^*(\vec{k}) \quad (4.17)$$

$$W(\vec{k}, \vec{k}') = \gamma^T(\vec{k})T(\vec{k}')\gamma^*(\vec{k}') \quad (4.18)$$

여기서 상첨자 T 는 전치 (transpose)를 의미한다. 그러므로 $\hat{S}(\vec{k}, \sigma)$ 와 $\gamma(\vec{k})$ 를 결정하는 문제는 다음과 같다.

$$\min \gamma^T(\vec{k})\Phi(\sigma)\gamma^*(\vec{k}) \quad (4.19)$$

$$\text{subject to } \gamma^T(\vec{k})T(\vec{k}')\gamma^*(\vec{k}') = \text{constant} \quad (4.20)$$

한편 식(4.19)와 식(4.20)은

$$\frac{W(\vec{k}, \vec{k}')}{\hat{S}(\vec{k}, \sigma)} = \frac{\gamma^T(\vec{k}')T(\vec{k}')\gamma^*(\vec{k}')}{\gamma^T(\vec{k})\Phi(\sigma)\gamma^*(\vec{k})} \rightarrow \max \quad (4.21)$$

로 바꿀 수 있다. 여기서 $T(\vec{k}')$ 는 Hermitian이고 식(4.12)에서 보는 바와 같이 두

개의 vector로 분리되므로 $\text{rank}(T) = 1$ 이며 또한 $\text{tr}(T) \geq 0$ 이므로 T 의 고유치는 하나의 양의 실수와 $N-1$ multiple의 zero이다. 식(4.21)은 Rayleigh quotient로 알려져 있으며 최대값은

$$T\gamma^* = \lambda\phi\gamma^* \quad (4.22)$$

를 만족하는 고유치 λ 의 최대값 λ_{\max} 와 동일하다 (Wylie, 1975). 따라서 구하는 방향스펙트럼 추정치는

$$\hat{S}(\vec{k}, \sigma) = \frac{\kappa}{\lambda_{\max}} \quad (4.23)$$

로 주어지며 행렬 $T(\vec{k})$ 를

$$T(\vec{k}) = \gamma_o^*(\vec{k})\gamma_o^T(\vec{k}) \quad (4.24)$$

로 쓰면 식(4.22)와 식(4.24)로부터 $\lambda=0$ 에 대응하는 고유 vector는 γ_o 에 직교하는 모든 vector임을 알 수 있다. 서로 다른 고유치에 대응하는 고유 vector는 직교(orthogonal)이므로 $\lambda \neq 0$ 인 고유치에 대응하는 고유 vector는 γ_o 임을 알 수 있다. 따라서 γ_o 에 대응하는 고유치가 λ_{\max} 이므로 식(4.22)로부터

$$T\gamma_o^* = \lambda_{\max}\phi\gamma_o^* \quad (4.25)$$

이다. 식(4.24)를 식(4.25)에 대입하고 양변에 $\gamma_o^T\phi^{-1}$ 를 곱하면

$$\gamma_o^T\phi^{-1}\gamma_o^*\gamma_o^T\gamma_o^* = \lambda_{\max}\gamma_o^T\gamma_o^* \quad (4.26)$$

를 얻는다. 따라서

$$\lambda_{\max} = \gamma_o^T\phi^{-1}\gamma_o^* \quad (4.27)$$

이고 방향스펙트럼 추정치는

$$\hat{S}(\vec{k}, \sigma) = \frac{\kappa}{\gamma_o^T(\vec{k})\Phi^{-1}(\sigma)\gamma_o^*(\vec{k})} \quad (4.28)$$

임을 알 수 있다. 한편 식(4.12)와 식(4.24)로부터

$$\gamma_{om}^* = H_m(\vec{k}, \sigma) e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_m} + r H_m(\vec{k}_r, \sigma) e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_{mr}} \quad (4.29)$$

이므로

$$\hat{S}(\vec{k}, \sigma) = \kappa \left[\sum_m \sum_n \Phi_{mn}^{-1} (H_m^*(\vec{k}, \sigma) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}_m} + r H_m^*(\vec{k}_r, \sigma) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{x}_{mr}}) (H_n(\vec{k}, \sigma) e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_n} + r H_n(\vec{k}_r, \sigma) e^{i\vec{k} \cdot \vec{x}_{nr}}) \right]^{-1} \quad (4.30)$$

이다. 식(4.30)은 MMLM을 일반적인 파동량에 적용할 수 있도록 확장한 식이며 반사계수가 zero인 경우에는 기존의 확장최우법 (EMLM)과 같아진다. 여기서 κ 는 비례상수로서

$$\Phi_{mn}(\sigma) = \int_{\vec{k}} [1 + 2r \cos\{\vec{k} \cdot (\vec{x}_m - \vec{x}_{mr})\} + r^2] \hat{S}(\vec{k}, \sigma) d\vec{k} \quad (4.31)$$

를 만족하도록 최소자승법으로 결정되며, 적분은 입사파의 파수 vector 범위내에서 수행한다.

식(4.30)이 입·반사파 공존하는 파랑장에서 수정확장최법에 의한 입사파의 방향 스펙트럼 추정치이다. 식(4.30)으로부터 입사파의 방향 스펙트럼을 산정하려면 반사계수를 알아야 한다. 그러나 반사계수는 일반적으로 방향과 주파수의 함수로서 미지수이므로 이를 결정하기 위해서는 추가적인 방정식 또는 제약조건식이 필요하다. Isobe *et al.* (1984)은 고유치 λ_{\max} 가 반사계수 r 의 함수인 점과 고유치를 최

대로 하는 경우에 분해능이 최대로 되는 점을 고려하여 반사계수가 λ_{\max} 의 정체점 (extremum point)에서 결정된다고 가정하였다. 즉 반사계수는

$$\frac{d\lambda_{\max}}{dr} = 0 \quad (4.32)$$

로부터 구해질 수 있으며, 이는 Delta 함수로 표현되는 방향분포함수에 대하여 정확한 (exact) 반사계수를 주며, 일반적인 방향분포함수의 경우에도 근사적으로 사용할 수 있다. 식(4.27), 식(4.29) 및 식(4.32)로부터 반사계수는 최종적으로 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$r = - \frac{\sum_m \sum_n \Phi_{mn}^{-1} [H_m^*(\vec{k}, \sigma) H_n(\vec{k}_r, \sigma) e^{i\vec{k} \cdot (\vec{x}_n - \vec{x}_m)} + H_m^*(\vec{k}_r, \sigma) H_n(\vec{k}, \sigma) e^{i\vec{k} \cdot (\vec{x}_n - \vec{x}_m)}]}{2 \sum_m \sum_n \Phi_{mn}^{-1} H_m^*(\vec{k}_r, \sigma) H_n(\vec{k}_r, \sigma) e^{i\vec{k} \cdot (\vec{x}_n - \vec{x}_m)}} \quad (4.33)$$

제 7 절 수치모의 실험에 의한 검토

방향스펙트럼은 주파수와 파향의 함수로서 에너지의 분포를 표현하고 있으나, 파랑장이 선형이라고 가정하면 에너지 분포는 주파수와 파향에 대해서 각각 독립이라고 생각할 수 있다. 즉, 방향스펙트럼에서 주파수와 파향에 관련된 부분은 각각 독립적인 함수의 형태를 취하므로

$$S(f, \theta) = S(f)G(\theta, f) \quad (4.34)$$

의 형태로 쓸 수 있으며 여기서 $S(f)$ 는 주파수 스펙트럼, $G(\theta, f)$ 는 방향분포함수 (spreading function)이다. 일반적으로 실험 또는 현장에서 관측된 파동량의 시계열 (time series) 자료는 FFT (Fast Fourier Transform) 등을 통하여 주파수별로 에너지를 분리할 수 있으므로 방향스펙트럼을 계산하는 것은 궁극적으로 매 주파수에 대하여 방향분포함수 $G(\theta, f)$ 를 결정하는 문제로 귀착된다.

그러므로 본 수치모의실험에서는 임의의 고정된 주파수에 대해서 입사파의 방향분포함수와 반사계수를 설정하고 앞에서 논의한 수정확장최우법으로 방향분포와 반사계수를 재현하여 방향분해능 및 반사계수 산정의 정도를 검토하기로 한다. 수치모의실험의 절차는 다음과 같다.

- 1) 수치모의실험에 사용될 입사파의 방향분포함수와 반사계수를 입사파의 방향의 함수로 설정한다. 여기서는 Mitsuyasu의 방향분포함수와 상수 함수와 sine 함수로 표현되는 반사계수(r)를 사용한다.

$$G(\theta) = \sum_{i=1}^I \alpha_i \cos^{2s_i} \left(\frac{\theta - \theta_i}{2} \right) \quad (4.35)$$

$$r = 0.7 \text{ or } 0.8 \sin \theta \quad (4.36)$$

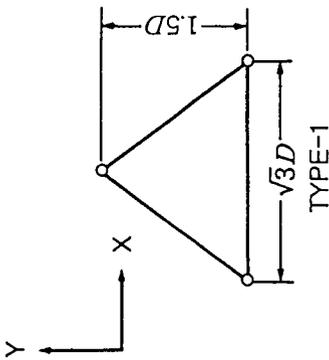
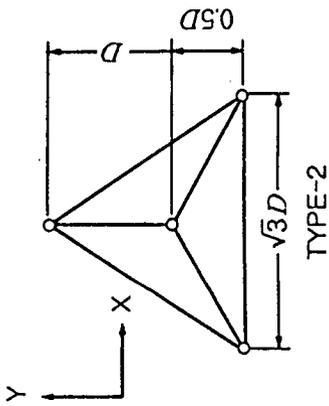
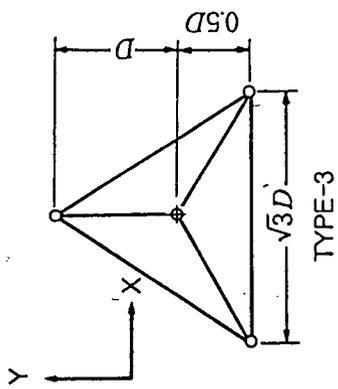
여기서 s_i 와 θ_i 는 각각 방향집중도 (spreading parameter)와 중심각을 의미하며 α_i 는 에너지 밀도의 상대적인 크기를 나타낸다. 그리고 $I=1$ 이면 단봉형 방향분포 (unimodal spreading), $I=2$ 이면 쌍봉형 방향분포 (bimodal spreading)를 나타낸다.

- 2) 관측계기의 배열 (observation array)을 상정하고 대상 파동량의 모든 조합에 대해 식(4.3)을 사용하여 cross 스펙트럼을 계산한다.
- 3) 식(4.33)을 사용하여 반사계수를 계산한다. 반사계수는 0과 1 사이의 값이므로 식(4.33)에 의한 반사계수가 음이면 0, 1보다 크면 1로 놓는다.
- 4) 식(4.30)을 사용하여 입사파의 방향분포함수를 계산하고 식(4.31)를 이용하여 비례상수 k 를 결정한다.
- 5) 3)과 4)에서 계산된 반사계수와 방향분포함수를 설정된 것과 비교하여 방향분해능과 반사계수 산정의 정도를 평가한다.

Fig. 4.2은 검토 대상으로 한 계기의 배열을 보여준다. Fig. 4.2에서 TYPE 1, TYPE 2, TYPE 3, TYPE 4 및 TYPE 5는 각각 Delta 배열 (Delta array), 4성분성형배열 (4 component star array), 6성분성형배열 (6 component star array), 점배열 (point array) 및 반사면에 직교하는 선형배열 (line array)을 나타낸다. 또한, TYPE 5의 배열이 반사면과 평행하게 배치되는 경우를 TYPE 6로 한다. 그리고 TYPE 1, TYPE 2와 TYPE 3를 통틀어 평면배열 (plane array)이라 부른다. Fig. 4.2에서 공간배열의 경우 계기 간격은 $D=0.2L$ 로 하였다.

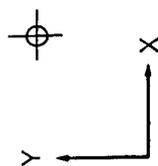
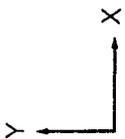
Fig. 4.3(a)와 Fig. 4.3(b)는 반사계수가 $r = 0.7$ 일 때 $s = 10$ 과 $s = 100$ 인 경우, Fig. 4.2의 계기 배열에 대하여 수정확장최우법으로 산정한 방향스펙트럼(하단)과 반사계수(상단)를 나타낸다. 이 그림에서 방향분포함수의 횡축 (ordinate)은 설정된 스펙트럼의 최대치로 무차원화 (non-dimensionalization)하였다. 반사면과 계기의 최단거리는 $0.2L$ (L 은 과장)로 하였으며 평면배열은 삼각형의 한 변이 반사면으로 부터 최단 거리에 있도록 하였다. 이 그림에서 보는 바와 같이 $s = 100$ 인 경우가 $s = 10$ 인 경우 보다 방향분해능 및 반사계수 산정의 정도가 훨씬 양호함을 알 수 있다. 이는 앞에서 언급한 바와 같이 MEMLM에 의한 반사계수의 산정식 식(4.33)은 Delta 함수로 표현되는 방향스펙트럼에 대하여 정확하다는 사실에 비추어 볼 때 타당한 결과로 사료된다.

배열 형태별로 관찰하면 계산에 사용된 파동량의 수가 제일 많은 6성분성형배열 (TYPE 3)이 가장 좋은 결과를 보여주고 있다. 관측파동량의 수가 3개인 배열 중에서는 평면배열인 Delta 배열 (TYPE 1)이 점배열 (TYPE 4)과 선형배열 (TYPE 5, TYPE 6)보다 양호한 결과를 주고 있다. 그러므로 반사파의 분해능은 파동량의 수 뿐만아니라 계기의 배치에 좌우됨을 알 수 있다. 특히 주목할 만한



LEGEND

notation	observed item
○	η η_{tt} P
⊕	$\left\{ \begin{matrix} \eta_x, \eta_y \\ P, U, X_{tt}, Y_{tt} \end{matrix} \right\}$



TYPE-4



TYPE-5

Fig. 4.2 Various wave probe array

(a) $s=10$

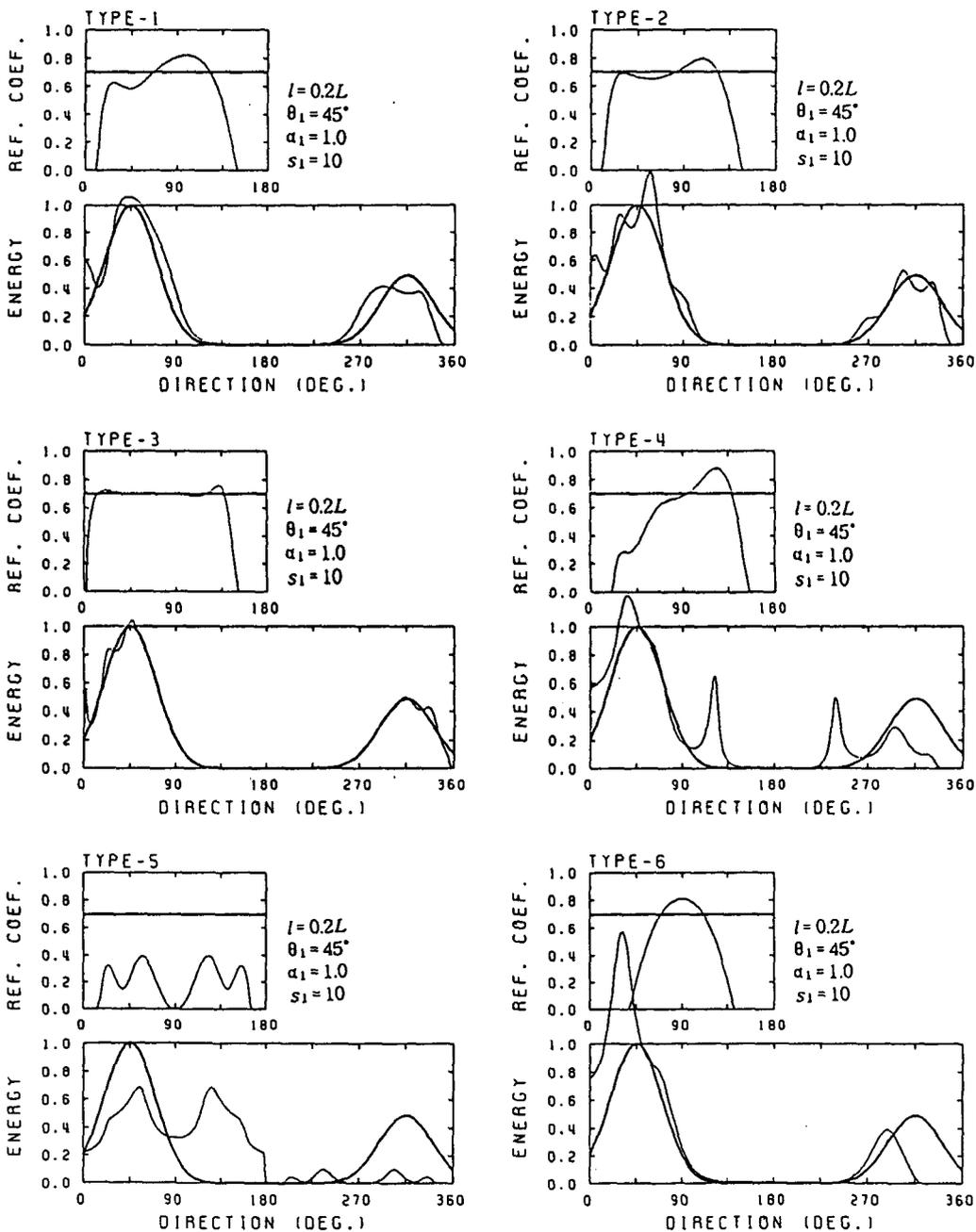


Fig. 4.3 Resolution of reflection waves for probe arrays
(Heavy:real, Thin:MEMLM estimation) (a) $s=10$, (b) $s=100$

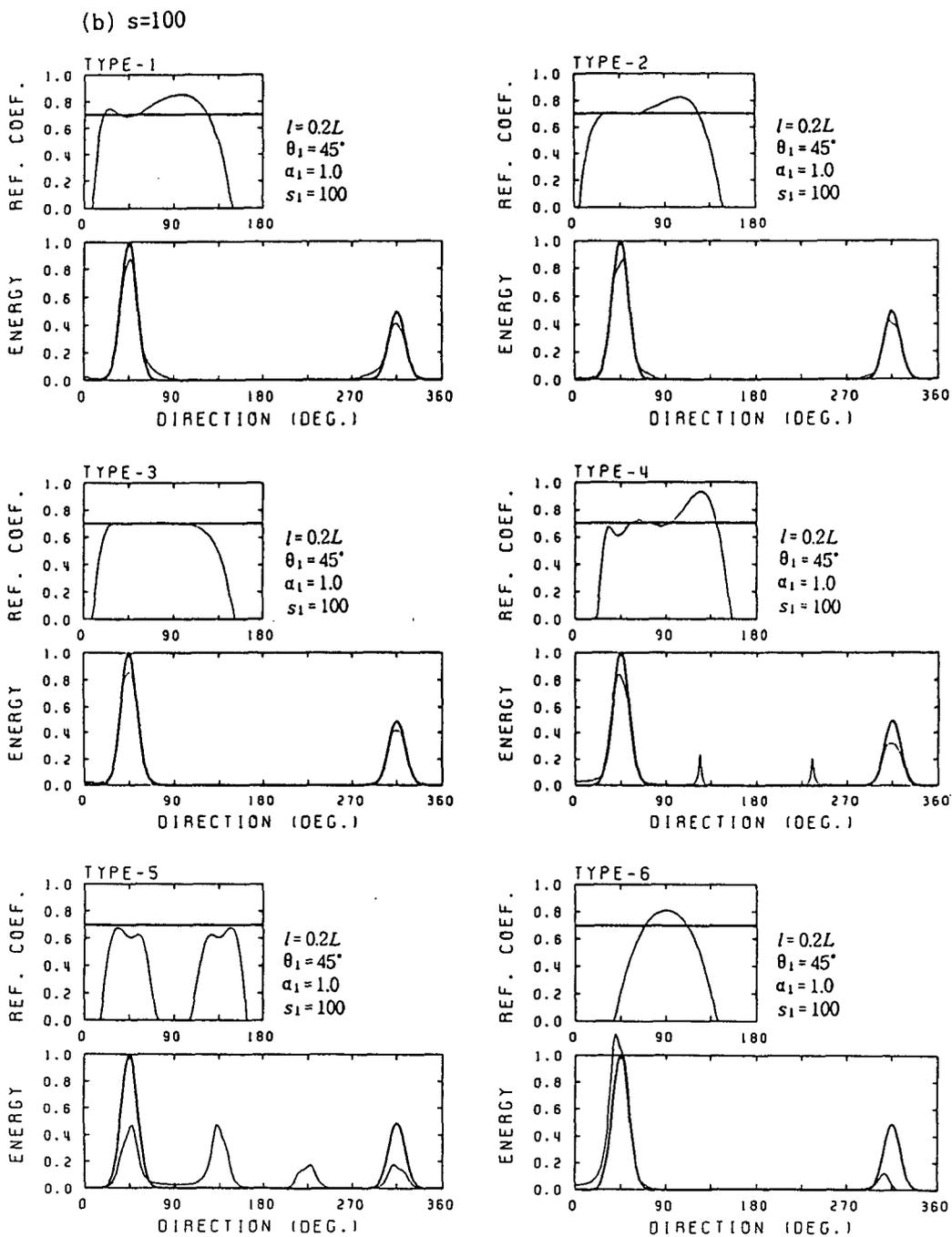


Fig. 4.3 (Continued)

점은 $s = 100$ 인 경우 (Fig. 4.3(b))에는 3개의 평면배열이 비슷한 결과를 주고 있다는 것이다. 즉 방향집중도계수(s)가 증가함에 따라 관측파동량의 수보다는 계기의 배치 형태가 반사파의 분해능에 큰 영향을 미친다는 점을 알 수 있다. 또한, 평면배열은 에너지 분포가 유효한 구간에서의 반사계수를 방향집중도에 큰 관계없이 매우 양호하게 재현하고 있다.

점배열 (TYPE 4)의 경우에는 실제의 방향분포함수에는 없는 擬似尖頭 (spurious peak)가 나타나고 있다. 이러한 의사첨두는 일반적으로 매우 첨예한 형태를 갖고 있으므로 분석 결과로부터 어느 정도 구분할 수 있다. 그리고 방향집중도계수가 작을 때 수정확장최우법을 점배열 (TYPE 4)에 적용하면 반사계수의 산정 정도가 크게 저하됨을 알 수 있다. 오 등 (1992)의 연구 결과에 의하면 반사파가 없는 파랑장에 대하여 기존의 확장최우법을 3성분 배열 (TYPE 1과 TYPE 4)에 적용하면 비교적 양호한 방향분해능을 갖는 추정치를 얻을 수 있다. 그러나 반사파를 무시할 수 없는 경우에는 구하여야 할 미지수에 반사계수가 추가되므로 관측파동량의 수를 증가시켜야만 방향분해능의 정도를 향상시킬 수 있다.

반사면에 수직으로 설치된 선형배열 (TYPE 5)은 90° 의 주기를 갖는 결과를 보여주고 있는데 이는 이 배열이 입사각 $0^\circ - 90^\circ$ 의 파랑과 $90^\circ - 180^\circ$ 의 파랑을 동일한 것으로 인식하기 때문인 것으로 사료된다. 따라서 파랑이 45° 와 135° 의 방향으로 동시에 입사하는 경우 이 파랑을 분해할 수 없다. 한편, 반사면과 평행한 선형배열 (TYPE 6)은 방향집중도에 관계없이 반사계수 산정에서 정도가 가장 낮은 결과를 보여주고 있다.

Fig. 4.3로 부터 반사파가 현저한 파동장의 방향스펙트럼 분석 및 반사계수 산정을 위해서는 수정확장최우법을 적용하는 경우 4성분 이상의 평면배열을 사용하는 것이 바람직하다고 생각된다. 따라서 이제부터는 성형배열 (TYPE 2와 TYPE 3)

을 반사파 해석능력의 검토 대상으로 한다.

Fig. 4.4와 Fig. 4.5은 각각 4성분성형배열 (TYPE 2)과 6성분성형배열 (TYPE 3)을 반사면으로 부터 $l = 0.0, 0.2L, 0.4L, 0.6L, 0.8L, 1.0L$ (l :반사면과 계기간의 최단거리, L :파장) 만큼 떨어지게 배치한 경우 수정확장최우법에 의한 반사파의 추정 결과이다. 반사면으로 부터 계기배열을 멀리 설치할수록 방향분해능과 반사계수의 산정 정도가 현저히 떨어짐을 알 수 있다. 특히 반사파의 분해능은 방향분포함수의 유효폭이 작을수록 반사면과 계기배열간의 거리에 민감한 반응을 보이고 있으며 계기가 멀리 설치될수록 의사첨두가 많이 나타난다. 이러한 의사첨두는 실제의 첨두 보다 훨씬 예리한 형태를 보이므로 쉽게 구별할 수 있다. 6성분성형배열 (TYPE 3)에 대하여 방향집중도가 크면 (Fig. 4.5(b)) 반사면으로 부터 계기배열의 설치 위치를 $l = L$ 로 증가시킨 경우 반사계수에는 의사첨두가 발생하였으나 방향스펙트럼에서 보는 바와 같이 반사파의 분해는 양호한 것으로 나타났는데, 이는 반사계수에서 나타나는 의사첨두의 위치에서 입사파의 에너지가 유효 (significant)하지 않기 때문이다. 그러나 방향분포함수의 유효폭이 작으면 (Fig. 4.4(a)와 Fig. 4.5(b)) 반사벽과 계기간의 거리를 $l = 0.2L$ 이내로 제한하는 것이 바람직하다고 사료된다.

Fig. 4.6은 반사계수가 $r = 0.7$ 과 $r = 0.8\sin\theta$ 로 주어지는 경우 여러가지 형태의 입사파 방향분포함수에 대하여 4성분성형배열에 의한 반사파의 해석 결과를 보여준다. 계기배열의 설치 위치는 반사면으로 부터 $0.2L$ 이다. 이 Fig.으로 부터 반사계수의 산정 정도는 반사계수의 형태 보다는 입사파 방향분포의 형태(s)에 크게 의존한다는 것을 알 수 있다.

Fig. 4.7은 Fig. 4.6에서 계기의 배열을 6성분성형배열로 바꾼 것이다. Fig. 4.6과 비교하면 반사파의 분해능이 크게 개선되었다. 특히 입사파의 에너지가 유효한 구간에서의 반사계수는 검토된 모든 경우에서 거의 완벽하게 재현되고 있음을 볼 수 있다. 그러므로 6성분성형배열을 사용하면 방향분포함수의 재현 정도는 다소

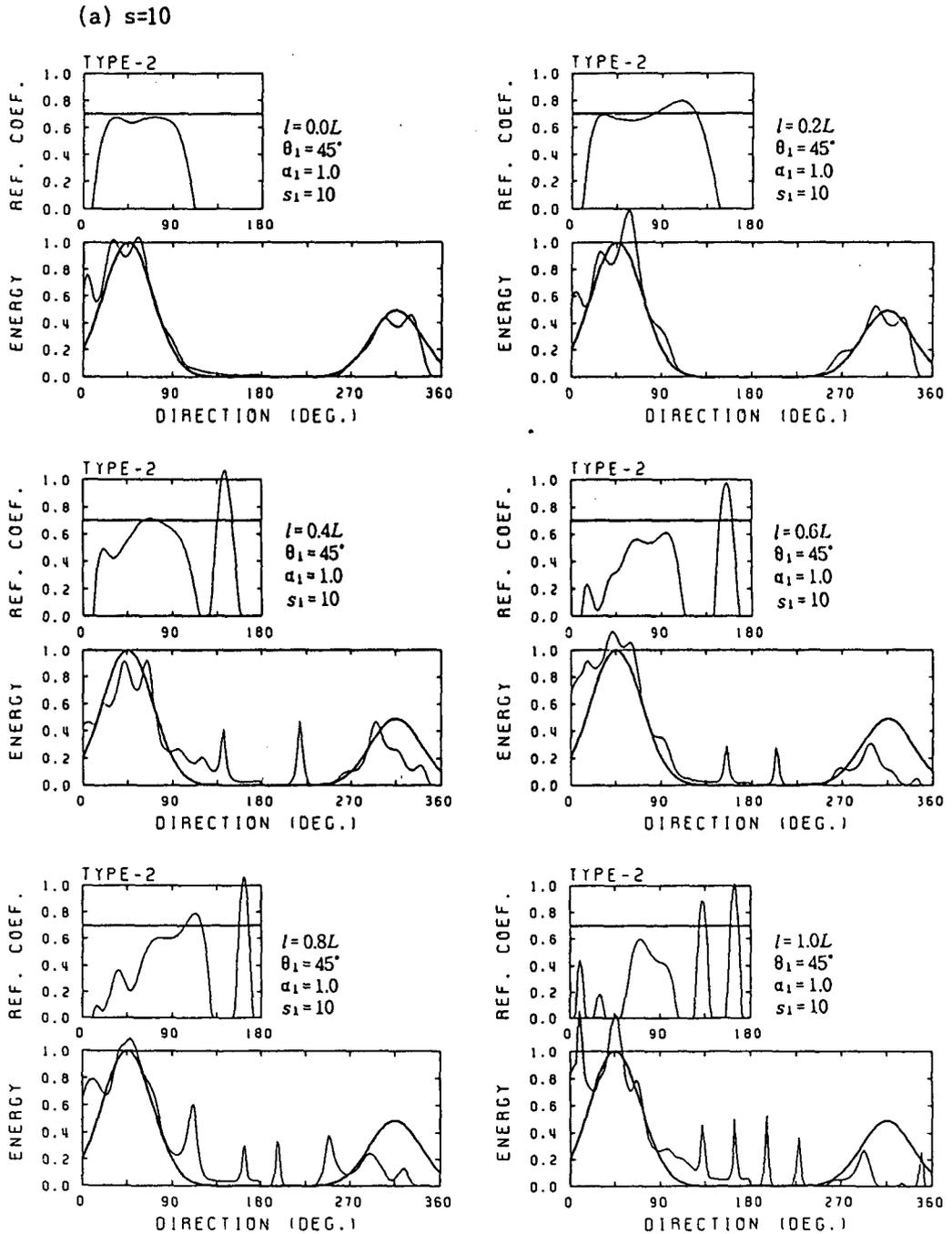


Fig. 4.4 Resolution power of 4-component star array for distance between reflection plane and probe array (Heavy:real, Thin:MEMLM estimation)
 (a) $s=10$, (b) $s=100$

(b) $s=100$

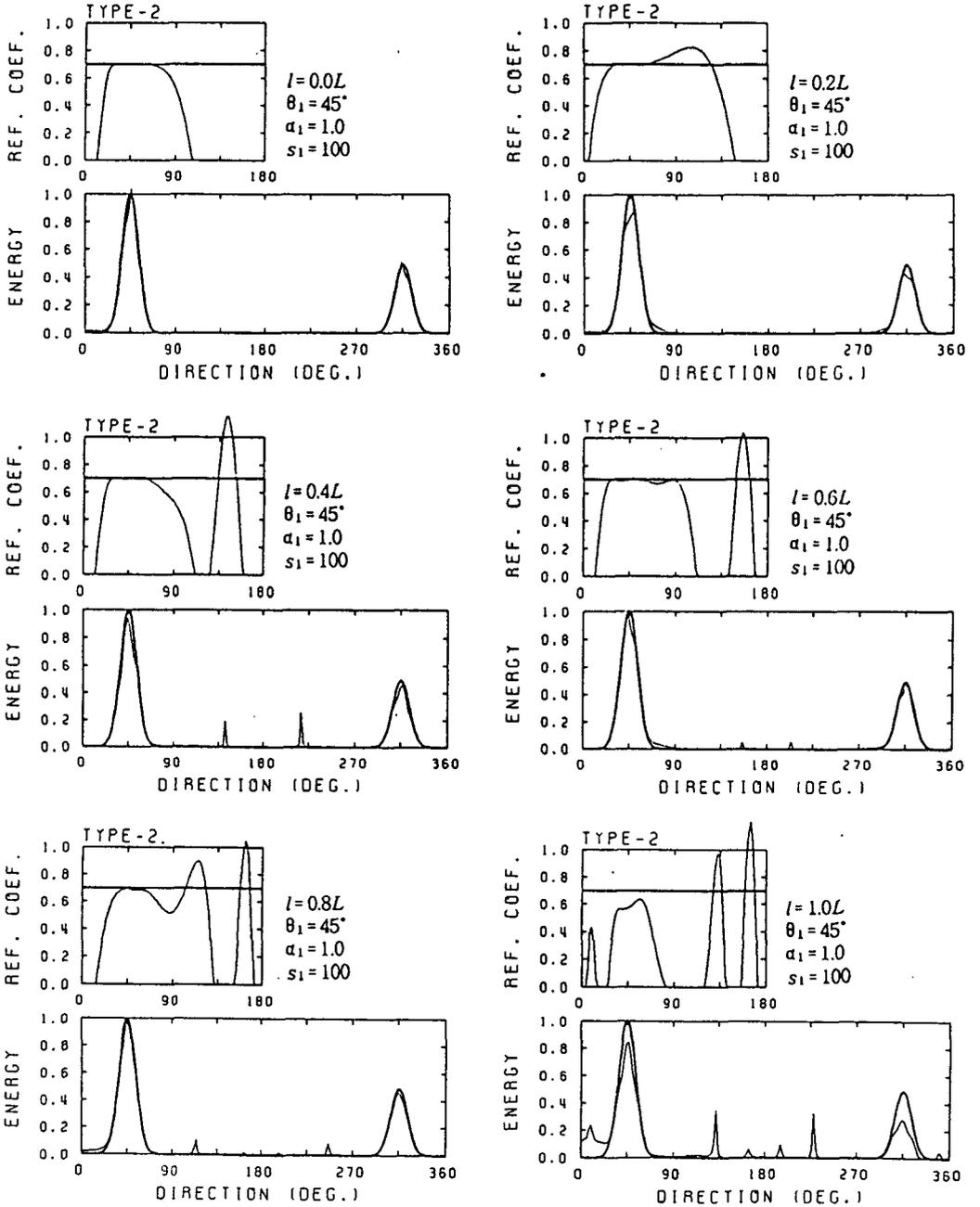


Fig. 4.4 (Continued)

(a) $s=10$

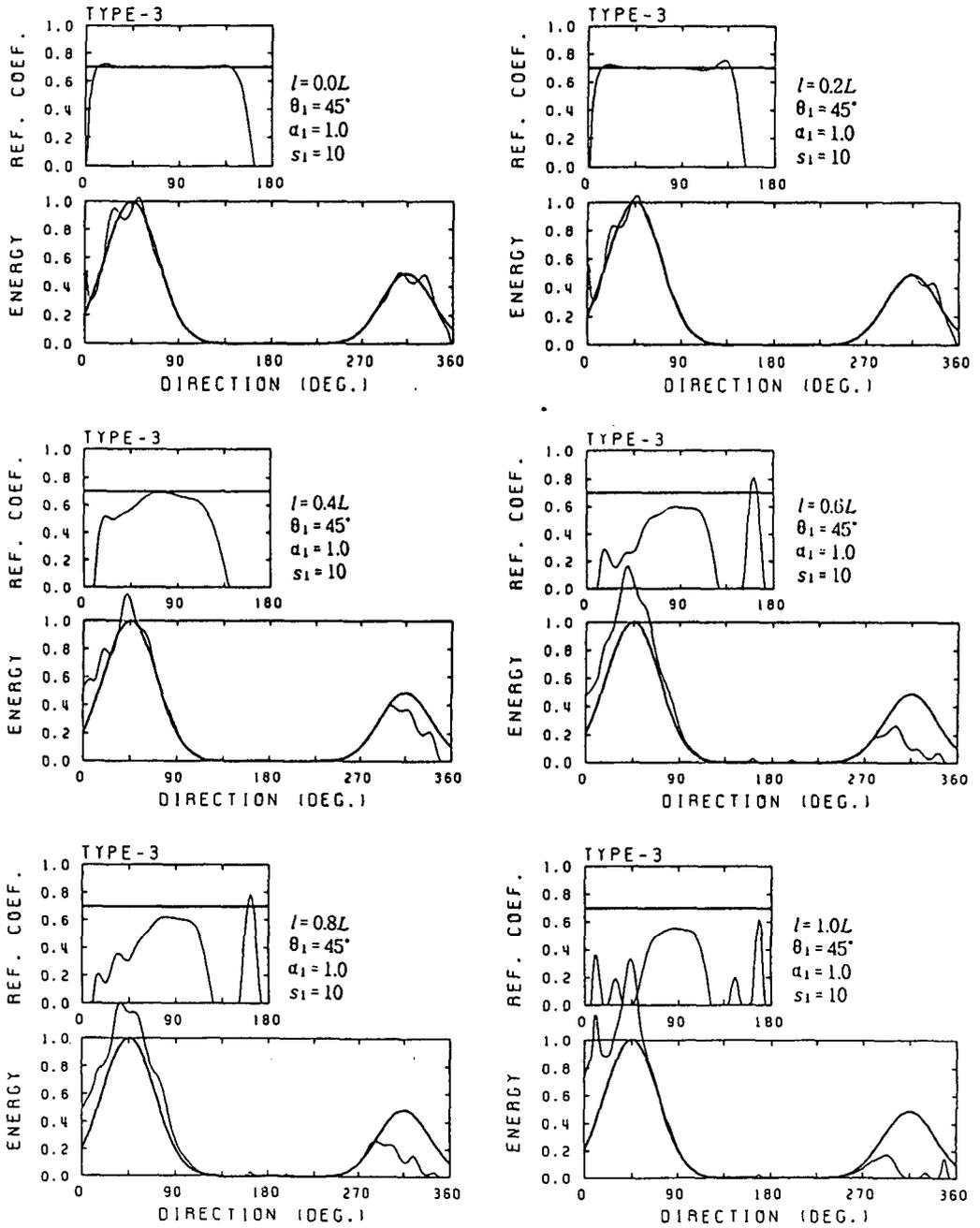


Fig. 4.5 The same as in Fig. 4.4 except 6-component

(b) $s=100$

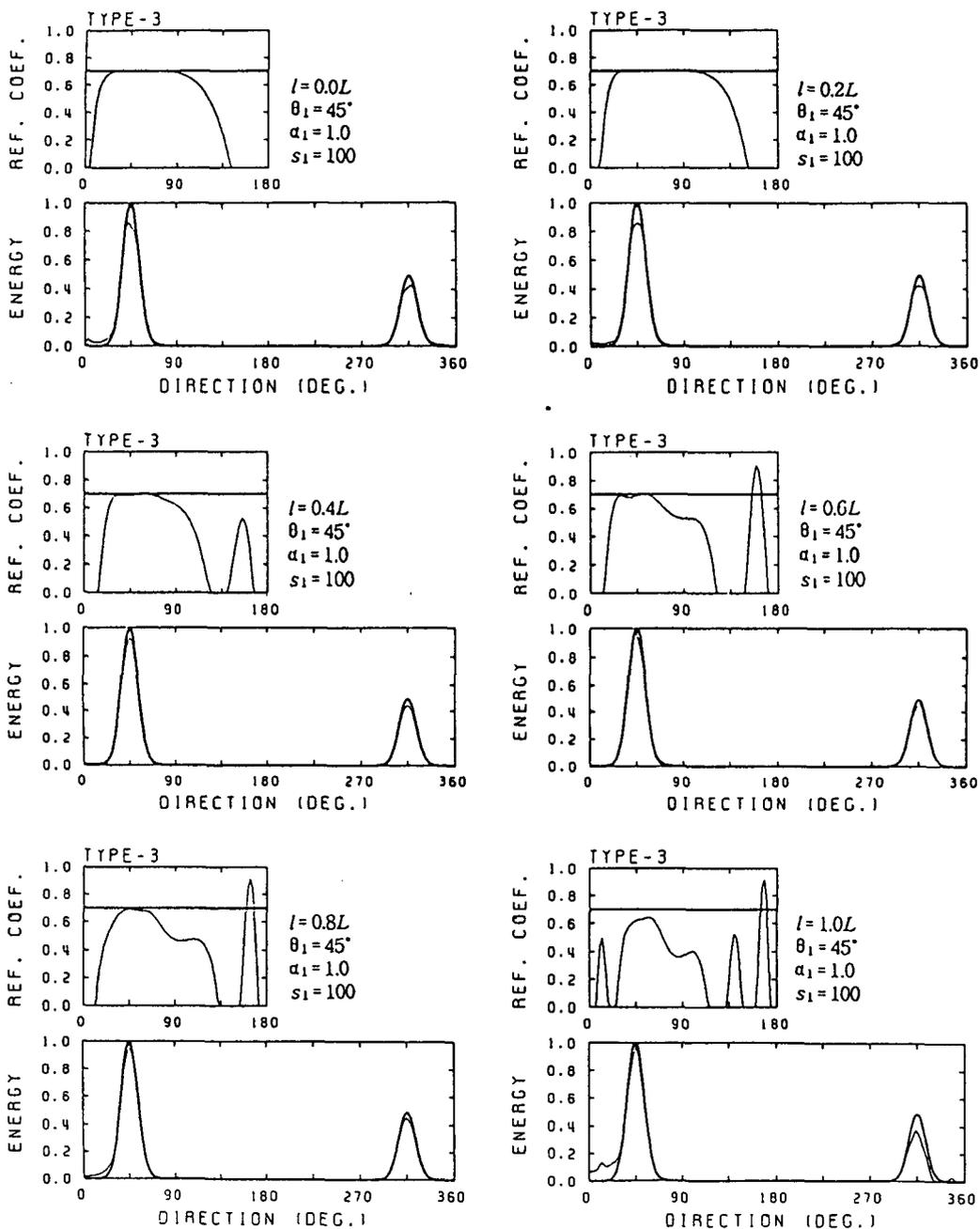


Fig. 45 (Continued)

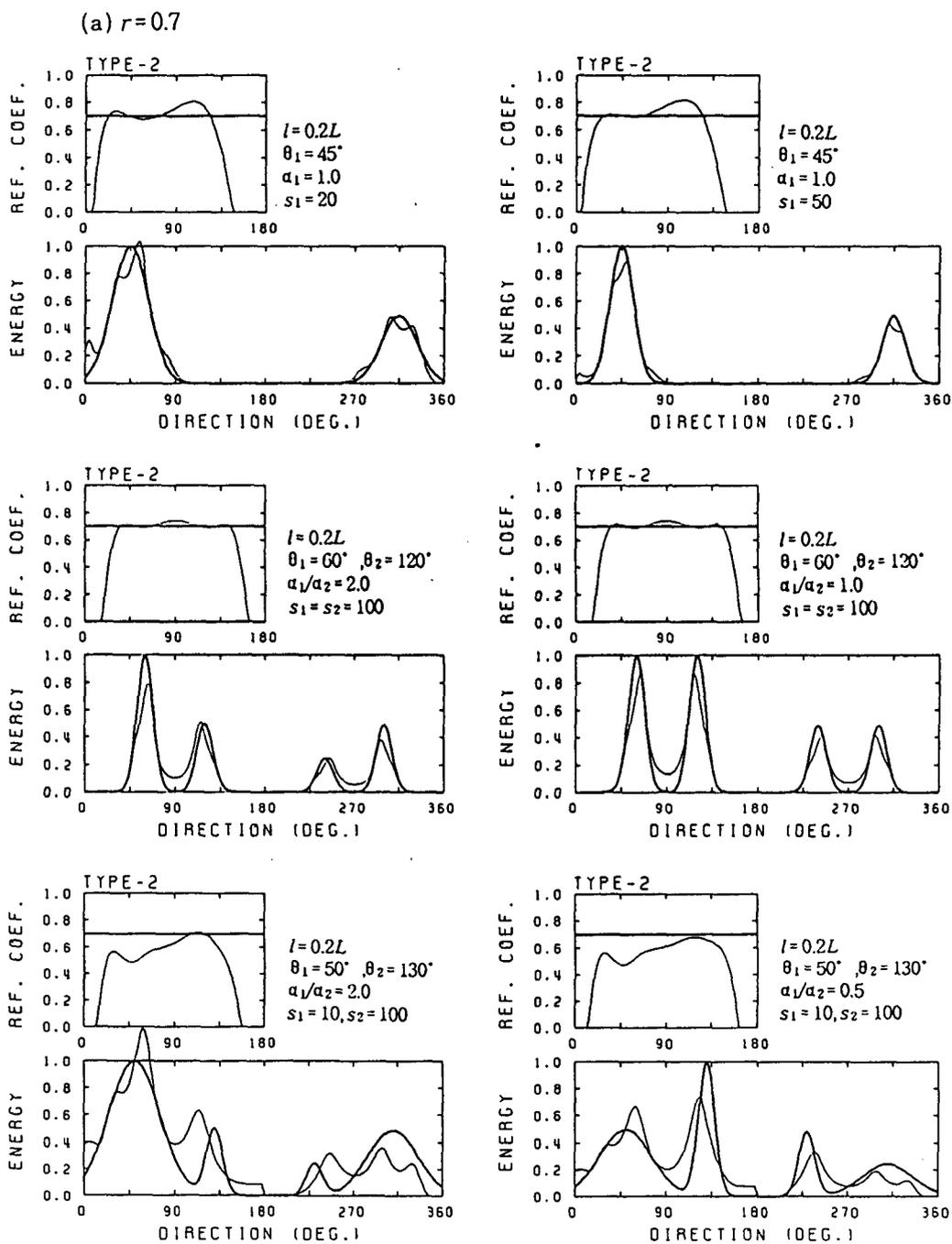


Fig. 4.6 Resolution power of 4-component star array for various spreadings
 (Heavy:real, Thin:MEMLM estimation)
 (a) $r=0.7$, (b) $r=0.8 \sin \theta$

(b) $r=0.8\sin\theta$

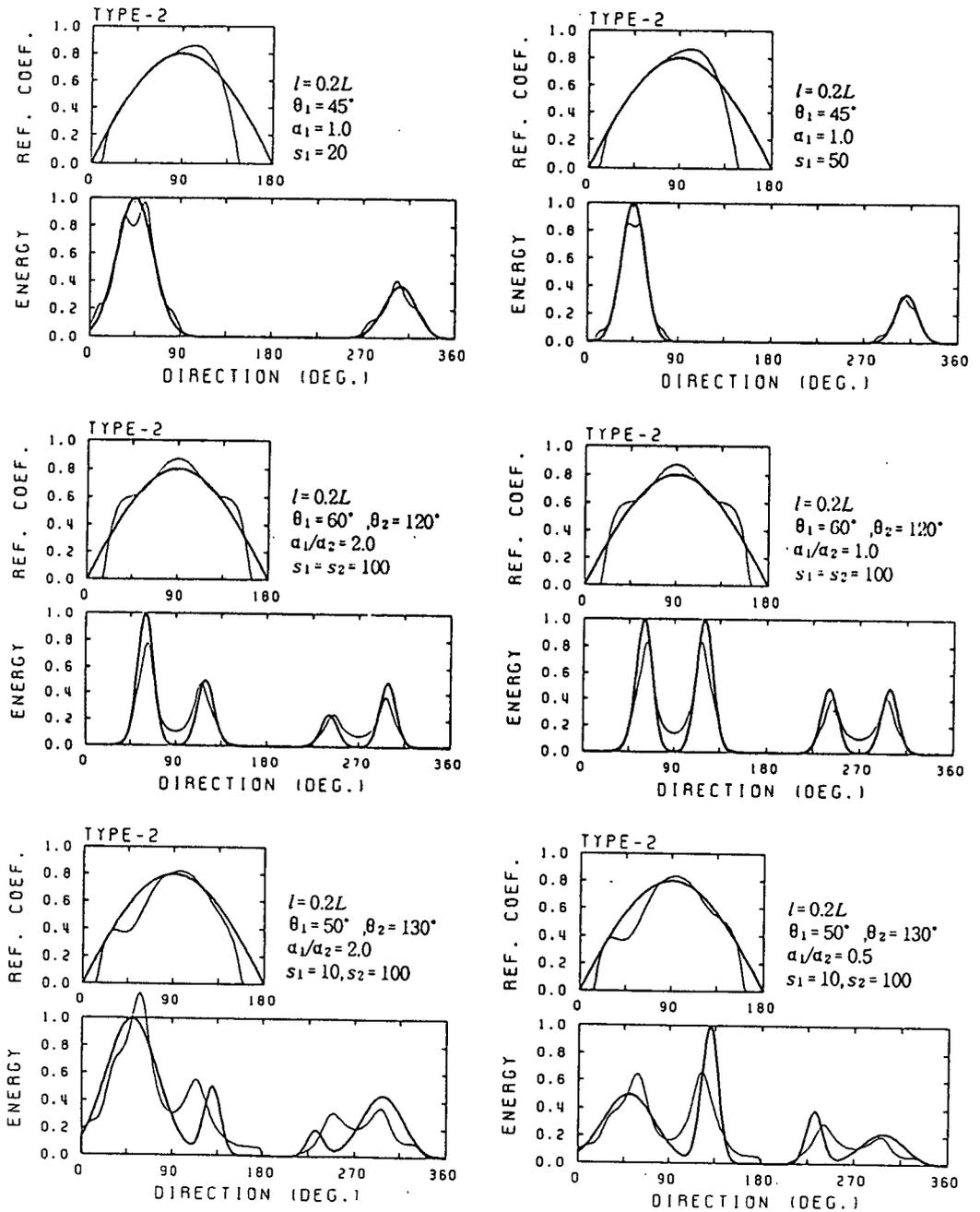


Fig. 4.6 (Continued)

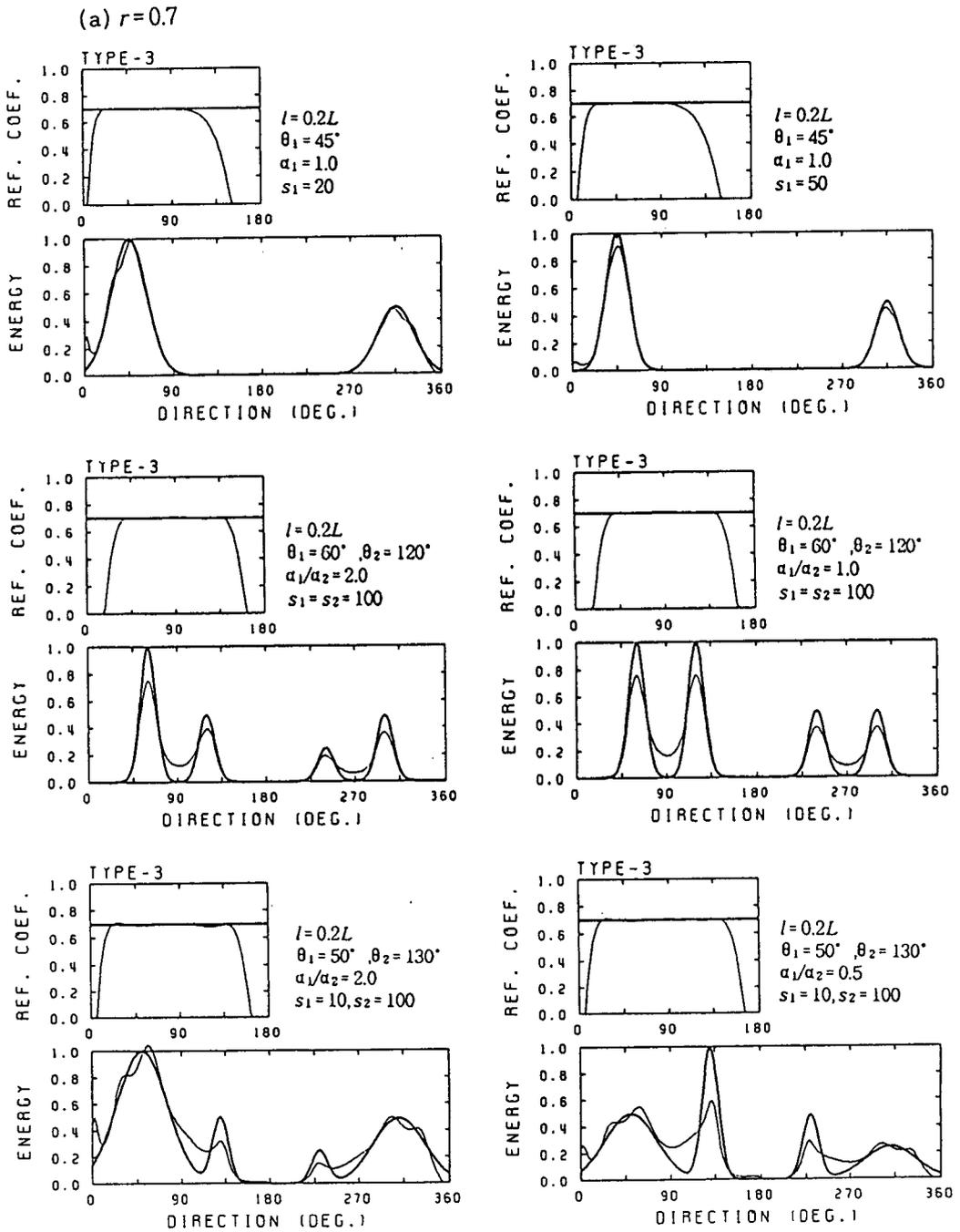


Fig. 4.7 The same as in Fig. 4.6 except 6-component

(b) $r = 0.8 \sin \theta$

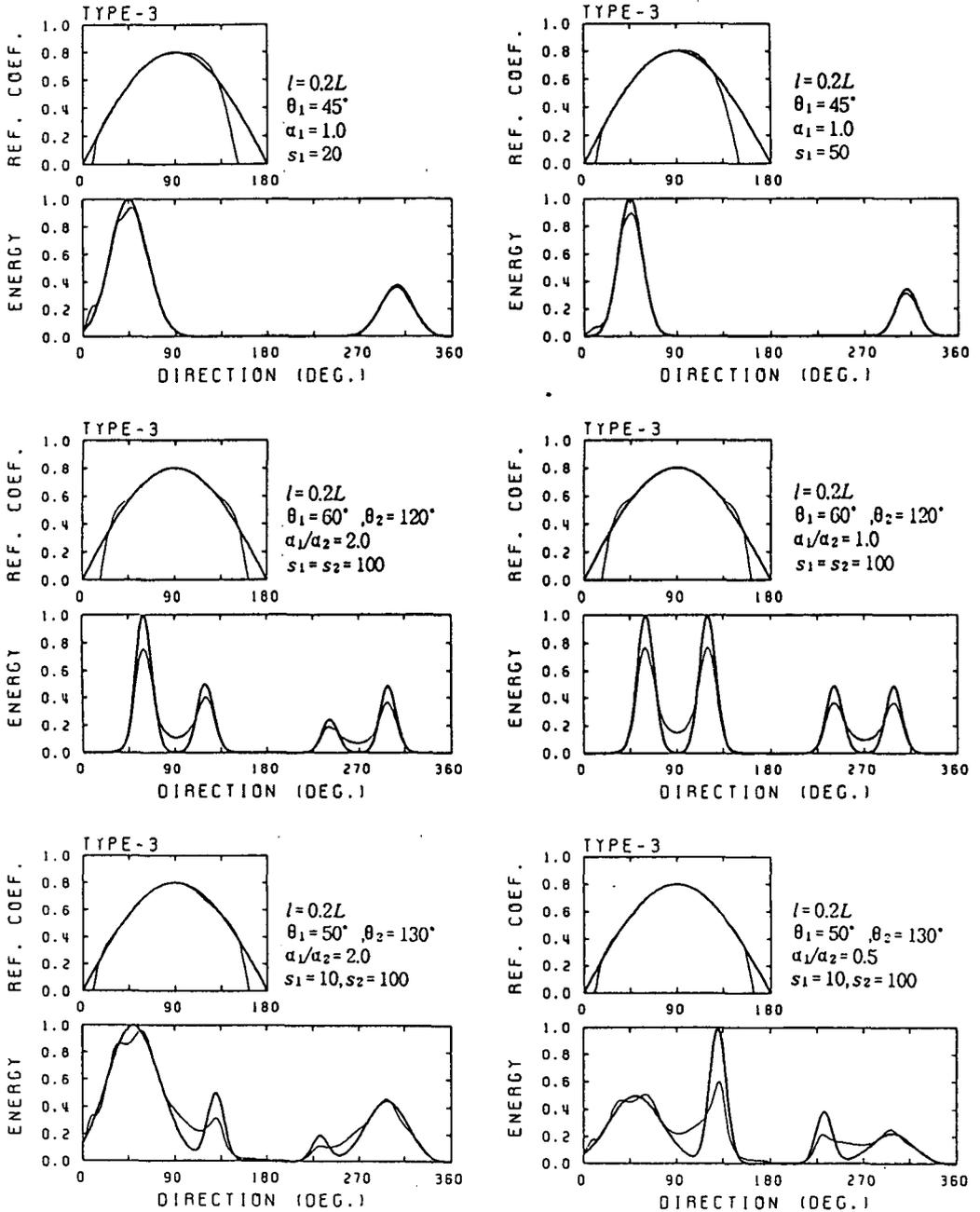


Fig. 4.7 (Continued)

낮더라도 반사계수는 매우 정확하게 산정할 수 있다고 사료된다.

제 8 절 결론 및 토의

본 연구에서 입사파와 반사파가 공존하는 파랑장의 방향스펙트럼과 입의의 두 파동량간의 cross 스펙트럼의 관계식을 적분식의 형태로 유도하고 위상간섭의 영향을 검토하였다. 그리고 수면변위 자료에만 적용할 수 있는 Isobe *et al.* (1984)의 수정최우법 (MMLM)을 일반적인 파동량에도 적용할 수 있도록 확장한 수정확장최우법 (MEMLM)에 의한 방향스펙트럼과 반사계수의 산정식을 도출하고, 수치모의 실험을 통하여 MEMLM의 추정 정도를 검토하였다. 본 연구에서 도출된 결론은 다음과 같다.

- 1) 반사파가 현저한 파랑장의 cross · power 스펙트럼은 입사파 성분, 반사파 성분 그리고 입사파와 반사파의 위상이 독립이 아닌 데서 기인하는 위상간섭에 의한 성분으로 구성된다.
- 2) 위상간섭에 의한 성분의 역할은 반사면에서 가까울수록 그리고 방향분포함수의 유효폭이 작을수록 중요해진다.
- 3) 반사파의 분해능은 방향집중도계수 (s)와 관측파동량의 갯수가 증가할수록 향상된다.
- 4) 파동량 관측계기의 배치 방법에 따라 반사파의 분해능이 크게 좌우되며 점배열과 선형배열 보다는 평면배열이 반사파 분해에 효과적이다. 특히 점배열의 결과에는 의사첨두 (spurious peak)가 나타나고, 반사면에 수직인 선형배열은 입사각이 $0^\circ - 90^\circ$ 인 파랑과 $90^\circ - 180^\circ$ 인 파랑을 구별하지 못하며, 반사면에 평행한 선형배열은 반사계수 산정의 정도가 가장 낮은 것으로 나타났다.
- 5) 반사파의 분해능은 반사면과 계기배열간의 거리에 매우 민감한 것으로 나타

났으며 그 거리는 0.2 파장 이내로 제한하는 것이 바람직하다. 거리가 0.4 파장 이상이 되면 많은 의사첨두가 발생하며 반사계수 산정의 정확도도 현저히 감소한다.

일반적으로 반사파의 분해능은 방향분포함수의 형태(s), 관측계기의 갯수, 계기의 배치 방법, 반사면과 계기배열간의 거리(l) 및 반사파의 분석법 등에 따라서 결정된다. 앞에서 고찰한 바와 같이 고찰한 바와 같이 성형배열의 경우 방향집중도 계수와 관측계기의 갯수에 관계없이 반사면과 계기배열간의 거리는 파장의 0.2배 이내로 제한하는 것이 바람직하지만, 실제 바다의 파랑에는 여러가지 파장을 갖는 파랑들이 중첩되어 있고 l 은 파장의 함수이므로 l 을 일의적으로 결정하기가 곤란하다. 즉, l 을 긴 파장을 기준으로 하여 결정하면 파장이 짧은 파랑의 반사파는 분해하기 힘들 것이며, 반대로 짧은 파장을 기준으로 하면 반사면과 계기배열간의 간격이 좁아지기 때문에 방파제 등 반사구조물에 바짝 붙어서 선박을 사용하여 계기배열 설치해야 하는데 이는 사실상 불가능하다. 그러나 태풍 등 폭풍에 의한 풍파 (wind seas)의 경우 에너지 스펙트럼은 대부분 그 유효폭이 협소 (narrow-banded)하기 때문에 현실적으로는 첨두주파수의 파장으로 부터 l 을 결정하여도 충분하다고 사료된다. 폭풍시 첨두주파수가 $f_p=0.1$ Hz, 반사구조물 주변의 평균 수심이 $h=10$ m라고 가정하면 선형파 이론에 의한 파장은 약 $L=140$ m이므로 계기배열은 반사면으로 부터 $l=28\text{m} \approx 30\text{m}$ 이므로 물결이 잔잔한 경우 조심스럽게 반사구조물 근처에 계기배열을 설치할 수 있다고 생각된다.

방향집중도계수는 반사파의 분해능에 큰 영향을 미치는 요소이다. Mitsuyasu *et al.* (1975)은 cloverleaf buoy에 Longuet-Higgins *et al.* (1963)의 방법을 적용하여 방향스펙트럼과 방향집중도계수를 계산하고 다음과 같은 식을 제안하였다.

$$S = \begin{cases} S_{\max} (f/f_p)^5 & f \leq f_p \\ S_{\max} (f/f_p)^{-2.5} & f \geq f_p \end{cases} \quad (4.37)$$

그러므로 방향집중도계수는 에너지 스펙트럼의 첨두주파수에서 최대가 된다. 한편, Goda (1985)는 풍파의 경우 $S_{\max}=10$, 파형경사가 큰 너울 (swell)의 경우 $S_{\max}=25$ 그리고 파형경사가 작은 너울의 경우에는 $S_{\max}=75$ 라고 하였다. 한편, 작은 폭풍 시 강릉 경포대 해상에서 관측한 자료를 최대엔트로피법으로 분석한 결과에 의하면 S_{\max} 는 약 10이고 방향집중도계수는 식(4.37)의 경향을 따르는 것으로 나타났다 (오 등, 1992). 그러므로 현실적으로 대부분의 경우에 방향집중도계수는 10 이하로 간주하는 타당하며, 이에 따라 적합한 계기배열을 선정하여 반사파의 관측에 활용하는 것이 바람직하다고 생각된다. 앞에서 논의한 수치모의실험 결과를 종합하여 생각하면 성형배열을 사용하는 것이 가장 좋다. 그러나 현재 상품화된 계기배열은 3성분 점배열 (국내에서 사용 가능한 것은 네덜란드 Datawell사의 directional waverider buoy와 미국 Sea Data사의 PUV 계기 등이다) 뿐이므로 6성분성형배열을 비롯한 평면배열은 독립된 여러 관측계기를 조합하여 직접 제작하여야 한다. 계기배열의 제작에서 가장 중요한 점은 모든 관측 자료가 동시성 (synchronization)을 가져야 한다는 것이다. 이는 파랑의 방향이 관측과동량의 power 스펙트럼 보다는 서로 다른 과동량간의 cross 스펙트럼에 지배되기 때문이다. 그리고 자료저장 장치 (Data logger)의 용량도 계기배열의 제작에서 반드시 고려되어야 한다. 여러 가지 상황을 종합해 볼 때 현 시점에서는 4성분성형배열을 제작하여 반사파 관측에 활용하는 것이 가장 현실성이 크다고 생각된다. Data logger의 용량이 크게 증대되고 6개 이상의 계기를 synchronization할 수 있는 기술이 확보된다면 6성분성형배열도 활용할 수 있다.

참고문헌

- 박 우선, 오 영민, 전 인식. 1992. 최소자승법에 의한 입·반사파의 분해기법. 한국해양·해양공학회지, 14(3):139-145.
- 오 병철, 심 재설. 1990. 파향스펙트럼 추정법의 비교연구. 한국해양·해양공학회지, 2(3):119-127.
- 오 병철, 박 경수, 심 재설. 1992. Array를 이용한 파향 스펙트럼 산정에 관한 연구. 해양연구, 14(2):111-129.
- 유동훈. 1989. 합성류 전단력 계산을 위한 혼합거리 모델, 한국해양해양공학회지, 1(1):8-14.
- 유동훈. 1990. 불규칙파에 의한 연안류, 대한토목학회논문집, 10(4):151-158.
- 유동훈. 1993a. 쇄파대 내의 확산, 한국해양해양공학회 학술발표회 논문초록집: 146-151.
- 유동훈. 1993b. 천이류에서의 관마찰, 대한토목학회 논문집 13(4):165-172.
- 유동훈, 이동수. 1992. 이동상 해저면에서의 마찰력, 한국해양해양공학회지, 4(2): 63-71.
- 한국해양연구소. 1992. 폭풍시 연안류 변동에 따른 연안재해요소 연구, 제1차년도 보고서, BSPN 00189-617-2, 190pp.
- 橋本典明. 1987. 베이스型モデルを用いた方向スペクトルの推定. 第34回海岸工学講演會論文集:126-130.
- 橋本典明, 小舟浩治. 1988. 入・反射波共存場を對象としたベイズ型モデルを用いた方向スペクトルの推定. 第35回海岸工学講演會論文集:163-167.
- 橋本典明, 永井紀彦, 淺井正. 1993. 海洋波の方向スペクトルの推定における擴張最大エントロピー-原理法の入・反射波共存を場對象とした修正. 港灣技術研究所報告, 印刷中.

- Baber, N.F. 1963. The directional resolving power of an array of wave detectors. *Ocean Wave Spectra*, Prentice-Hall Inc. N.J., 137-150.
- Battjes, J.A. 1975. Turbulence in the surf zone, *Proc. Modelling Techniques*, ASCE:1050-1061.
- Battjes, J.A. 1983. Surf zone turbulence, *Proc. Seminar on Hydrodynamics of Waves in Coastal Areas*, I.H.A.R., Moscow:139-140.
- Bijker, E.W. 1966. The increase of bed shear in a current due to wave motion, *Proc. 10th Conf. Coastal Eng.*, ASCE, 1: 746-765.
- Bijker, E.W. 1967. Some considerations about scales for coastal models with movable bed, *Delft Hydraulics Laboratory, Publ. No. 50*.
- Capon, J. 1969. High resolution frequency wave number spectrum analysis. *Proc. IEEE*, 57(8):1408-1696.
- Davis, R.E. and L.A. Regier. 1977. Method for estimation of directional wave spectra from multi-element arrays. *J. Mar. Res.*, 35(3):453-447.
- Doering, J. C., and A. J. Bowen, 1987 Skewness in the nearshore Zone: A comparison of estimates from Marsh-McBirney current meters and collocated pressure sensor, *J.Geophy. Res.*, 92, 13,173-13,183
- Dong, P., Walker D.J. and Anastasiou K. 1989. The modelling of wave breaking induced turbulent mixing using depth averaged turbulence transport equations, *Proc. 23rd IAHR Congress*, Ottawa, A181-A189.
- Elgar, S., and R. T. Guza, 1985 Observations of bispectra of shoaling surface gravity waves, *J. Fluid Mech.*, 161, 425-448,
- Elgar, S., and R. T. Guza, 1986 Nonlinear model predictions of bispectra of shoaling surface gravity waves, *J. Fluid Mech.*, 167, 1-18,

- Freilich, M. H., and R. T. Guza, 1984 Nonlinear effects on shoaling surface gravity waves, *Philos. Trans. R.Soc. London, Ser. A*, 311, 1-41
- Freilich, M. H., and S. S. Pawka, 1987 Statistics of S_{xy} estimates, *J. Phys. Oceanogr.*, 17, 1786-1797
- Goda, Y. 1985. Random seas and design of maritime structures. Univ. of Tokyo, Tokyo, Japan.
- Goda, Y. and Y. Suzuki. 1976. Estimation of incident and reflected waves in random wave experiments. *Proc. 15th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE*, 828-845.
- Hasselmann, K., W. Munk, and G. MacDonald, 1963 Bispectra of ocean waves, in *Time Series Analysis*, edited by M. Rosenblatt, pp. 125-139, John Wiley, New York
- Harris, S. 1967. Field and model studies of the nearshore circulation, Ph.D. Thesis, University of Liverpool.
- Horikawa, K. 1978. Coastal engineering. Univ. of Tokyo press, Tokyo, Japan.
- Isobe, M. and K. Kondo. 1984. Method for estimating directional wave spectrum in incident and reflected wave field. *Proc. 19th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE*, 467-483.
- Isobe, M., K. Kondo, and K. Horikawa. 1984. Extension of MLM for estimating directional wave spectra. *Proc. Symp. on Description and Modelling of Directional Seas*, Tech. Univ. of Denmark, Paper N0. 6, Danish Hydraulic Inst. and Danish Maritime Inst., Lyngby, Denmark.
- Jonsson, I.G., *et al.* 1974. Computation of longshore currents, *Proc. 14th Int.*

- Conf. Coastal Eng., ASCE: 699-714.
- Kim, C. S., and D. A. Huntrey, 1985, Is surf beat forced or free?, 19th Coastal Engineering Conference Proceedings, ASCE/ September, 1984, Houston, TX, pp 871-885
- Kim, C. S., and D. A. Huntrey, 1985, Long waves in the nearshore zone, Proceedings of Canadian Coastal Conference, NRC Canada/ August, 1985, St. Jhons, Newfoundland, Canada, pp 37-51.
- Kim, C. S., and D. A. Huntrey, 1986, On the time delays between onshore and longshore currents at incident wave frequencies, J. Geophys. Res., 91, 3967-3977
- Kim, C. S., and E. B. Thornton, 1993, Longshore current and wave height modulation at tidal frequency inside the surf zone. J. Geophys. Res. 98 C(9), pp 16509-16519
- Kim, Y. C., and E. J. Powers, 1979 Digital Bispectral analysis and its application to nonlinear wave interactions, IEEE Trans. Plasma Sci., 1, 120-132
- Kobune, K, and N. Hashimoto. 1986. Estimation of directional spectra from maximum entropy principle. Proc. 5th Int. Offshore Mech. and Arctic Eng. Symp., ASME, 1:80-85.
- Launder, B.E. and Spalding, D.B. 1974. The numerical computation of turbulent flow, Comp. Meth. in Appl. Mech. and Eng., 3, p. 269.
- Longuet-Higgins, M.S., 1970a. Longshore currents generated by obliquely incident sea waves. 1., J. Geophys. Res., Vol. 75, No. 33, pp6778-6789.
- Longuet-Higgins, M.S., 1970b. Longshore currents generated by obliquely incident sea waves. 2., J. Geophys. Res., Vol. 75, No. 33, pp6790-6801.

- Longuet-Higgins, M.S., D.E. Cartwright, and N.D. Smith. 1963. Observation of the directional spectrum of sea waves using the motions of a floating buoy. *Ocean Wave Spectra*, Prectice-Hall Inc., N.J., 111-136.
- Mansard, E. P. and E. R. Funke. 1980. Evaluation of incident wave energy in flume tests. *Proc. 17th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE*, 191-206.
- Mitsuyasu, H., F. Tasai, T. Suhara, S. Mizuno, M. Ohkusu, T. Honda, and K. Rikiishi. 1975. Observation of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy. *J. Phys. Oceanogr.*, 5(4):750-760.
- Mitsuyasu, H., and S. Mizuno. 1976. Directional spectra of ocean surface waves. *Proc. 15th Coastal Eng. Conf., ASCE*, 329-348.
- Ochi, M.K. 1982. Stochastic analysis and probabilistic prediction of random seas. *Advanced in hydrosience*, 13.
- O'Connor, B.A. and Yoo, D. 1987. Turbulence modelling of surf zone mixing processes, *Proc. Conf. Coastal Hydrodynamics, Delaware, ASCE*: 371-383.
- Panicker, N.N. and L.E. Borgman. 1974. Enhancement of directional wave spectrum estimates. *Proc. 14th Coastal Eng. Conf., ASCE*, 258-279.
- Thornton, E.B. 1970. Variation of longshore current across the surf zone, *Proc. 12th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE*: 291-308.
- Thornton, P.J. 1993. Personal discussion with the author.
- Thornton, E.B. and R.T. Guza, 1986. Surf zone longshore currents and random waves: Field data and models., *J. Phys. Oceanogr.*, Vol. 16, 1165-1178.
- Visser, P.J. 1984. Uniform longshore current measurements and calculations, *Proc. 19th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE*: 2192-2207.
- Visser, P.J. 1991. Laboratory measurements of uniform longshore currents,

- Coastal Eng., 15: 563-593.
- Wind, H.G. and Vreugdenhil, C.B. 1986. Rip-current generation near structures, J. Fluid Mech., 171: 459-476.
- Wylie, C.R. 1975. Advanced engineering mathematics. McGraw-Hill Inc., New York.
- Yoo, D. 1989. Explicit modelling of bottom friction in combined wave-current flow, Coastal Eng., 13: 325-340.
- Yoo, D. 1994. Wave-induced longshore currents in the surf zone, J. Waterways, Port, Coastal and Ocean Eng., ASCE (in print).
- Yoo, D. and O'Connor, B.A. 1987. Bed friction model of wave-current interacted flow, Proc. Spec. Conf. Coastal Hydrodynamics, ASCE: 93-106.
- Yoo, D. and O'Connor, B.A. 1988. Turbulence transport modelling of wave-induced currents, Proc. Int. Conf. Computer Modelling in Ocean Eng., Venice, IAHR-UNESCO: 151-158.