

研 究 成 果 報 告 書

---

海塩粒子の生成・拡散・付着等微細機構の解明

---

14580553

平成14年度～平成17年度科学研究費補助金  
( 基盤研究(C) )研究成果報告書

平成18年 5月

研究代表者 野 中 善 政  
宮崎大学教育文化学部教授

<はしがき>

本研究で得た成果は、(1)アンダーセン・サンプラー(カスケード・インパクト)で捕集した海塩量の観測値を基に海塩粒度分布を推定する手法の開発、(2)波浪状態と海塩濃度・粒度分布の統計的關係、(3)海塩粒度分布を基に沿岸砕波帯における海塩フラックス分布を推定する方法の開発などである。これらの内容について、研究発表(学会誌等)(1)~(4)、口頭発表(1)~(6)を再編集し、三部構成(第一部「海岸における海塩濃度・粒度分布の観測と解析法」、第二部「海岸における海塩濃度・粒度分布と波浪状態の關係」、第三部「沿岸砕波帯における海塩フラックス分布の推定法について」)で報告する。参考文献はまとめて巻末に掲げる。

研究組織

- 研究代表者: 野中 善政 (宮崎大学教育文化学部教授)  
研究分担者: 広瀬 才三 (宮崎大学教育文化学部助教授)  
研究分担者: 境 幸夫 (宮崎大学教育文化学部教授)  
研究分担者: 流田 勝夫 (宮崎大学教育文化学部教授)  
研究分担者: 小園 茂平 (宮崎大学工学部助教授)  
研究分担者: 大河内 康正 (八代工業高等専門学校教授)

交付決定額(配分額) (金額単位:円)

	直接経費	間接経費	合計
平成14年度	2000,000	0	2000,000
平成15年度	400,000	0	400,000
平成16年度	500,000	0	500,000
平成17年度	300,000	0	300,000
総計	3,200,000	0	3,200,000

研究発表

学会誌等

- 1) 野中善政, 大河内康正, 川崎拓哉; 沿岸域における海塩粒子生成率の推定について, 宮崎大学教育文化学部紀要「自然科学」, 11, 2004年9月
- 2) 野中善政, 川崎拓哉; 沿岸域における海塩粒子濃度の観測と解析, 宮崎大学教育文化学部紀要「自然科学」, 13, 2005年9月
- 3) 野中善政, 大河内康正; 沿岸域における海塩粒子粒度分布と波浪状態の關係について, 宮崎大学教育文化学部紀要「自然科学」, 14, 2006年4月

口頭発表

- 1) 野中善政, 境 幸夫, 大河内康正; 海岸における海塩粒子サイズ分布の観測と解析, 日本気象学会九州支部, 2003年3月
- 2) 野中善政, 境 幸夫, 川崎拓哉, 大河内康正; 海岸における海塩粒子サイズ分布の観測と解析, 日本気象学会, 2003年5月
- 3) 野中善政, 大河内康正, 川崎拓哉; 海岸における海塩粒子サイズ分布の観測と解析(2), 日本気象学会九州支部, 2004年3月
- 4) 野中善政, 大河内康正, 川崎拓哉; 沿岸域における海塩粒子生成率の推定について, 日本気象学会九州支部, 2005年3月
- 5) 野中善政, 川崎拓哉, 大河内康正; 沿岸域における海塩粒子生成率の推定について, 日本気象学会, 2005年5月
- 6) 野中善政, 大河内康正; 沿岸砕波帯における海塩粒子生成分布の推定法について, 日本気象学会九州支部, 2006年3月

## 目 次

第一部「海岸における海塩濃度・粒度分布の観測と解析法」	3 - 11
第二部「海岸における海塩濃度・粒度分布と波浪状態の関係」	12 - 25
第三部「沿岸砕波帯における海塩フラックス分布の推定法について」	26 - 38
参考文献	38 - 39

# 第一部 海岸における海塩濃度・粒度分布の観測と解析法

## 要 約

2002年8月から2003年2月にかけて、日向灘海岸において、2台のサンプラー(カスケード・インパクター)で同時捕集した海塩データについて、海塩量と波浪・気象条件の相関に着目し、統計解析を行った。その結果、海塩量と波高・波浪周期に明確な正の相関があることが導かれた。他方、海塩量と湿度・温度の正相関は、海塩捕集が弱風・静穏時に行われたことで生じたデータの偏りによる見かけ上の相関と判定された。また累積質量データから海塩粒度分布を推定する方法(積分法)、サンプラーの吸引量調整による分級精度の向上、推定した粒度分布の特徴について論じた。吸引量調整により得たデータから積分法により推定した粒度分布は、粒径  $0.2\mu\text{m}\sim 10\mu\text{m}$  において、洋上観測から導かれた粒度分布の特徴と概ね一致するが、体積粒度分布の極大値粒径を2倍程度過大に評価している可能性がある。

### 1. はじめに

沿岸域の波浪状態は、風の効果に加え、進行方向の異なる波同士の相互作用、水深変化による砕波など複雑な要素によって支配されることから、海塩の発生量・粒径分布が外洋と異なると予想される。沿岸の波浪状態と海塩量の関係を解析し、海塩粒子の発生機構を探る目的で日向灘海岸(図1)において海塩観測を実施した。

エアロゾルの観測には「光散乱法」を用いるのが一般的であり、「粒子数粒度分布」を推定するのに適している[M.H.Smith et al. (1993)<sup>[1]</sup>; P.K.Quinn et al. (1996)<sup>[2]</sup>]。「光散乱法」に基づく粒子数計測器(OPC)は、レーザ光の散乱断面積から、およその粒径と粒子数を自動計測することを主目的に設計されており、正確な粒径と粒子数を推定するにはエアロゾルの複素屈折率を考慮した解析が必要である。その場合は粒子の化学的組成が予め分かっているなければならない。他方、エアロゾルを直接捕集するサンプラー法は「質量粒度分布」の推定に向けた方法である。本研究では、海塩粒子-海洋性エアロゾル-濃度を測定する目的でサンプラー(カスケード・インパクター)を使用した。直接定量したのはナトリウム量であるが、常に海側から風が吹く状態において、汀線付近でエアロゾルを捕集していることから、捕集したナトリウム量が海塩量を反映するとして問題はないと考えられる。

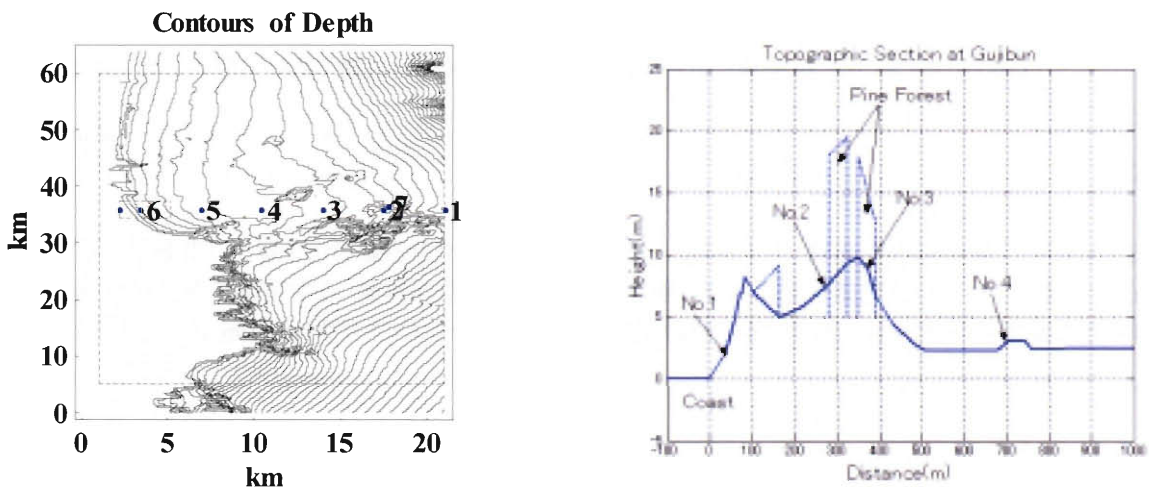


図1 海塩捕集地点近傍の海岸線(左)と陸側地形断面(右). 海塩捕集地点:左図 No.6 地点, 右図 No.3 地点近傍の汀線から約 60m 陸側(31° 50.69' N, 131° 27.10' E), 波浪計(国土交通省)設置地点:左図 No.7 地点

本論文ではサンプラーによる累積質量データから海塩粒度分布を推定する方法(積分法)、サンプラーの吸引量調整による分級精度の向上、推定された粒度分布の特徴について論じる。また2002年8月から2003年2月にかけて捕集した海塩データを解析し、海塩量と波浪・気象条件の統計関係について述べる。

## 2. サンプラーの仕様及び塩分定量法

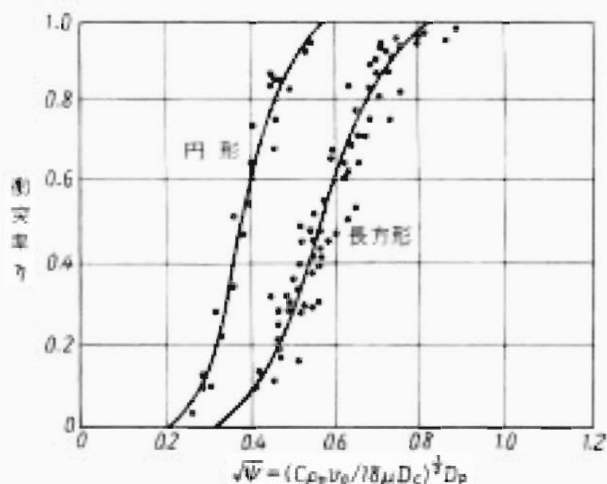


図2 ノズル幅  $D_c$ 、粒子直径  $D_p$  と衝突効率  $\eta$

使用したサンプラーは JIS/K0302(1982年)<sup>(3)</sup> に基づいて設計されており、サンプラーの各段で円形ノズルからの空気流に含まれる固体・液体微粒子が捕集板に慣性衝突するように設計されている。各段で捕集される粒子粒径幅は実験データ(JIS/K0302, p18) (図2)により推定する。衝突効率  $\eta=0.5$  に対応する粒子直径を 50%分離動力学粒径という。各段の動力学粒径(直径)  $D_{p50}$  と空気流速  $V_c$  は

$$D_{p50} = \sqrt{\frac{18\mu D_c \psi}{C V_c \rho}}, \quad V_c = \frac{Q}{\pi \left(\frac{D_c}{2}\right)^2 N} \quad (1)$$

により計算される。ここで  $\mu$ ,  $\rho$ ,  $Q$  は空気の粘性, 粒子の密度, 空気吸引量,  $D_c$ ,  $N$  は孔の直径, 孔の数である。

また  $C$ ,  $\psi$  はカニンガムの補正係数, 慣性パラメータで, 衝突効率 50% の場合  $\psi = 0.14$  とする(図2)。

$Q=28.3 \text{ l/min}$ ,  $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$  に対して,

$$D_{p50} = 0.43, 0.65, 1.1, 2.1, 3.3, 4.7, 7.0, 11.0 \text{ } \mu\text{m} \quad (2)$$

である。サンプラーで捕集した塩分を乾燥させた後、定量した純水に溶解させ、溶液中の塩分量( $\text{NaCl}$  を基準とする)を原子蛍光分光器で測定する。最後に空気総吸引量を考慮して大気塩分濃度( $\mu\text{g/m}^3$ )に換算する。測定精度上の主たる問題は、捕集板(ガラスプレート)の汚れと、捕集板から塩分を洗い落とす際の残量などにあると推定される。

## 3. 湿度補正及び粒子数・体積粒度分布の推定

様々な湿度で海塩粒子を採集するため、標準湿度(80%)における粒径、体積に換算し、比較分析する必要がある。また採集時の動力学粒径が粒子組成密度に影響されるために組成密度の湿度補正が必要である。測定・解析法の違いによって、質量・個数・体積粒度分布表示が併用され、データの見方と絡むので、本研究で採用した湿度の補正方法、及び各分布の相互換算法について以下に述べる。

相対湿度  $S(0 \sim 1)$  における粒子半径  $r(S)$ , 粒子密度  $\rho(S)$  について、H.E.Gerber(1985)<sup>(4)</sup> の式を単純化した次式を用いた。



にあたって積分の下限  $R_{min}$ 、上限  $R_{max}$  を設定する必要があり、粒子密度  $\rho = 1$  のとき、 $R_{min} = 0.05 \mu\text{m}$ 、 $R_{max} = 20 \mu\text{m}$  とした。同時に、積分の上下限において、粒度分布及び粒度分布の勾配が 0 という条件を与えた。さらに、動力学粒径は上段で粗く下段で密になっており、数値処理の安定性の面から対数サイズ分布  $dM(r)/d(\log r)$  を計算することにする。

## 5. サンプラーの吸引流量と分級精度

サンプラー2台を用いて海塩粒子の同時捕集を行ったが、分級精度を上げる目的で吸引流量について次の2通りの方法を採用した。

- ① サンプラー2台の吸引流量を同一の値、標準値 28.3 (l/min)に固定し、捕集時間を1時間とする。
- ② サンプラー2台の吸引流量をそれぞれ 28.3, 16.1 (l/min)に設定し、捕集時間を1時間とする。吸引流量差を考慮し、1時間平均の濃度に換算する。

吸引流量を 16.1 (l/min)とした場合、(1)により、サンプラー各段の動力学粒径は、

$$D_{p50} = 0.570, 0.86, 1.46, 2.78, 3.3, 6.13, 9.28, 14.6 \mu\text{m} \quad (9)$$

となる。(2)の標準動力学粒径と合わせると、粒径が互い違いに16階級に配置されるため、粒度分布の推定精度の向上が期待できる。一方、吸引量の減少によるナトリウム定量誤差、吸引量の時間変動による誤差が増大する可能性が生じることはマイナス面である。以下、①、②を、測定法①、②と呼ぶ。

## 6. 海塩濃度と波浪・気象条件

2002年8月から2003年2月にかけて捕集した海塩量データを表1に掲げる。海岸における海塩濃度を決定する要因としては、気象条件(風向・風速・温度・湿度)、波浪の波高・周期、また潮汐の潮位などが挙げられる。1台のサンプラーで1時間に渡り捕集した海塩量を1個のサンプルとして扱い統計処理した場合の相関係数、相関図を表2、図3(a), 3(b), 4(a), 4(b)に示す。「風向・風速」は海塩捕集地点の地上1mにおける値である。表2の「風向」は汀線に垂直な方向(東南東)からの偏差(度)の絶対値としている。有義波高、平均波周期は海塩捕集場所(図1)に近い宮崎空港沖のデータ(国土交通省波浪計)による。

海塩量との相関が相対的に高い因子は、①平均波周期、②平均波高、③相対湿度、④気温、⑤潮位の順になることが分かった。ただし気温－湿度は正相関であり、気温は独立な因子とは言えない。また風速－平均波周期、風向－平均波高がそれぞれ負相関であり、見かけ上、海塩量－風速、海塩量－風向が負相関となる原因と考えられる。今回の観測例では、風速－海塩量が負相関という結果になった。外洋と異なり、沿岸波浪の波高は汀線付近の風速に依存しないことを意味する。海塩量と潮高の相関がそれほど大きくないが、捕集場所が汀線から50m～70mにあることから、相関が正になるのは妥当である。海塩量は潮高に若干影響されると考えてよい。

以上により、データ数は限られているが、(1)波高が高い(周期が長い)波浪状態、(2)高湿度の気象条件において海岸地表付近の海塩濃度が増加することになる。ただし、(2)に関しては、波高－相対湿度に見かけの正相関がある(図4(b))ことから、偶然、湿度が高く、かつ波高が高い条件で多くの観測が実施されたと解釈すべきである。他方、波浪の波高・周期に一般に正の相関があるので、(1)に関しては物理的根拠がある。2002年1年間の有義波高、平均波周期の相関を図5に示す。波高・周期の相関は海上風により波浪が生じることに原因する。図5の場合、相関係数は 0.55 と評価され、それほど相関が高くないのは、沿岸付近のランダムな波浪を扱っていることによる。さらに海塩捕集時の波高・周期の相関は 0.22 であり(表2)、1年平均の相関係数よりも小さい。この理由は海塩観測が弱風・静穏時を選んで行われていることによる。

海塩量・周期の相関が海塩量・波高の相関より高い理由について次のように推定される。海塩粒子の発生に直接関与する波浪パラメータは波浪エネルギーの散逸率あるいは碎波率であり(第二部参照)、平均波周期・有義波高は海塩粒子の発生源である汀線付近の波浪散逸率に関わる。従って、統計的に周期・散逸率の相関が波高・散逸率の相関より高いことによる。これらの関係は海塩捕集場所の海岸・海底地形及び波浪状態に依存していると推定される。

表1 観測日時と捕集海塩量・気象条件. No.1~15, No.16~26の捕集量は、それぞれ、同一吸引流量、異なる吸引流量に設定したサンプラー2台による捕集量の平均値(吸引流量を標準値に換算). 風向を汀線に垂直な軸からの反時計回りの角度で表示.

No.	観測日時	風速 (m/s)	風向 (度)	気温 (°C)	湿度 (%)	潮高 (cm)	捕集海塩 量(Na-ppm /10m <sup>l</sup> /60min)
1	20808/1030-1100	5.0	173	31.1	69.5	29.5	3.6
2	20811/1020-1120	2.3	/	33.5	53.3	114.5	3.7
3	20827/1050-1150	2.7	241	31.8	68.3	121.0	13.0
4	20827/1205-1305	3.1	230	32.1	68.7	88.5	15.3
5	20902/1110-1210	2.5	207	30.2	72.4	109.5	20.4
6	20902/1225-1325	2.4	185	30.3	71.6	129.0	26.3
7	20902/1340-1440	3.2	185	30.5	69.0	145.0	27.3
8	20911/1050-1150	5.6	/	28.6	67.1	152.0	9.3
9	20911/1205-1305	5.7	241	27.9	71.5	109.5	10.8
10	20911/1320-1420	5.1	241	29.5	68.4	75.0	7.2
11	20919/1020-1120	6.3	241	28.9	53.1	44.5	6.4
12	21018/0905-1005	1.9	263	28.4	44.7	67.0	4.5
13	21018/1015-1115	3.6	241	27.2	54.1	58.0	7.9
14	21018/1125-1225	4.4	241	27.5	53.9	67.5	8.0
15	21018/1235-1335	4.7	252	25.4	61.9	89.5	10.0
16	21024/1013-1113	2.0	218	26.3	37.3	139.5	4.2
17	21024/1121-1221	3.5	230	24.6	46.7	110.5	6.1
18	21024/1227-1327	2.8	196	23.9	47.0	94.0	6.5
19	21024/1335-1435	2.1	151	23.2	48.5	95.0	3.7
20	30115/1300-1400	6.5	241	10.1	57.5	127.5	4.8
21	30115/1409-1509	6.4	230	9.3	61.5	142.5	5.5
22	30115/1517-1617	5.8	241	9.1	60.3	152.5	6.0
23	30206/1100-1200	2.3	230	17.6	24.3	123.5	2.7
24	30206/1215-1315	2.8	185	18.2	25.8	99.5	3.7
25	30206/1330-1440	2.4	173	17.7	25.9	71.0	3.8
26	30206/1445-1545	4.3	140	13.4	39.0	55.0	3.5

表2 海塩量・気象・波浪条件の相関係数  
風向: 汀線に垂直な方向(南南東)からの偏差(度)の絶対値

	気温	相対湿度	風速	風向	有義波高	平均波周期	潮位
海塩量	+0.46	+0.63	-0.15	-0.27	+0.65	+0.80	+0.24
気温		+0.45	-0.28	-0.05			
相対湿度			+0.38	+0.10	+0.37	+0.43	+0.10
風速				+0.39	+0.12	-0.42	
風向					-0.34	-0.15	
有義波高						+0.21	



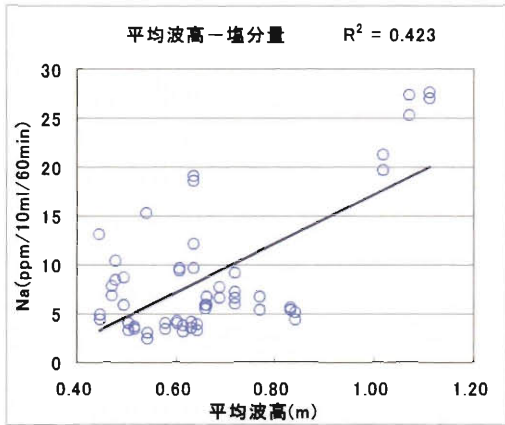


図3(a) 有義波高と海塩量の相関

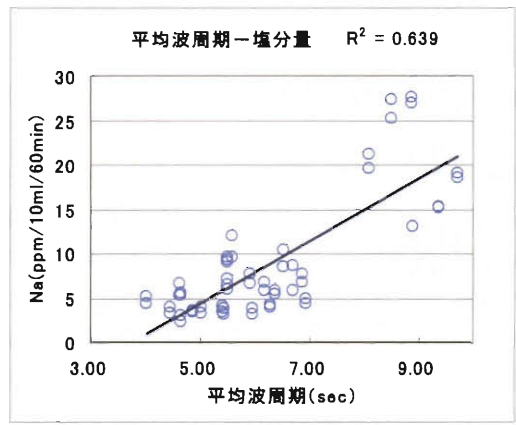


図3(b) 平均波周期と海塩量の相関

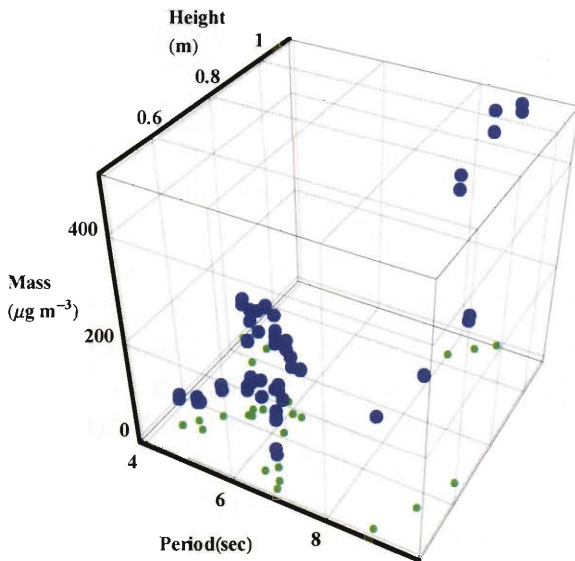


図4(a) 波高・周期・海塩量の相関関係. 海塩量の波高・周期平面における位置を灰色点で表示. 波高・周期に正相関がある.

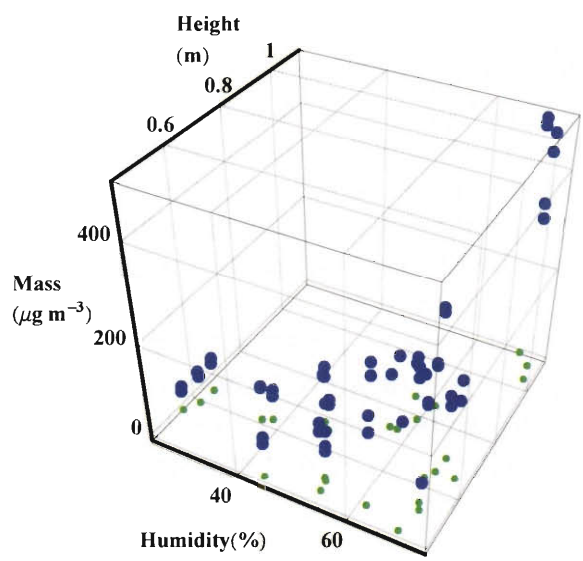


図4(b) 波高・湿度・海塩量の相関関係. 海塩量の波高・湿度平面における位置を灰色点で表示.

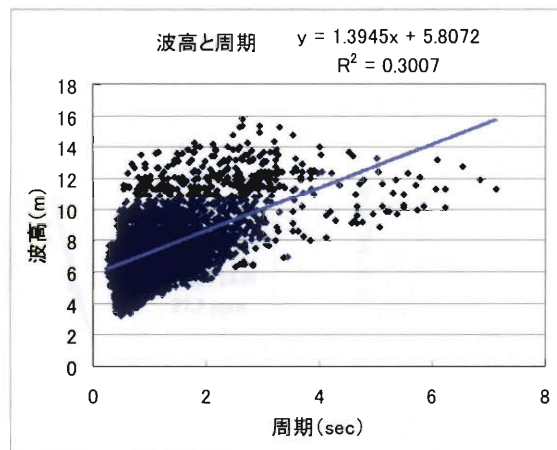


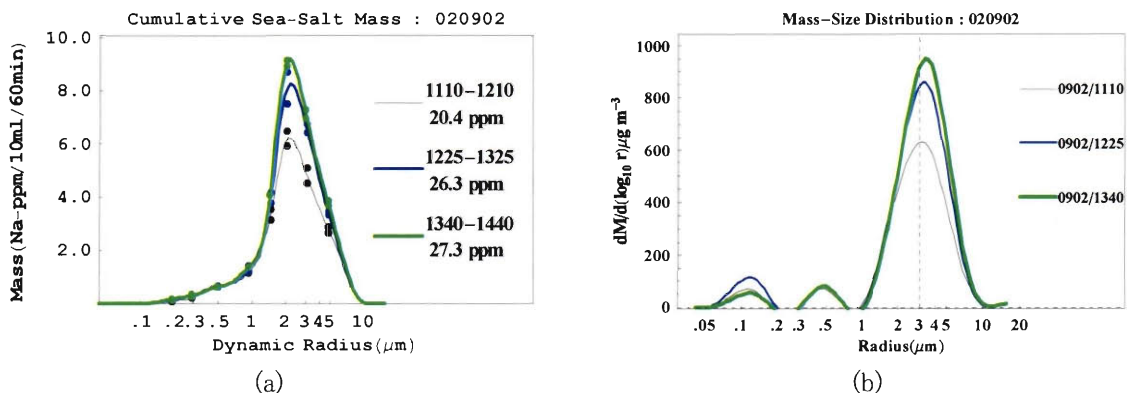
図5 有義波高と平均波周期の相関関係.

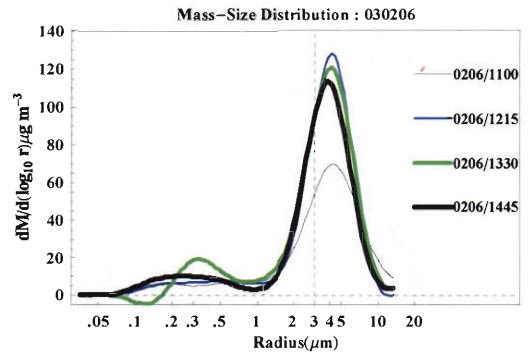
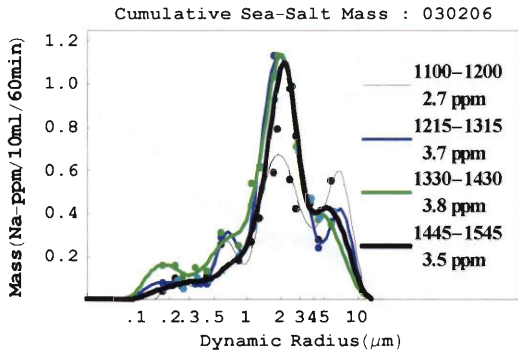
## 7. 累積海塩量と推定粒度分布の特徴

累積海塩量はサンプルのほとんどにおいて動力学粒径  $2\mu\text{m}$  で最大になっている。(2-3)により推定した質量粒度分布の特徴は、分布極大値の粒径が $3\sim 4.5\mu\text{m}$ の範囲にあり、サンプルごとに多少変動する傾向があること、また $1\mu\text{m}$ 付近に分布極小値があることである。

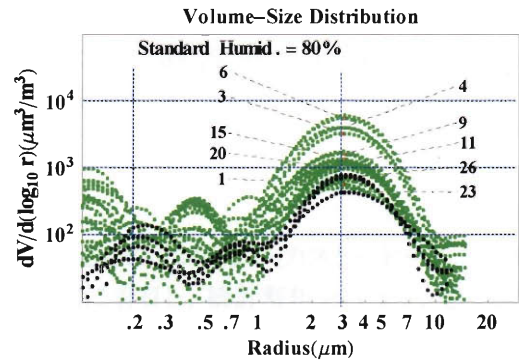
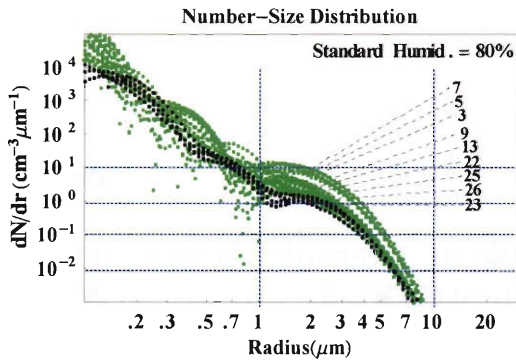
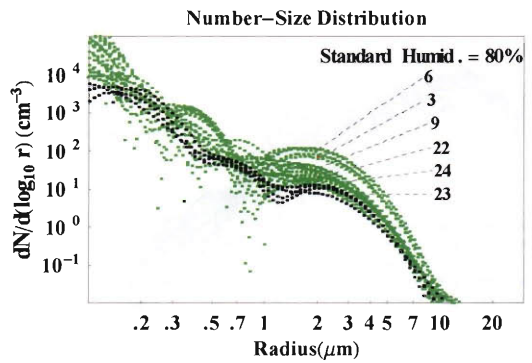
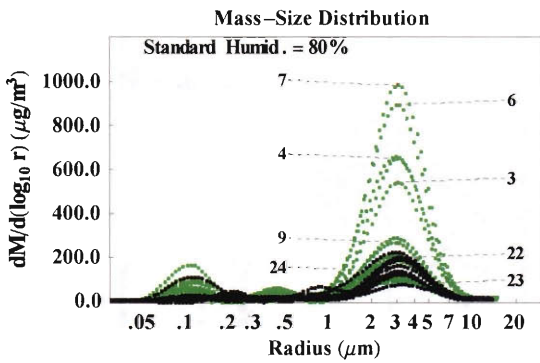
第2章で述べた方法により質量粒度分布を推定した。図6(a), 6(b)は、2台のサンプラーの吸引流量を同一に設定した場合(No.5~7), 図6(c), 6(d)は異なる流量に設定した場合(No.23~26)の累積質量分布・質量粒度分布を示す。図6(a), 6(b)の海塩量は図6(c), 6(d)の約10倍であるが、粒径 $1\mu\text{m}$ 以上では、 $3\sim 5\mu\text{m}$ に極大値のある類似した質量分布になっている。粒径 $1\mu\text{m}$ 以下では様相の異なる分布になっている。特に相違する点は、図6(b)では $2\sim 3\mu\text{m}$ に極小値があるのに対し、図6(d)では同じ粒径に極大値が現れることである。図7(a)~(d)は、全サンプルについての質量・粒子数・体積粒度分布(横軸: 粒径 $\mu\text{m}$ , 縦軸: 質量濃度 $\mu\text{g}/\text{m}^3$ , 粒子数濃度 $\text{cm}^{-3}\mu\text{m}^{-1}$ , 体積濃度 $\mu\text{m}^3/\text{cm}^3$ )を重ね合わせたものである。また図8(a), 8(b)は測定法②によるサンプル(No.16~No.26)についての粒子数, 体積粒度分布を重ね合わせたものであり、特にサンプル No.23~No.26 を実線で示している。図7から、粒径 $1\mu\text{m}$ 以上の安定した分布に比べて、 $1\mu\text{m}$ 以下の分布がサンプルごとに変動している特徴が明瞭である。測定法①では、 $3, 0.4, 0.1\mu\text{m}$ に極大値が現れ、 $0.8, 0.2\mu\text{m}$ に極小値が現れるケースが多く、測定法②では、 $1\mu\text{m}$ 以下の極大・極小値の位置が特に定まらないように見える。しかし、No.23~No.26については全体に安定した分布となっている(図8)ことから、ナトリウムの定量、吸引流量のコントロールが適切になされた場合、このような分布に落ち着くことが予想される。推定粒度分布についての正否の判断基準のひとつとして、M.H.Smith et al.(1993), P.K.Quinn et al.(1996)のデータを参照することにする。図9(a), 9(b)はそれぞれ孤島、洋上で観測された粒子数, 体積粒度分布の例である。図9(b)の横軸が「直径」のように表示されているが、図8(a), 8(b)及び図9(a)(M.H.Smith et al.(1993))と見比べた場合、図9(b)の横軸を「半径」と見なさざるを得ないので、以下そのように取り扱う<sup>(註)</sup>。粒子数粒度分布について、図8(a)と図9(a)を比較した場合、全サンプル(No.1~No.26)が弱風時に測定されたことを考慮すると、 $1\mu\text{m}\sim 10\mu\text{m}$ の範囲で粒子数濃度が3~4桁減少するという特徴において、概ね一致した分布と見なせる。また、約 $2\mu\text{m}$ に目立たない極大値が現れる特徴も一致している。縦軸の値の系統的な差(約1桁)は、海塩粒子の捕集高度差を反映したものと考えられる。次に体積粒度分布について、図8(b)と図9(b)を比較した場合、 $0.2\sim 0.3\mu\text{m}$ ,  $3\mu\text{m}$ に極大値が現れる特徴や、 $0.2\sim 3\mu\text{m}$ の領域における分布勾配などにおいて、概ね一致した分布であると見なせる。縦軸の値の系統的な差は、やはり、捕集高度及び捕集場所(沿岸・洋上)の違いを反映したものと考えられる。

(註) 第三部(沿岸砕波帯における海塩フラックス分布の推定法について)において述べるように、Monahanら(1986)の海塩フラックス粒度分布形を想定した場合、目標粒度分布から推定されるフラックス粒度分布の平均粒径 $\mu$ , 分散幅 $\sigma$ はそれぞれ、 $3.3\sim 3.7\mu\text{m}$ ,  $2.8\sim 3.3\mu\text{m}$ であり、Monahanら(1986)の海塩フラックス粒度分布の標準値 $\mu=2.4\mu\text{m}$ ,  $\sigma=4.5\mu\text{m}$ との比較から、サンプラーによる捕集海塩量を基に推定した海塩粒度分布の平均粒径・分散幅を過大・過小に評価されている可能性が高い。



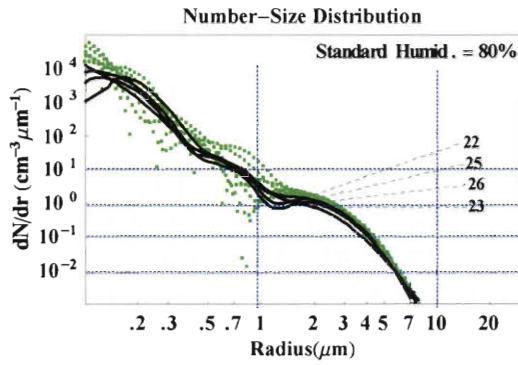


(c) (d)  
 図6 累積質量データ(a), (c)と推定質量粒度分布(b), (d)

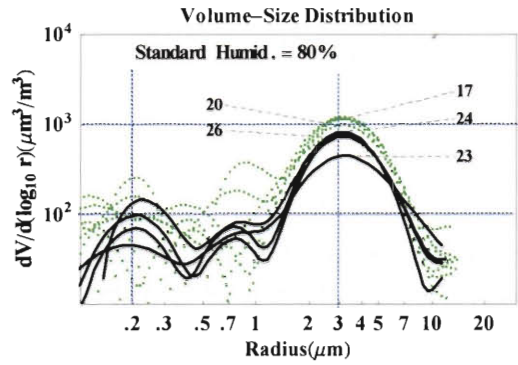


(a) (b) (c) (d)

図7 表1データ( No.1~No.26 )に関する質量粒度分布と粒子数・体積粒度分布. No.1~No.15: 灰色点線, No.16~No.26: 黒点線. (a) 質量粒度分布, (b) 粒子数粒度分布(  $dN/d \log_{10} r$  ), (c) 粒子数粒度分布(  $dN/dr$  ), (d) 体積粒度分布(  $dV/d \log_{10} r$  )



(a)



(b)

図8 表1データ(No.16~No.26)に関する粒子数粒度分布(a), 体積粒度分布(b). No.16~No.22: 点線, No.23~No.26: 実線

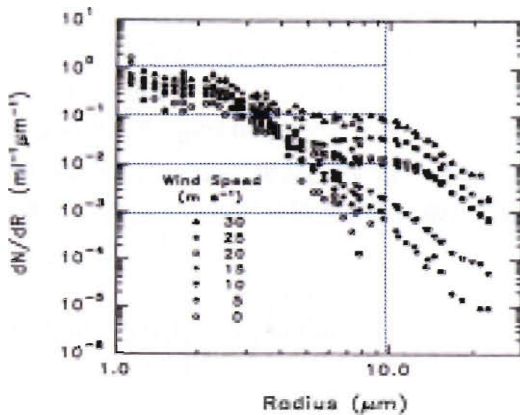


図9(a) 風速ごとに測定された粒子数粒度分布 (M.H.Smith et al.(1993))

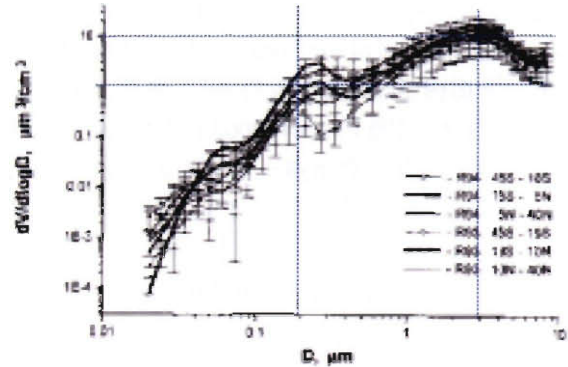


図9(b) RITS 93, 94 プロジェクトで測定された粒子数粒度分布を基に計算した各緯領域についての体積粒度分布(P.K.Quinn et al.(1996))

## 8. まとめ

2002年8月から2003年2月にかけて、日向灘海岸において、2台のサンプラー(カスケード・インパクター)で同時捕集した海塩データについて、海塩量と波浪・気象条件の相関に着目し、統計解析を行った。その結果、海塩量と波高・波浪周期に明確な正の相関があり、かつ海塩量・周期の相関がより高いことが導かれた。他方、海塩量と湿度・温度の正相関は、海塩捕集が弱風・静穏時に行われたことに伴う気象データの偏りによる見かけ上の相関と判定される。海塩量・周期の相関が海塩量・波高のそれより高い理由は、海塩の発生原因が砕波にともなう気泡の混入にあることから、海塩捕集場所付近の波浪状態において、周期・散逸率の相関が波高・散逸率のそれより高いことにあると推定される。

また累積質量データから海塩粒度分布を推定する方法(積分法)、吸引量調整による分級精度の向上、推定した粒度分布の特徴について論じた。吸引量調整により得たデータから積分法により推定した粒度分布は、粒径  $0.2 \mu\text{m} \sim 10 \mu\text{m}$  において、孤島観測<sup>1)</sup>、洋上観測<sup>2)</sup>から導かれたれた粒度分布の特徴と概ね一致するが、体積粒度分布の極大値粒径を2倍程度過大に評価している可能性がある。本論文と、これらの海塩量の較差は観測場所と高度の違いを反映したものであり、本論文で与えた日向灘海岸の海塩量は洋上の平均的海塩量の約100倍になっている。

## 第二部 海岸における海塩濃度・粒度分布と波浪状態の関係

### 要 約

2002年8月～10月にかけて宮崎市近郊の海岸において、サンプラー(カスケード・インパクト)で収集した海塩量、海塩粒度分布と波浪データの対応関係を調べ、次の結論を得た。(1) 海塩フラックスは波浪エネルギーの散逸率により、ほぼ決定される。(2) 海塩粒子フラックスは波浪周期の増大とともに増大する。(3) 粒径 $1.5\mu\text{m}$ 以下の粒子に対する粒径 $1.5\mu\text{m}$ 以上粒子の質量比は波浪エネルギーの散逸率の増大とともに増大する傾向がある。(4) 質量粒度分布の極大値粒径は波浪エネルギーの散逸率の増大とともに減少する傾向がある。

### 1. はじめに

沿岸の波の状態は、風の効果に加え、進行方向の異なる波同士の相互作用、水深変化による砕波など複雑な要素によって支配されることから、海塩粒子フラックスの強度・粒度分布が外洋と異なり、特に海塩粒子フラックスは波浪のエネルギー散逸率に関わると予想される。この問題と関わり、2つの論文を発表した。最初の論文(2004)<sup>1)</sup>では、サンプラー(カスケード・インパクト)・データの解析方法及び海塩粒子の輸送・拡散の基本問題を扱い、次の論文(2005)<sup>2)</sup>では、2002年8月から2003年2月にかけて宮崎市の海岸・汀線付近で観測した海塩データ(22例)の統計処理の結果について報告している。本論文では、前記データのうち2002年の19例とSWANモデル<sup>10,11)</sup>により計算した波浪エネルギー散逸率を比較し、海塩フラックスと波浪エネルギー散逸率の統計関係について考察する。

### 2. SWANによる波浪シミュレーション

#### 2-1 SWANと波浪の境界条件

SWAN(Simulating Waves Near Shore)は、オランダ、Delft 工科大学、土木工学・地球科学・環境流体力学講座のチームによって開発された海岸付近の波浪計算プログラムであり、インターネットで公開されている。アルゴリズムの基本に「作用」(エネルギーと周波数の比)の保存則を採用し、波浪のエネルギー・スペクトルを基本未知量とする統計流体モデルである。エネルギー・スペクトルからは、有義波高、平均波周期、波浪エネルギー散逸率、砕波率など種々の統計量を計算することができる。一般に一定の気象条件の下で波浪を予測するには数千キロメートルといった広領域での風の予測と合わせた計算が必要となるが、SWANは波浪計データを境界条件として与えることで、沿岸付近の微細な地形を反映した波浪シミュレーションを目的としており、本研究の目的に合致する現時点での最良のモデルと言える。波浪計算の対象領域は図1に示した通りである。図1(左)の地点1を通る境界線上で波浪計データに基づいた波浪スペクトルを指定する。海岸における捕集海塩量に影響し得る海塩生成領域を汀線から数キロメートル内と想定し、図1(左)の広領域で計算した波浪スペクトルに基づいて、図1(右)の領域での詳細計算を行った。

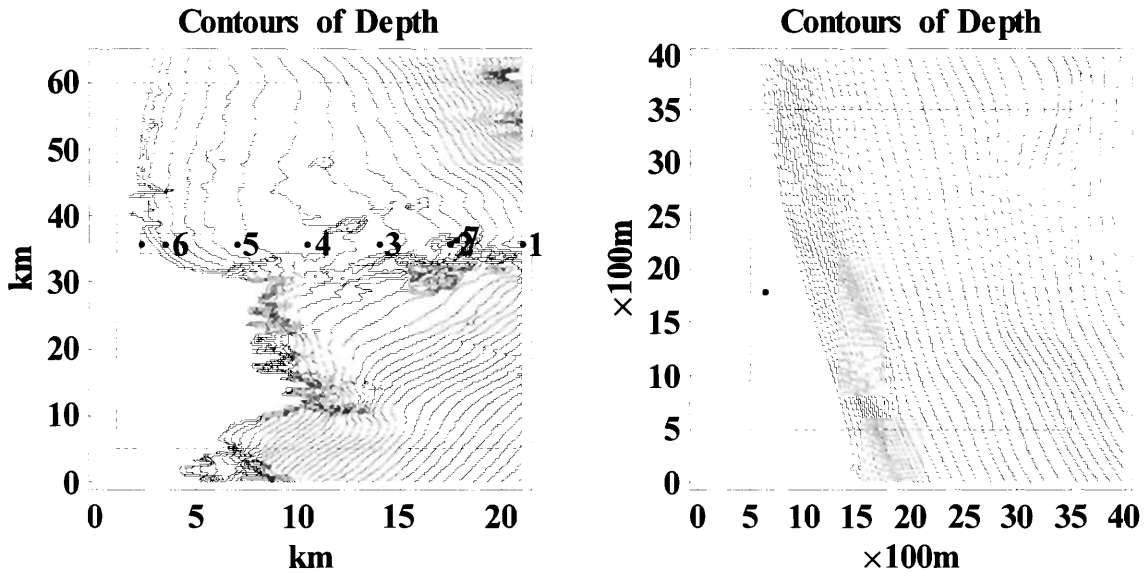


図1 波浪計算の対象領域(左破線枠内), 詳細計算領域(右破線枠内). 左図の No.1~7地点は波浪スペクトルの計算地点, No.7 地点は波浪計設置場所を示す. No.1 地点を通る境界線上で波浪スペクトルを指定する.

国土交通省の宮崎空港沖の波浪計データは、「6周波数帯の波高」, 「4周波数帯の波向」という形式で整理されている. SWAN では領域境界スペクトルを条件として与えることが前提であるので, 波浪データを基にスペクトルを推定する必要がある. 本研究では, 波浪データを次の2つの標準スペクトル<sup>[10],[12]</sup> (Variance Density Spectrum) で近似した.

$$E(f) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{H_{sg}^2}{16\sigma} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{f-f_p}{\sigma}\right)^2\right) \quad (1)$$

$$E(f) = \frac{5}{16} \frac{H_{sg}^2}{f_p} \left(\frac{f_p}{f}\right)^5 \exp\left(-\frac{5}{4}\left(\frac{f_p}{f}\right)^4\right) \quad (2)$$

(1), (2)はそれぞれ, Gauss型スペクトル, JONSWAP型スペクトル(ピーク強調因子  $\gamma=1$ )の周波数依存部分であり,  $H_{sg}$ ,  $f_p$ ,  $\sigma$ はそれぞれ, 有義波高, ピーク周波数, 標準偏差である. Gauss型スペクトルによる近似では, (1)の有義波高  $H_{sg}$ を波浪データから推定した有義波高で置き換え, (1)の周波数積分による各周波数帯の平均波高と波高データの差が最小となるように, ピーク周波数  $f_p$ , 標準偏差  $\sigma$ を決定した. (2)の JONSWAP型スペクトルによる近似では, 同様に各周波数帯の波高差が最小となるように, ピーク周波数  $f_p$ を決定した.

Gauss型及び JONSWAP型スペクトルと単純補間スペクトルを比較した結果, Gauss型スペクトルは低周波数で過大評価となること, JONSWAP型スペクトルは過小評価となる傾向があるが, 単純補間スペクトルと概ね一致することが分かった(図2).

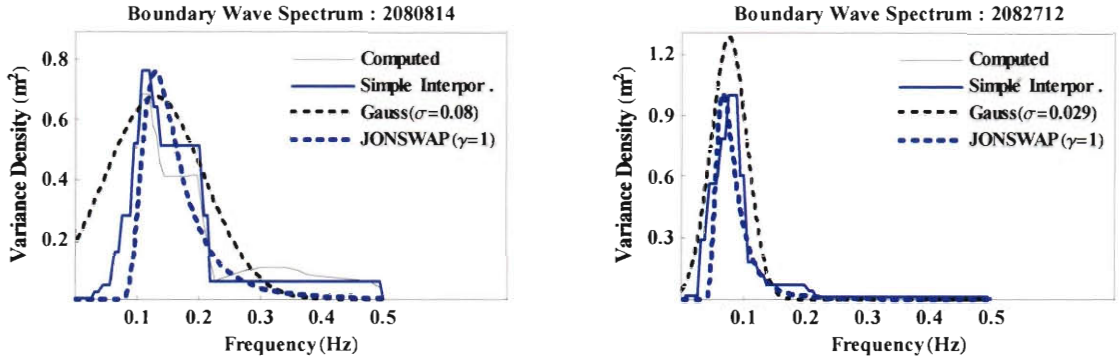


図 2 単純補間スペクトル(太実線)と標準スペクトルの比較の例(細破線:JONSWAP 型スペクトル, 太破線:Gauss 型スペクトル). 細実線は SWAN による計算値であり, 指定境界値と計算境界値が異なることを示す.

## 2-2 波浪の境界スペクトル及び汀線付近の波浪状態の特徴

図 1 の海域において波浪の境界スペクトルと汀線付近の波浪状態の関係が一般にどのようなようになるか最初に考察する. 波浪状態を「有義波高」, 「平均波周期」, 「波浪のエネルギー散逸率」によって表し, 以下では, それぞれを単に「波高」, 「周期」, 「散逸率」と呼ぶことにする.

標準的 JONSWAP 型(ピーク強調因子  $\gamma=1$ ), Gauss 型(標準偏差  $\sigma=0.05$  Hz) スペクトルについて, 波浪ピーク周期: 5, 10, 15 s, 波高: 1.0, 1.5, 2.0 m の各 3 通りに設定し, 図 1 の No.6 地点における波浪状態を比較する.

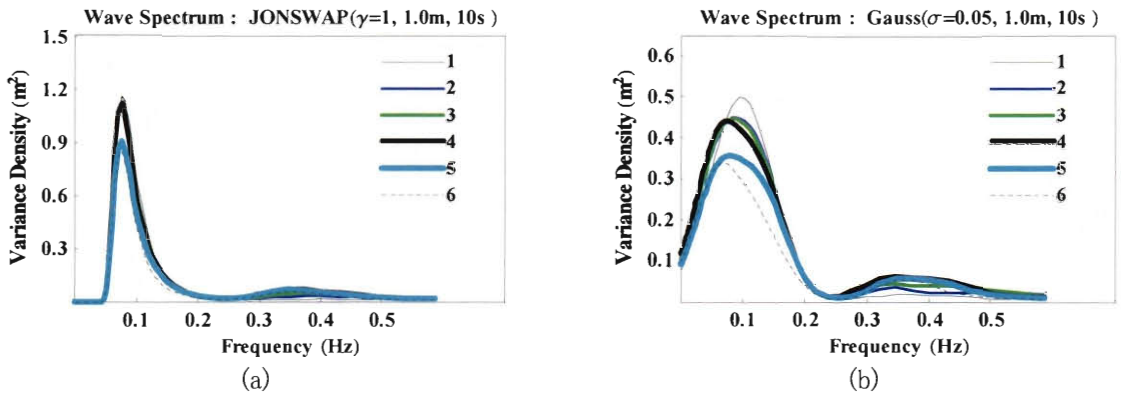


図 3 波浪スペクトルの変化. 図 1 の No.1~No.6 地点におけるスペクトルを示す. (a) JONSWAP 型スペクトル( $\gamma=1$ , 波高=1m, ピーク周期=10s), 風速:5 m/s, 風向:図 1 の右から左; (b) Gauss 型スペクトル( $\sigma=0.05$  Hz, 波高=1m, ピーク周期=10s), 風速・風向:(a)に同じ.

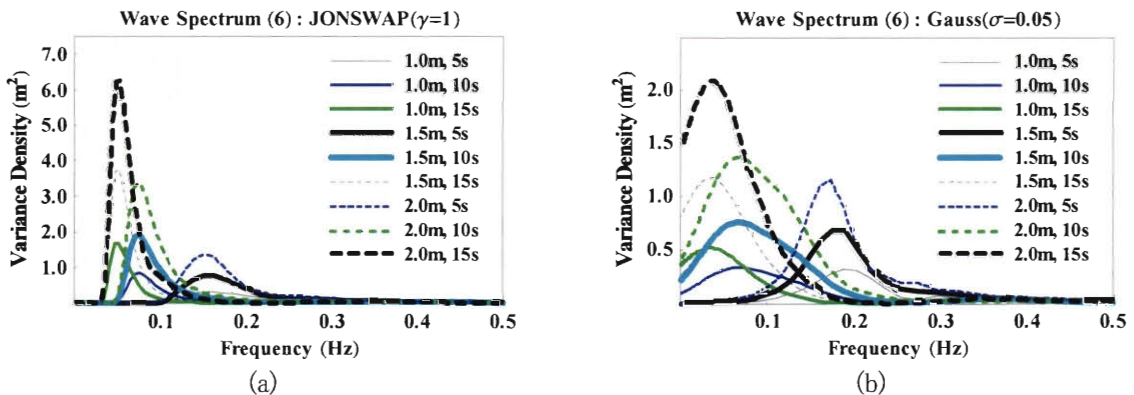


図 4 各周期・波高の境界スペクトルに対応する沿岸の波浪スペクトル(図 1, No.6 地点)の比較. (a) JONSWAP 型スペクトル( $\gamma=1$ ); (b) Gauss 型スペクトル( $\sigma=0.05$  Hz).

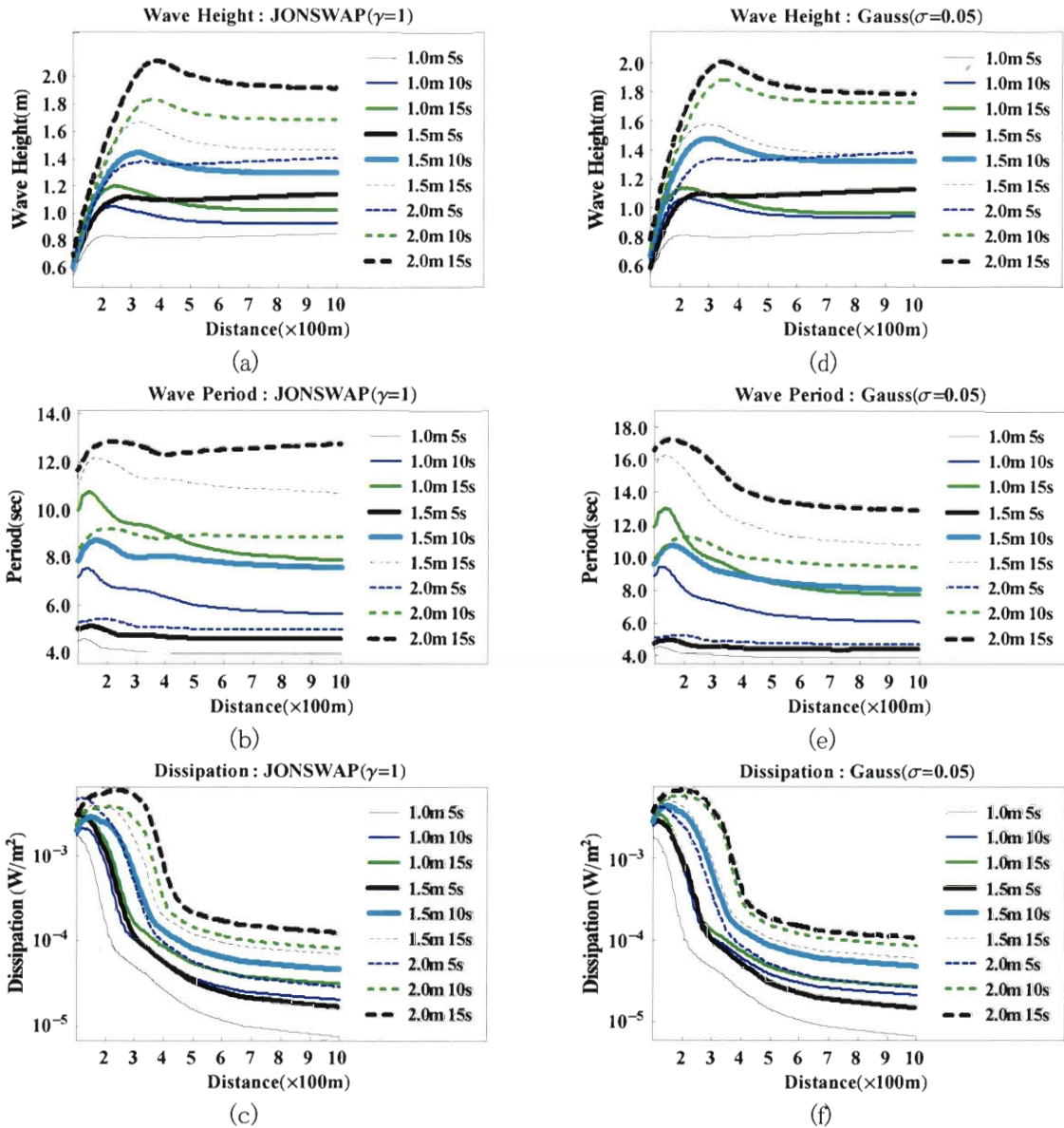


図5 各周期・波高の境界スペクトルに対応する汀線付近の波高・周期・散逸率の分布比較。  
 (a)~(c) JONSWAP 型 ( $\gamma=1$ )；(d)~(f) Gauss 型 ( $\sigma = 0.05$  Hz)。  
 (a), (d) 波高；(b), (e) 周期；(c), (f) 散逸率。

境界のスペクトルの全体的特徴は保たれるが、波浪が海岸に近づくにつれて、周波数間の干渉効果及び地形効果(特に No. 3~4 地点付近の)によりスペクトルが変形し、ピーク値が減少すると共にピーク周波数は低周波数側に偏移する。さらに周波数域:0.3~0.4Hz に海上風(風速 5 m/s)の影響が見られる(図 3(a), (b))。これは風速 5 m/s で約 15km 吹送された結果であり、風速が 5 m/s 以下の静穏状態の場合は、境界波高 1m 以下のなぎの状態を除き、海上風の波高への影響が比較的小さいことを示している。境界のスペクトルが Gauss 型の場合、波浪スペクトルの変形は、JONSWAP 型に比べ、相対的に顕著である。ピーク周波数の偏移は境界波高に依存し、境界波高に比例する傾向が見られる(図 4(b))。波高は、汀線から約 200m~400m の距離で一旦増加した後、砕波により急減する。砕波前の波高増加は境界スペクトルのピーク周期に比例する傾向がある。このため、汀線付近の波高の大小の順序は境界波高のそれにほぼ従うが、周期・波高の組み合わせにより、細部の順序が逆転する(図 5(a), (d))。周期についても同様な関係が見られる(図 5(b), (e))。一般に汀線付近における砕波前の散逸率は境界の波高及び周期に依存し、境界の波高・周期が大きいくほど散逸率は大きい。境界の波高に差がないとき、散逸率の大小は周期の大小で決定され、境界の周期に差がないとき、波高の大小で決定される。境界スペクトルを JONSWAP 型スペクトルとした場合(図 5(c))、境界の波高(m)・周期(s)による散逸率の大小の順序は



$$10m(5s) < 1.5m(5s) < 10m(10s) < 20m(5s) \sim 10m(15s) \\ < 1.5m(10s) < 1.5m(15s) < 20m(10s) < 20m(15s)$$

であり、境界スペクトルをGauss型スペクトル(図5(f))とした場合も、ほぼ同様の順序になる。

### 3. 波浪状態と海塩量・海塩粒子粒度分布の時間変化

以下では、サンプラーの各段で捕集されたナトリウム量の合計(及び平均海水組成を基に推定した海塩量の合計)と海塩粒子粒度分布を、それぞれ、「海塩量」、「粒度分布」と呼ぶ。

境界の波浪スペクトルを、それぞれ、JONSWAP型( $\gamma=1$ )、単純補間スペクトルで近似し計算した波浪の各パラメータを、(JW)、(SI)で区別する。また、海塩捕集地点を通る測線1~5及び海風方向Wに沿った分布により波浪状態を表す(図6)。隣接する測線間の角度は $22.5^\circ$ であり、測線3は汀線に垂直である。以下では汀線に垂直な測線、風向に沿った測線をそれぞれ、測線3、測線Wという。

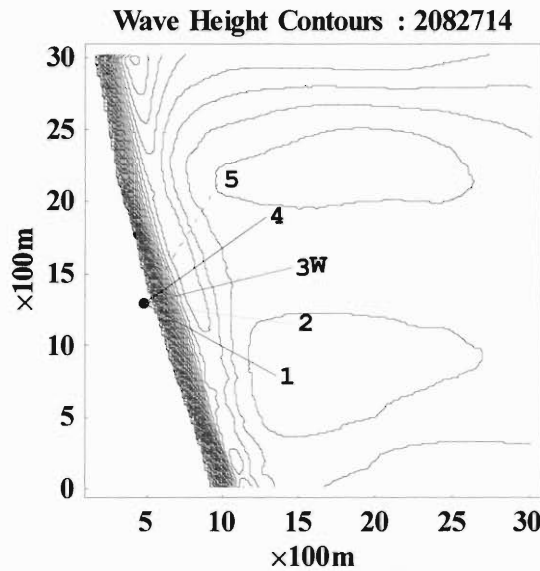


図6 波浪の測線。測線3は汀線に垂直、隣接測線間の角度は $22.5^\circ$ 、Wは海風の方向を示す。

表1は以下で考察する海塩データと捕集時の条件である。汀線付近(汀線から50~70m)で海塩を捕集していることから、波高・周期などの波浪状態に加え、海塩量への風向・潮高の影響が若干見られる。従って捕集時の条件として特に風向・潮高を掲げる。表1では海塩量を測定方法に基づいた単位(吸引1時間でプレート上に捕集した海塩を10m<sup>l</sup>の溶液に溶出したときのナトリウム濃度 ppm)で示している。

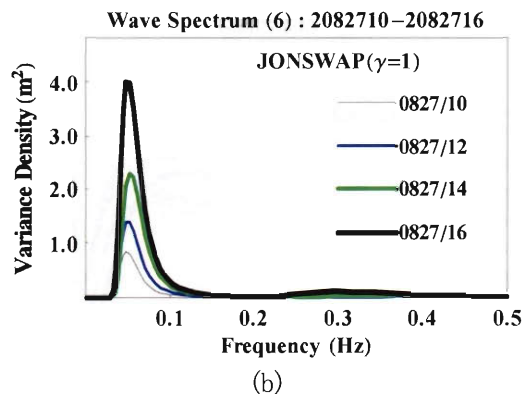
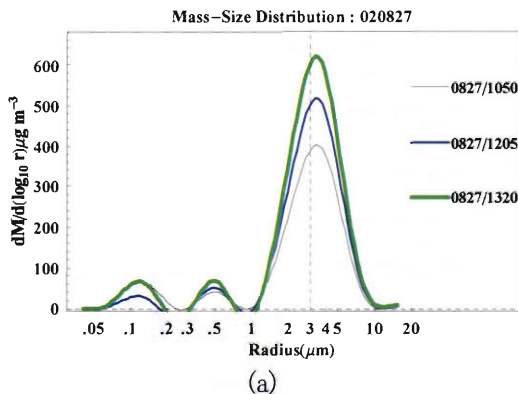
表 1 捕集海塩量と捕集時の条件

日付 2002 年	観測時刻	捕集場所		海上		潮高 (cm)	海塩量(Na- ppm/10 ml/60min)
		風向 (°)	風速 (m/s)	風向 (°)	風速 (m/s)		
8月 8日	10:30-1100	173	50	151	4.9	29.5	3.6
8月 27日	10:50-11:50	241	2.7	241	2.8	1210	130
	1205-1305	230	3.1	241	2.8	88.5	150
	13:20-14:20	196	3.3	218	3.8	60.0	18.9
9月 19日	10:20-11:20	241	6.3	/	/	44.5	6.4
	11:40-12:40	241	7.5	/	/	47.5	6.6
	13:20-14:20	241	6.6	/	/	87.5	9.1
10月 18日	09:05-10:05	263	1.9	331	3.6	67.0	4.5
	10:15-11:15	241	3.6	331	3.6	58.0	7.9
	11:25-12:25	241	4.4	263	5.1	67.5	8.0
	12:35-13:35	252	4.7	218	3.8	89.5	10.0
10月 24日	10:13-11:13	218	20	331	4.8	139.5	4.2
	11:21-12:21	230	3.5	286	3.2	110.5	6.1
	12:27-13:27	196	2.8	286	3.2	94.0	6.5
	13:35-14:35	151	2.1	218	1.3	950	3.7

### 3-1 海塩量・波浪状態の日変化

8月27日の粒度分布と波浪状態の時間変化を図7に示す。粒径 $3.34\mu\text{m}$ に海塩量のピーク値があり、11時～14時にかけて海塩量は増加傾向にあった(表1, 図7(a))。同時刻、波高と散逸率は上昇傾向にあり(図7(d), 7(e)), 波浪と海塩量に対応関係が見られる。ただし、周期は12時以降減少傾向にあった(図7(f))。

10月18日の粒度分布と波浪状態の時間変化を図8に示す。8月27日と比較すると、波高が全体に低く、海上風速が若干大きいことから、波浪スペクトルの $0.3\sim 0.4\text{Hz}$ 領域に海上風の影響が相対的に強く現れ、14時から16時にかけて周期が減少する結果となっている。海塩量は9時～14時にかけて増加しており(表1, 図8(a)), また、 $3.43\sim 4.1\mu\text{m}$ の範囲で海塩量ピーク値の粒径が変動している。波高・散逸率は10時～12時に増加し、以降は減少傾向にある。全体に波高が小さいことから(図8(d)), 風向あるいは潮高変化が12:30～13:30の海塩量の増加の原因と推定される。



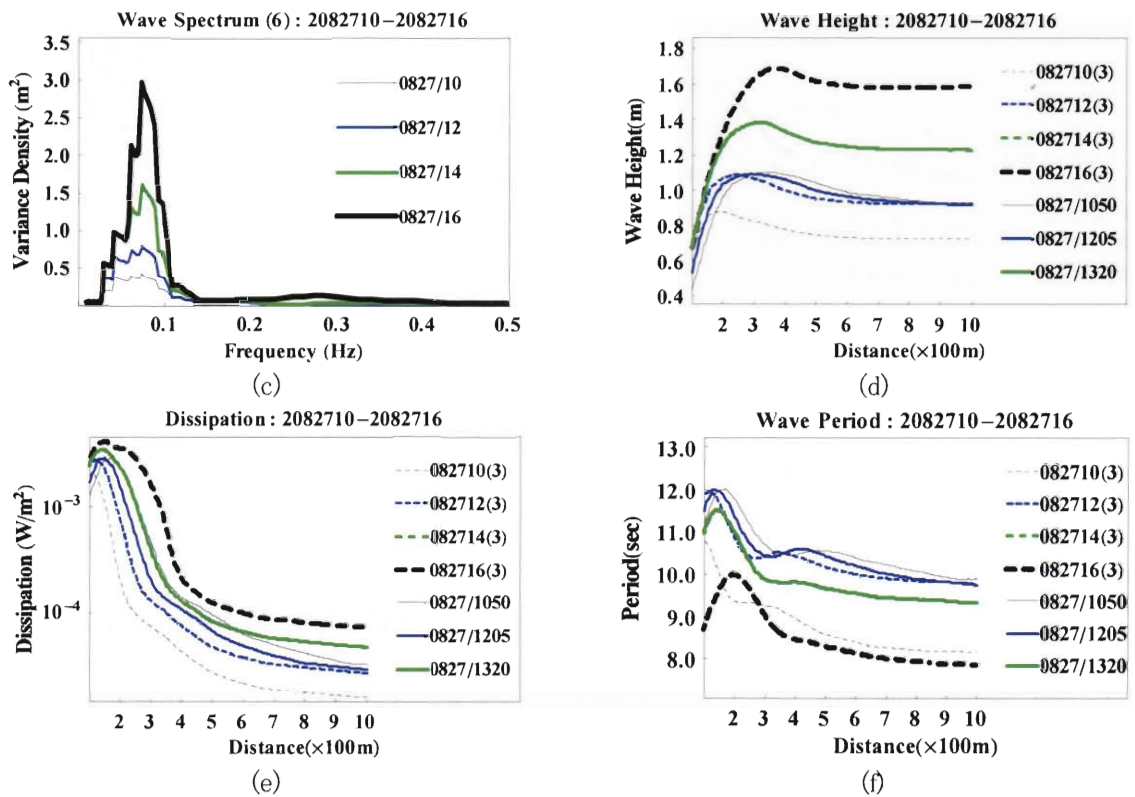
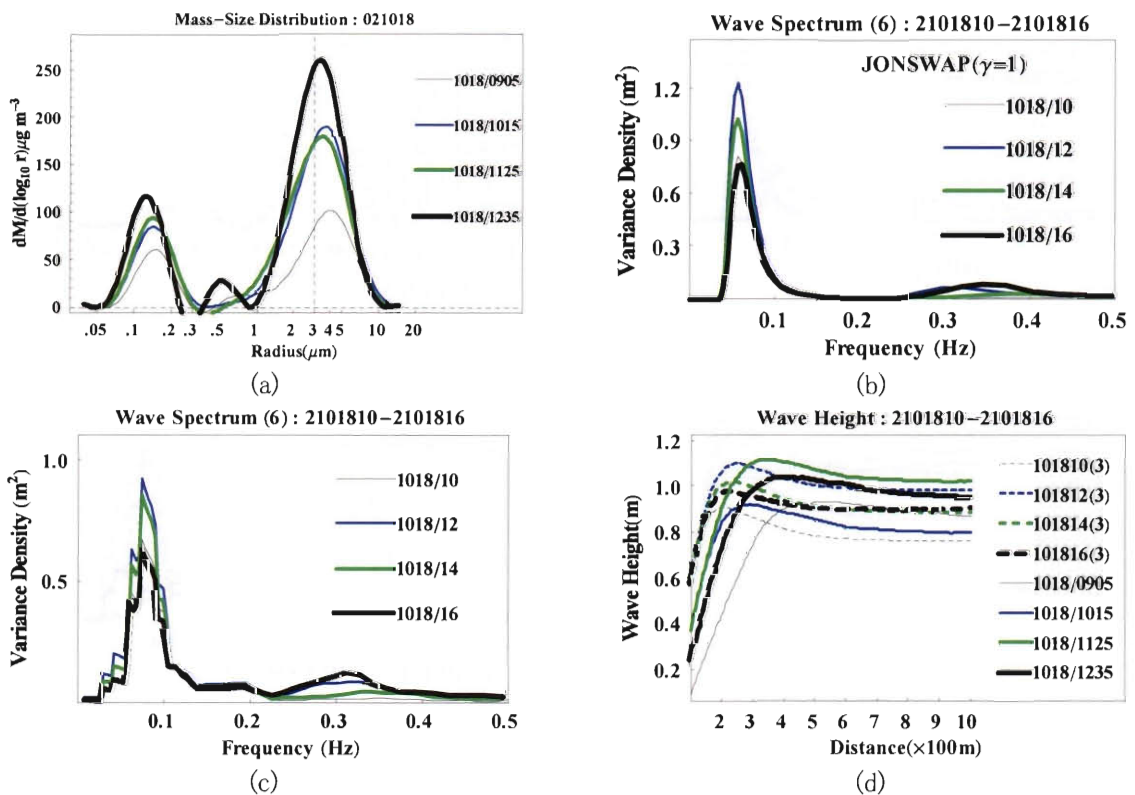


図7 粒度分布と波浪状態の時間変化(2002年8月27日).

(a) 粒度分布 (b) 波浪スペクトル(JW) (c) 波浪スペクトル(SI)  
 (d) 波高(SI) (e) 散逸率(SI) (f) 周期(SI)

(b)~(d)の項目名を[日付・時刻(測線番号)]及び[日付/時刻]で示す。[日付/時刻]の時刻は海塩捕集の開始時刻であり、捕集時間1時間の平均風向に沿った分布であることを示す。



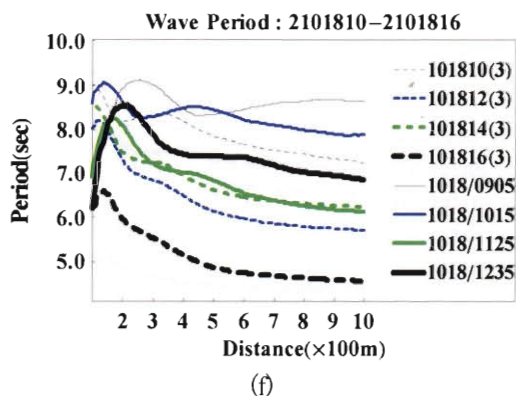
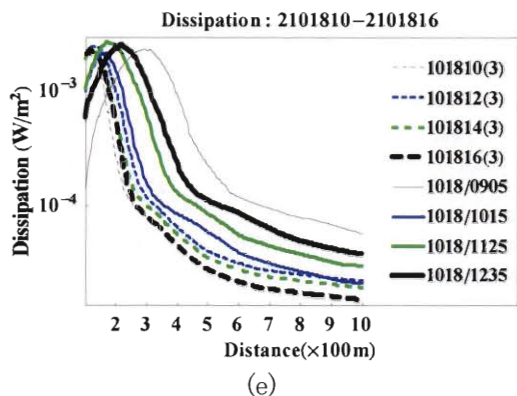
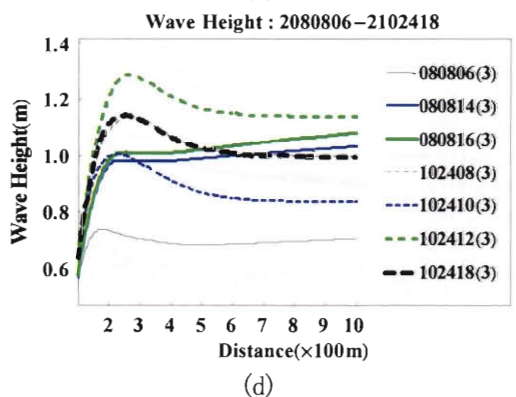
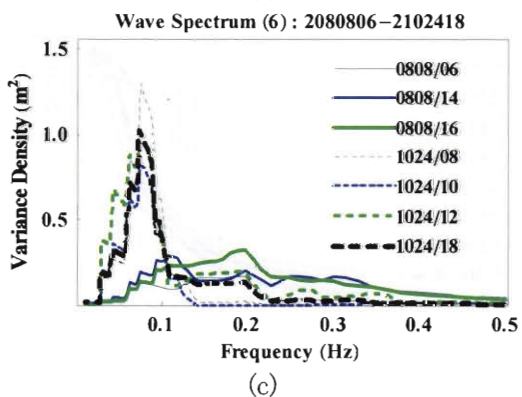
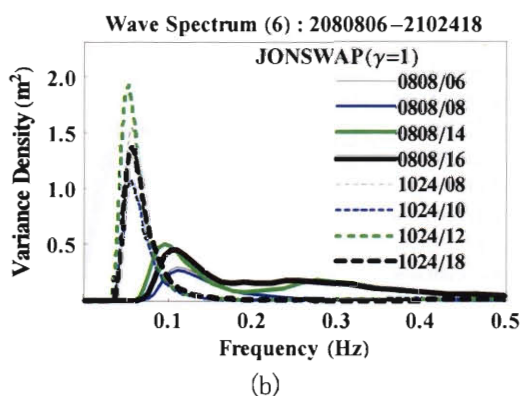
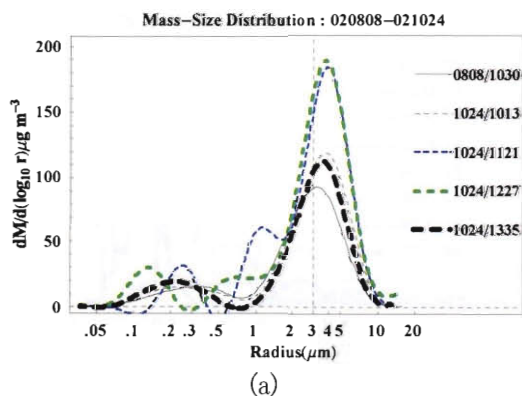


図8 粒度分布と波浪状態の時間変化(2002年10月18日).

- (a) 粒度分布 (b) 波浪スペクトル(JW) (c) 波浪スペクトル(SI)  
 (d) 波高(SI) (e) 散逸率(SI) (f) 周期(SI)  
 (b)~(d)の凡例項目名の説明は図7と同じ.

### 3-2 観測日の異なる海塩量・波浪状態の比較

図9は8月8日と10月24日の比較である。8月8日の海塩量は3.6ppmで、観測例の中で最も小さいのに対し、10月24日の海塩量は平均6.5ppmで、両日の海塩量の比率は1.8となる。波高・周期・散逸率は共に10月24日の方が8月8日に比べて全体に大きく、波浪と海塩量の対応関係が見られる。図10は9月19日と10月24日の比較である。波浪スペクトル(図10(b), (c))から分かるように、両日の周期に目立った違いがある。周期は10月24日、波高・散逸率は9月19日の方がそれぞれ大きい。散逸率が海塩量に反映されているが、海塩量の比率は1.4で図9のケースほど差がない。



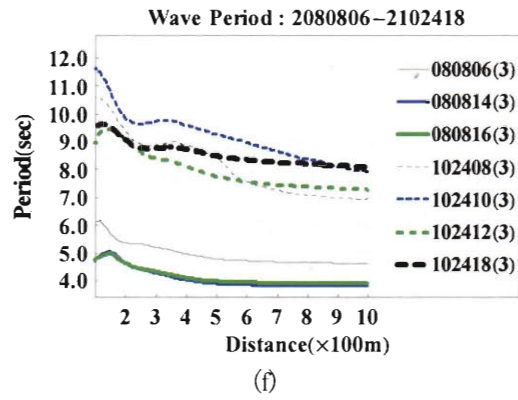
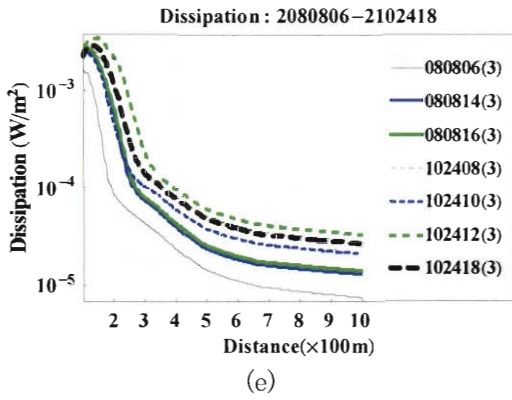


図9 粒度分布と波浪状態の時間変化の比較(2002年8月8日と10月24日).

- (a) 粒度分布 (b) 波浪スペクトル(JW) (c) 波浪スペクトル(SI)  
 (d) 波高(SI) (e) 散逸率(SI) (f) 周期(SI)  
 (b)~(d)の項目名の説明は図7と同じ.

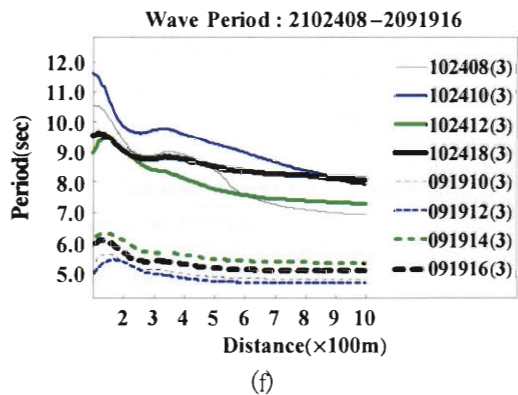
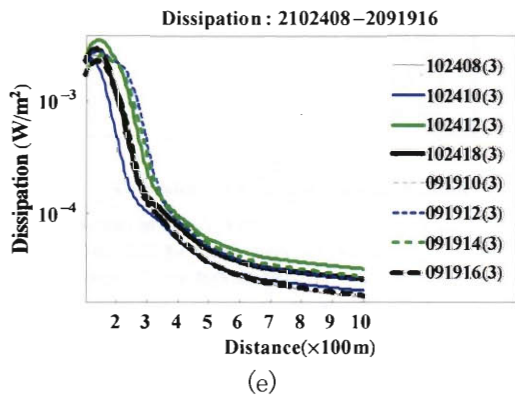
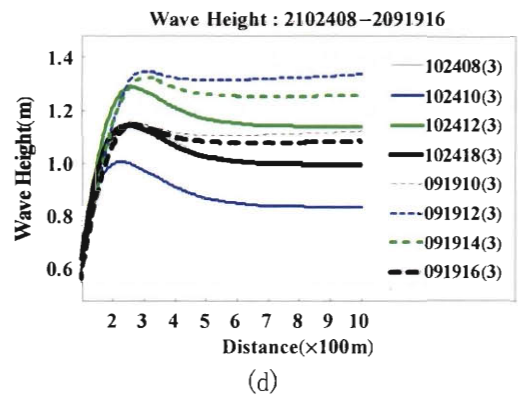
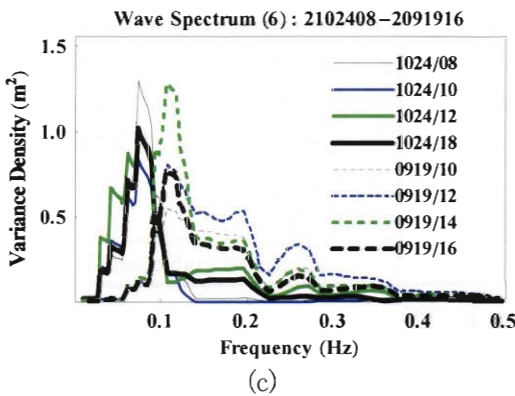
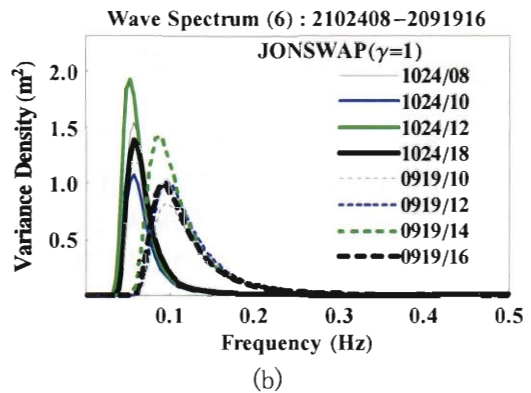
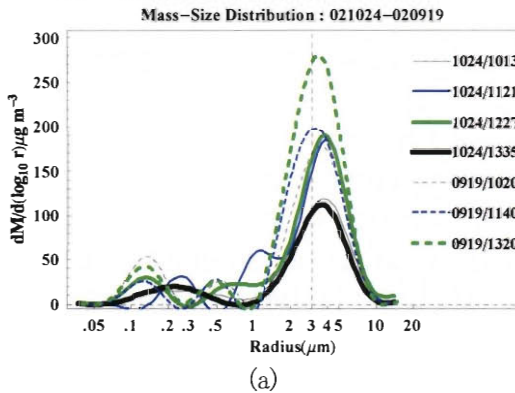


図10 粒度分布と波浪状態の時間変化の比較(2002年9月19日と10月24日).

- (a) 粒度分布 (b) 波浪スペクトル(JW) (c) 波浪スペクトル(SI)  
 (d) 波高(SI) (e) 散逸率(SI) (f) 周期(SI)  
 (b)~(d)の項目名の説明は図7と同じ.

#### 4. 海塩量及び粒度分布と波浪状態の相関

海塩量と波浪状態の相関関係を分析するに当たり、測線上における波高・周期・散逸率の区間平均を波浪状態の指標とする。測線として、測線3及び、測線 W を採用する。平均値を求める測線区間は、(1)100m-200m、(2)250m-350m、(3)900m-1000mの3通りとする。また、境界スペクトルとして、SI、JW 型の2種類を用い、それぞれの場合について相関係数を求めた。粒度分布と波浪状態の相関を見るため、ここでは、「海塩質量比」と「ピーク値粒径」を粒度分布に関する指標として採用した。標準相対湿度を80%として、「海塩質量比」を次のように定義する。

$$[\text{海塩質量比}] = [\text{粒径が } 1.5 \mu\text{m 以上の海塩粒子の総質量}] / [\text{海塩量}]$$

また、ピーク値粒径は粒度分布(図7(a), etc.)の最大値の粒径である。

##### 4-1 海塩量と波浪状態

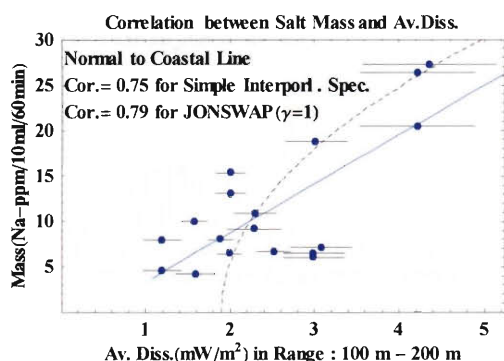
海塩量と波浪状態(波高・周期・散逸率)の相関係数、及び散布図、回帰曲線を表2及び図11に示す。SI、JW型境界スペクトルによる相関係数の差は特に目立たないが、波高についてはJW型、周期についてはSI型境界スペクトルを用いた場合に、海塩量との相関が若干高くなる傾向が見られる。海塩量・波高の相関は海塩量・周期の相関より高く、この結果は波浪観測点(図1)における周期と海塩量の相関が波高・海塩量の相関より高いという結果とは逆になっている。海塩量と3つのパラメータの相関のうち、海塩量・散逸率の相関が最も高く、また、汀線から離れるに従って相関係数が高くなる傾向が見られ、この結果は次の2通りに解釈される。

- (1)SWANによる波浪計算が汀線付近で適切でない。この場合、アルゴリズム及び地形データの妥当性が問題になる。
- (2)拡散・輸送を通して汀線付近の海塩量に寄与する実効的な海塩フラックス源が汀線からやや離れた1000mほど沖合にある。

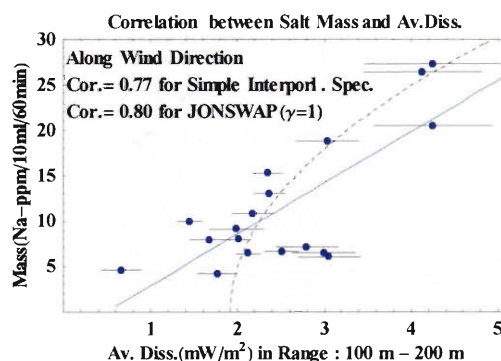
表2に示した結果から海塩量と散逸率の相関が概ね正であることが分かった。海塩量は散逸率に比例して増加するとして結論してよい。加えて海塩量・散逸率の関係は2次曲線で表され、海塩量が散逸率の1/2乗に比例する可能性が散布図(図11)から推測される。

表2 海塩量と波高・周期・散逸率(測線3)の相関

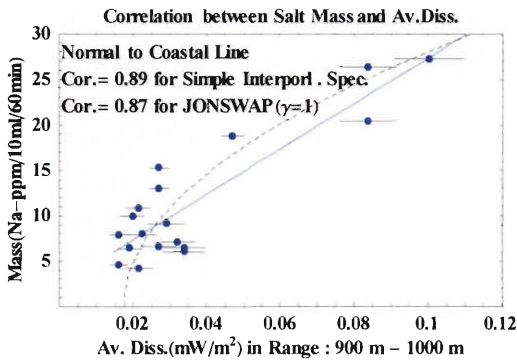
Boundary Spectrum	Range	100m-200m	250m-350m	900m-1000m
Simple Interpolated Spectrum	波高	0.79	0.77	0.75
	散逸率	0.75	0.84	0.89
	周期	0.40	0.52	0.65
JONSWAP ( $\gamma=1$ )	波高	0.76	0.81	0.81
	散逸率	0.79	0.85	0.87
	周期	0.40	0.41	0.60



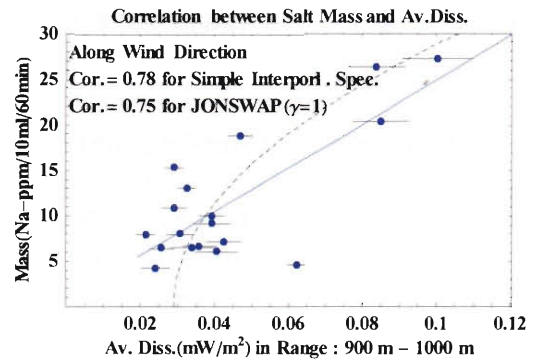
(a)



(c)



(b)



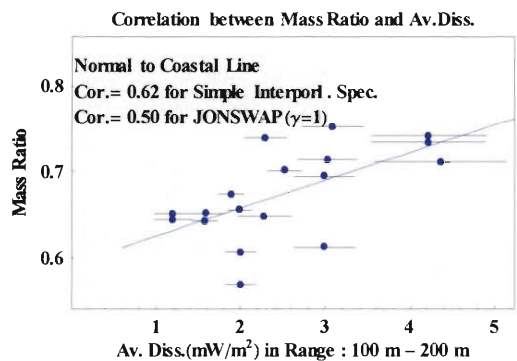
(d)

図 11 海塩量と散逸率(区間平均)の相関。(a), (b)はそれぞれ、測線3の区間、100m-200m, 900m-1000mでの散逸率(SI)と海塩量の相関, (c), (d)はそれぞれ、測線Wの区間、100m-200m, 900m-1000mでの散逸率(SI)と海塩量の相関を示す。実線、破線はそれぞれ、1次、2次の回帰曲線、各データ●に付した短い水平線は測線(図6)による散逸率の最大差を示す。

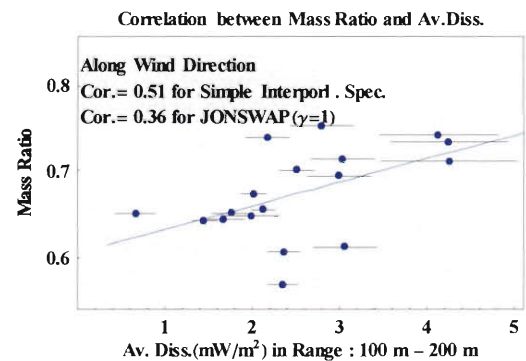
#### 4-2 海塩質量比と波浪状態

表 3 海塩質量比と波高・周期・散逸率(測線3)の相関

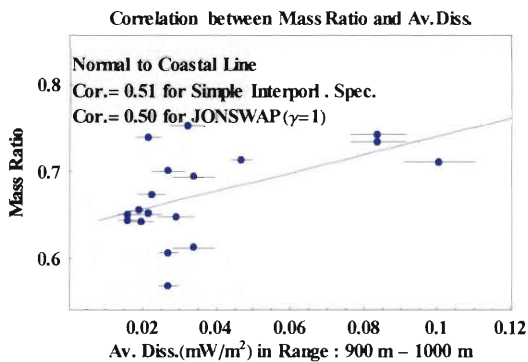
Boundary Spectrum	Range	100m-200m	250m-350m	900m-1000m
Simple Interpolated Spectrum	波高	0.43	0.63	0.66
	散逸率	0.62	0.52	0.51
	周期	-0.34	-0.25	-0.20
JONSWAP ( $\gamma=1$ )	波高	0.37	0.60	0.64
	散逸率	0.50	0.47	0.50
	周期	-0.29	-0.30	-0.12



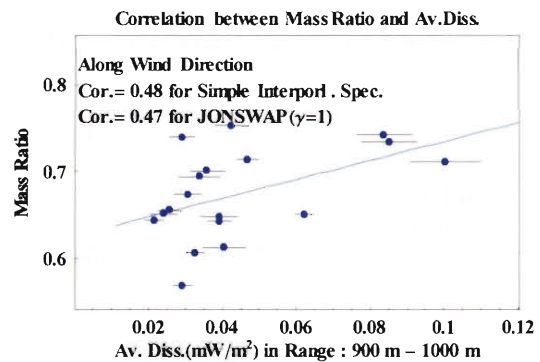
(a)



(c)



(b)



(d)

図 12 海塩質量比と散逸率(区間平均)の相関。(a), (b)はそれぞれ、測線3上の 100m-200m, 900m-1000m 区間での散逸率(SI)と海塩質量比の相関, (c), (d)はそれぞれ、測線W上の 100m-200m,

900m-1000m 区間の散逸率(SI)と海塩質量比の相関を示す. 実線は回帰直線, 各データ●に付した短い水平線は測線(図 6)による散逸率の最大差を示す.

海塩量と波浪状態(波高・周期・散逸率)の相関係数, 及びデータ散布図, 回帰直線を表 3 及び図 12 に示す. 概ね海塩質量比と波高・散逸率の相関は正, 海塩質量比と周期の相関は負であり, 波高と周期の粒度分布への影響の仕方が異なることを示している. 4-1の結果と合わせると, 波高・散逸率の増加と共に海塩量が増加し, その場合, 粒径  $1.5\mu\text{m}$  以上の海塩粒子の寄与が相対的に増加する傾向にある. 他方, 周期の増加と共に海塩量が増加し, その場合, 粒径  $1.5\mu\text{m}$  以下の海塩粒子の寄与が相対的に増加する傾向にある. ただし, 海塩質量比と周期の負相関は-0.3 ほどで, 相関はそれほど高くはない.

#### 4-3 ピーク値粒径と散逸率

図 13 はピーク値粒径と散逸率の相関を示す. 相関は僅かながら負となり, 散逸率の増加とともに小粒径の粒子数が若干増加する傾向が見られる. 汀線から離れるにつれて散逸率・ピーク値粒径の相関が弱くなることから, この負相関の原因が汀線付近での海塩粒子フラックスと海塩粒子の拡散・輸送効果に関わるものと解釈される.

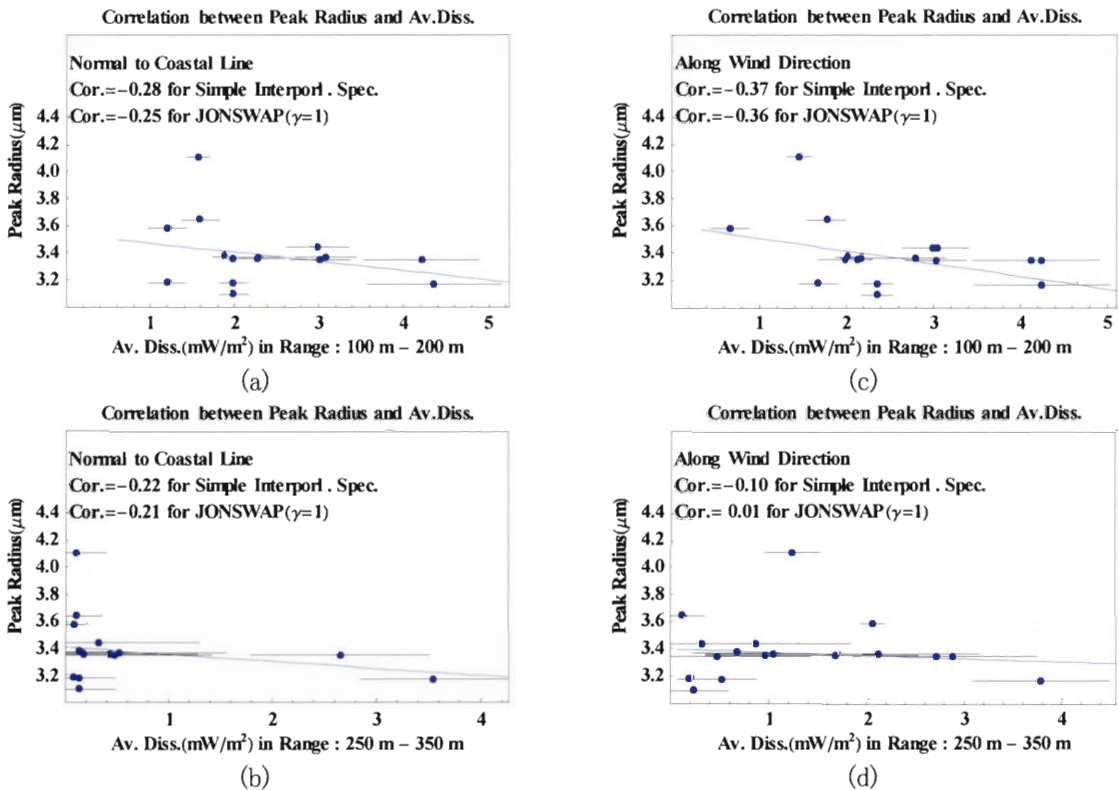


図 13 ピーク値粒径と散逸率(区間平均)の相関. (a), (b)はそれぞれ, 測線3上の 100m-200m, 250m-350m 区間での散逸率(SI)とピーク値粒径の相関, (c), (d)はそれぞれ, 測線 W 上の 100m-200m, 250m-350m 区間の散逸率(SI)とピーク値粒径の相関を示す.

#### 5. まとめ

2002 年 8 月~10 月にかけて宮崎市近郊の海岸汀線付近で観測した海塩量と波浪データ・波浪パラメータの対応関係を調べ, 次の結果を得た.

- (1) 汀線付近の海塩発生量は波浪エネルギー散逸率により, ほとんど決定される. ただし, 波高が小さい場合, 潮高・風向の影響を受ける.
- (2) 波浪の周期は波高及び汀線付近の波浪散逸率, 従って海塩発生量に関わり, 長周期の場合, 海塩発生量



が増加する。

- (3)  $1.5\ \mu\text{m}$  粒径以下の海塩質量に対する  $1.5\ \mu\text{m}$  以上の質量の比は、波浪散逸率の増加とともに増加する傾向がある。
- (4) 質量粒度分布ピーク粒径は波浪散逸率の増加とともに減少する傾向がみられる。

# 第三部 沿岸砕波帯における海塩フラックス分布の推定法について

## 要 約

沿岸砕波帯における海塩粒子の輸送・拡散に関わる境界値問題を境界積分法(選点法)で扱い、汀線付近で観測された海塩濃度粒度分布を基に海面における海塩粒子フラックス分布を逆推定する方法について論じている。輸送・拡散方程式の影響関数(基本解)として、2つの近似的影響関数を用意した。2つの影響関数の主な違いは水平渦拡散効果を含むか否かにある。観測粒度分布を基にフラックス源分布を推定する問題は一般に非適切(none well posed)な逆問題となっており、次の処置が必要である。(1)推定値のデータ誤差への感度を緩和する方法として、複数高度(地表高度 15m 以下)の粒度分布データを用いる。(2)誤差の許容範囲で目標粒度分布のモデルへの適合-データ同化を図る。推定法による海塩フラックス源の位置、フラックス強度の時間変動傾向は波浪計算(SWAN)による結果と概ね一致する。汀線から約 500m 沖までの海塩粒子フラックス強度は、波高 0.9~1.1m, 周期 7~9s の波浪条件の下で、外洋(10m 高度の風速 3m/s)の 20~40 倍であり、さらに波浪エネルギーの散逸率増大により、汀線付近で最大 130 倍に強められる。

### 1. はじめに

海洋への CO<sub>2</sub> 溶解率の評価をめぐる、沿岸砕波帯における大気・海洋ガス交換の機構が議論されている(森ら(2004) <sup>1)</sup>)。沿岸砕波帯の幅自体は極めて狭いが、波浪による気泡交換率は極めて大きく、特に湾・湖などでは無視できない要素と考えられる。海塩粒子が海水中の気泡曝気の過程で生じるとすれば、その生成率の評価とも絡む問題と考えられる。沿岸における海塩粒子の濃度・粒度分布は比較的測定しやすく、沿岸の波浪状態との関係を詳しく調べることにより、海面における気泡生成機構の解明に貢献し得ると思われる。ここでは汀線付近における海塩粒子の粒度分布を元に海塩粒子フラックス源の水平分布を推定する方法(逆問題、データ同化の問題と関わる)について論じる。

### 2. 海塩粒子の生成・輸送・拡散モデル

沿岸付近において海塩粒子の生成と輸送が平衡しているとする。粒子生成域の限界を汀線とする。海面における素過程として、粒子の「乱流拡散」、「慣性沈降」、「重力沈降」を導入する。粒子サイズは湿度と平衡状態にあるものとする。「慣性沈降」には「ブラウン運動」などの過程を採り入れる必要がある。粒子生成率(以下「フラックス」という)粒度分布として、当面、Monahan ら(1986)の経験式 <sup>2)</sup>を用いるが、経験上、沿岸の粒子フラックスはその場所の風速に依存しないことから、フラックスの強度自体を決定すべきパラメータとする必要がある。またフラックス粒度分布の分散幅・平均粒径も調整パラメータとする。静穏な気象条件の場合、生成した海塩粒子は 1~5m/s の海風により輸送され、汀線付近の海塩濃度に寄与する。以上の状況は、汀線からの距離、海面高度をそれぞれ、水平座標  $x$ 、鉛直座標  $z$ 、とする2次元境界値問題として定式化できる。本研究では境界値問題の解法としては、境界積分法の一種である選点法 <sup>3)</sup>を採用する。

#### 2-1 移流拡散方程式と境界条件

沿岸砕波帯における海塩粒子の生成・沈降・輸送・拡散の平衡状態を仮定し、移流拡散方程式

$$L \equiv -U(z) \frac{\partial}{\partial x} + W_f(r) \frac{\partial}{\partial z} + K_x \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial z} K_z(z) \frac{\partial}{\partial z}, \quad (2.1)$$
$$L\phi(x, z; r) = 0, \quad (-\infty < x < \infty, \quad h < z < \infty),$$

と境界条件

$$\begin{aligned}
B &\equiv v_d(r) - K_z(z) \frac{\partial}{\partial z}, \quad B\varphi(x, z; r) = \frac{dF(r)}{dr} H(x) \quad \text{at } z = h, \\
\varphi(x, z; r) &\rightarrow \varphi_0(z; r) \quad \text{as } x \rightarrow +\infty, \\
\varphi(x, z) &\rightarrow 0 \quad \text{as } x \rightarrow -\infty, \quad z \rightarrow +\infty,
\end{aligned} \tag{2.2}$$

で表す。境界値問題扱う都合上、平均海面 ( $z = 0$ ) の上に仮想境界 ( $z = h$ ) を設定する。ここで、 $r$ : 海塩粒子の半径 (粒径),  $\varphi(x, z; r)$ : 海塩濃度粒度分布,  $U(z)$ : 風速,  $K_x \cdot K_z(z)$ : 水平・鉛直渦拡散係数,  $W_f(r)$ : 粒子の重力沈降速度 (ストークス終端速度),  $dF(r)/dr$ : 海塩フラックス粒度分布,  $v_d(r)$ : 粒子の沈降速度 (慣性沈降速度) を意味する。粒径  $r$  は湿度と平衡しているとする。  $H(x)$  は海塩生成率の水平分布を表し,  $x = 0$  を汀線として,  $H(x < 0) = 0$  とする。海塩フラックス境界条件 (2.2) は, 粒子の慣性沈降が無ければ海面から大気への熱の流入条件と同様の意味になる。大気境界層での平均風速:  $U(z)$ , 鉛直渦拡散係数:  $K_z(z)$  は基本的に

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \log \frac{z}{z_0}, \quad K_z(z) = \kappa u_* z \tag{2.3}$$

で与えられるものとする。ここで  $u_*$ ,  $z_0$  は摩擦速度及び粗度長である。以下では高度 1m, 10m の風速をそれぞれ,  $U_1, U_{10}$  と表記する。

## 2-2 移流拡散方程式の基本解 (影響関数)

海塩粒子生成率が水平方向に一様な場合, (2.1), (2.2), (2.3) の解は

$$\varphi_0(z; r) = \frac{1}{v_d(r) + W_f(r)} \frac{dF(r)}{dr} \left( \frac{z}{h} \right)^{-\frac{W_f}{\kappa u_*}} \tag{2.4}$$

である。すなわち海面付近における海塩濃度粒度分布は慣性沈降・重力沈降による下向きの粒子フラックスと海面における海塩生成フラックスから決まり, 粒径数  $\mu\text{m}$  以上の大粒子の濃度は重力沈降に支配される (図 1)。一般的な条件で (2.1), (2.2) の解析解を得ることはできない。ただし風速  $U < 0$  (陸側から海側を正とする) が高度  $z$  に依存しない場合, (4.1) の基本解 (以下「影響関数」という) は

$$\begin{aligned}
G^{(0)}(x, z; \xi, \eta) &= \frac{b}{2\sqrt{\pi K_x}} (z\eta)^{\frac{b}{2}} \int_0^\infty \exp \left( - \left[ \frac{(x - \xi - Ut)^2}{4K_x t} + \frac{z + \eta}{\kappa u_* t} \right] \right) \\
&\times I_b \left( \frac{2\sqrt{z\eta}}{\kappa u_* t} \right) \frac{dt}{t^{3/2}}, \quad b \equiv \frac{W_f}{\kappa u_*}
\end{aligned} \tag{2.5}$$

となる。ここで  $\xi, \eta$  は粒子発生源 (以下「ソース」という) の座標,  $b$  は重力沈降を表すパラメータ,  $I_b(\cdot)$  は第 1 種変形ベッセル関数である。(2.5) を  $\xi, t$  についてそれぞれ無限区間で積分し,  $\eta \rightarrow 0$  とすると, 水平一様分布解 (2.4) に相当する解 ( $= z^{-b}$ ) が得られる。以上の結果は  $U(z)$  の関数形によらない。従って平均風速  $U$  が高度  $z$  の関数である場合, (2.5) は (2.1) を満たす厳密な影響関数ではないが, 近似的な影響関数としての要件を満たすことが示唆される。以後, (2.5) を「影響関数 I」,  $U \rightarrow U(z)$  と置き換えたものを「影響関数  $I_m$ 」と呼ぶ。

次に (2.1) において水平渦拡散係数  $K_x$  を 0 と置き, 風速  $|U(z)|$  が一般に高度  $z$  の  $\alpha$  乗に比例するとした場合, (2.1) の影響関数は

$$G^{(0)}(x, z; \xi, \eta) = (1 + \alpha)^{-\frac{2b}{1+\alpha}} \Gamma \left( \frac{b}{1+\alpha} \right)^{-1} (\xi - x)^{-1 - \frac{b}{1+\alpha}} \exp \left( - \frac{(z - \eta)^{1+\alpha}}{(1+\alpha)^2 (\xi - x)} \right) \tag{2.6}$$

となる。ここで水平・鉛直座標  $x, z$  はそれぞれ長さスケール  $l_x \cdot h$  で規格化され,  $l_x$  は

$$l_x = \frac{U(h)h}{\kappa u_*} \quad (2.7)$$

で与えられる。風速ベキ指数  $\alpha$  を、高度域  $h \sim H$  において、(2.3)の  $U(z)$  に適合するようを選び、

$$\alpha(H, h, z_0) = \frac{\log(\log H/z_0) - \log(\log h/z_0)}{\log(H/h)} \quad (2.8)$$

とする。(2.5)と同様に、(2.7)を  $\xi$  について半無限区間で積分し、 $\eta \rightarrow 0$  とすると、指数  $\alpha$  に関わりなく、水平一様分布解(2.3)に相当する解 ( $= z^{-b}$ ) が得られる。以後、(2.7)を「影響関数  $\Pi$ 」と呼ぶ。3つの影響関数  $I \cdot I_m \cdot \Pi$  の特徴を比較し、移流・水平渦拡散効果の濃度粒度分布への影響を推定する。

### 2-3 海塩粒子の生成・輸送に関わるパラメータ

重力沈降速度  $W_f$ 、粒子密度  $\rho_p$ 、粗度長  $z_0$  を

$$W_f(r) = \frac{2}{9} \frac{\rho_p(S)}{\rho_a} \frac{r^2 g}{\nu} \quad (2.9)$$

$$\rho_p(S) = 1 + \frac{1.15}{1 - 0.7674 \times \log_{10} S} \quad (2.10)$$

$$z_0 = 0.0156 \times \frac{u_*^2}{g} \quad (2.11)$$

とする。ここで  $S$ 、 $\rho_a$ 、 $\nu$ 、 $g$  は相対湿度、空気の密度、空気の動粘性、重力加速度である。粒子質量密度の湿度補正(2-10)、海面粗度長(2-11)はそれぞれ、Gerber(1985)<sup>[1]</sup>、Charnock(1955)<sup>[11]</sup> による。

以上のパラメータに加え、非常に重要なパラメータは、海面における慣性沈降速度  $v_d(r)$  であり、本研究では Giorgi(1986)<sup>[12]</sup> の経験式、Lewellen ら(1980)<sup>[16]</sup> の乱流粘性底層の次元解析に基づいた経験式を参考に次のように置いた。

$$v_d(r) = 0.03 u_* \left( \frac{u_* z_0}{\nu} \right)^{1/10} \left( \frac{\nu}{qz} \right)^{1/4} \times \left\{ \frac{F [1 - \exp(-0.04 F)]}{(1 + 0.005 F)^2} + 45 \times \left( \frac{D_B}{\nu} \right)^{13/20} \right\}, \quad (2.12)$$

$$F \equiv \left( \frac{\tau_s q^2}{\nu} \right), \quad \tau_s \equiv S_f \frac{2}{9} \frac{\rho_p r^2}{\rho \nu}$$

ここで、 $\nu$  は分子粘性、 $z$  は境界層高度、また  $u_*$ 、 $z_0$ 、 $q$  はそれぞれ摩擦速度、粗度定数、乱流速度であり、乱流境界層に関わるパラメータである。 $D_B$ 、 $\tau_s$  はブラウン拡散係数、粒子の Stopping Distance であり、次のように与える。

$$D_B(T) = \frac{S_f(r) k_B T}{6\pi \nu \rho_p r},$$

$$S_f(r) = 1 + \frac{\lambda}{r} \left[ 1.17 + 0.525 \exp\left(-0.78 \frac{r}{\lambda}\right) \right], \quad (2.13)$$

$$\lambda = 0.066 \mu\text{m}.$$

ここで、 $\rho_a$ 、 $\rho_p$ 、 $r$  はそれぞれ空気、粒子の質量密度、粒径、 $k_B$  はボルツマン定数である。Giorgi(1986)の経験式は海面高度 10m における沈降速度を与えているが、本研究では高度 1~2m の粒度分布を対象とするため、粘性底層に外挿し得る式として、(2-12)を採用する。(2-12)は Giorgi(1986)の結果をほぼ再現する。

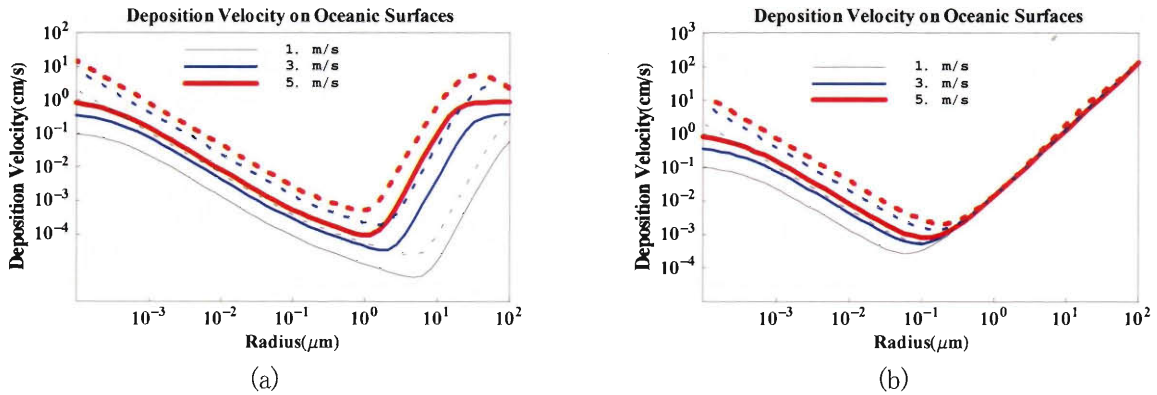


図1 風速(高度 10m)と粒子の沈降速度。

(a): 重力沈降を除く。(b): 重力沈降を含む。実線は Giorgi(1986)による高度 10m における沈降速度, 破線は (2.12)による高度 1cm における沈降速度を示す。

Giorgi(1986)による高度 10m の沈降速度と(2-12)による高度 1cm の沈降速度を比較すると, (2-12)の方が前者に比べて約 10 倍大きくなる(図 1a)。しかし重力沈降を含めた場合は, 粒径  $0.5 \mu\text{m}$  以上において両者の違いがほとんど消失する(図 1b)。

フラックス粒度分布  $dR(r)/dr$  に関する経験式には, 海上 10m の風速  $U_{10}$  の関数として与えられている Monahanら(1986) の式 を採用する。

### 3. 海塩粒子フラックス分布の推定法

#### 3-1 推定可能性

「重力沈降」・「慣性沈降」が粒子のサイズに依存し, またフラックスが粒度分布として与えられているため, 汀線付近の濃度粒度分布の測定に基づき, 原理上は粒子フラックス水平分布を「逆推定」できるはずであるが, 次のような問題がある。

- (1) 汀線付近の海塩粒子濃度粒度分布において, 沿岸付近砕波帯における局所生成量と沖合からの輸送量の寄与が区別できるか。
- (2) 観測濃度に誤差が含まれるので, フラックス推定値の観測誤差への感度が対処可能な範囲にあるか。

(1)については, 砕波帯における海塩生成量の問題になるが, 宮崎市海岸における著者らの観測経験によれば, 汀線付近地表 1m の海塩濃度は外洋のそれに比べ 10 倍単位で大きく, 波浪の状態変化に伴う発生分と沖合からの輸送分(バックランド値と呼ぶ)を区別することは可能と思われる。モデル計算によれば, 両者を区別するには, 対象水平距離 2km, 風速 1~4m/s, とした場合, 地表高度 15m 以内の粒度分布データが必要である(高度 15m 以上での区別は不可)。

(2)については, この問題は一般に非適切(none well posed)な「逆問題」となっており, 解の誤差に対する感度は極めて大きい。感度を弱める具体的方法について次節で述べるが, 次の2つが考えられる。

- ①粒度分布の同時観測高度を増やすことにより感度を弱める(若干改善される)。
- ②観測データの誤差の許容範囲でデータを修正し, モデルに適合させる(データ同化の方法)。

観測(目標)粒度分布から海塩粒子発生率(フラックス)水平分布の情報を得るという意味で, 「逆推定法」という。海塩粒子の拡散・輸送方程式に基づき, 汀線付近で観測された粒度分布から沿岸砕波における海塩粒子フラックス強度空間分布とフラックス粒度分布の平均粒径・分散を逆推定する方法を以下の節に述べる。

#### 3-2 境界値問題の近似解法

境界値問題(2.1), (2.2)の近似解を影響関数の重み付けの和で表す. 一般に境界積分(要素)法では影響関数の特異点が境界上に配置され, 数値(特異)積分の手続きが必要となるが, ここでは影響関数の特異点を領域外部に配置し, 境界上での特異積分を避けることにする. 適当な仮想境界  $z = h$  の離散点において境界条件(2-2)が満たされるように重み  $Q_i$  を決定する(図 2).

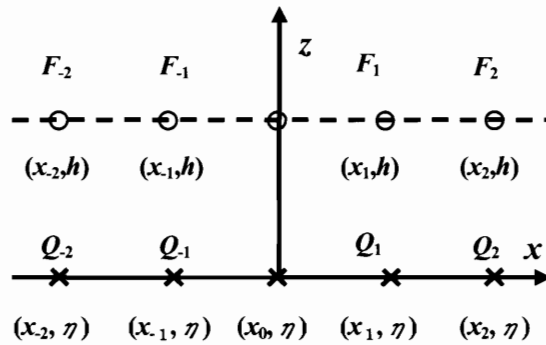


図 2 フラックス境界値  $F_i$  とソース強度  $Q_i$  の位置関係.  
境界値  $F_i$  が配置される仮想境界はソース強度  $Q_i$  が配置される面から距離  $h$  だけ離れている.

この方法による解の誤差はアサインメント因子<sup>3)</sup>

$$f = [\text{ソース面} - \text{境界面の距離}] / [\text{隣接ソース点の距離}] \quad (3-1)$$

に依存することが知られている. 2次元調和方程式の境界値問題では,  $f = 1$  程度の場合に最適近似解が得られる<sup>3)</sup>.

影響関数 I, II のいずれを採用するかで, 重み係数(ソース強度)  $Q_i$  ( $i = 0 \sim N$ ) に関する連立一次方程式の性格及び計算時間に大きな違いが生じる. 影響関数 I の場合, 風上・風下双方向に影響が伝わることに対応して連立方程式の係数行列の全要素は非零である. 影響関数 I が積分表示であるのに加えて, 計算量が  $N^2$  に比例するため,  $N \sim 100$  で演算速度的に普及OS計算機の処理能力を超える. 一方, 影響関数 II の場合は, 座標  $x$  を時間に見立てたときの熱伝導型の影響関数であり, 重み  $Q_i$  ( $i = 0 \sim N$ ) を風上から風下側へ順次計算することができるため, 計算量はずっと少なく普及OS計算機で処理可能な範囲にある. 従って実用的観点から, 以下の定式化では影響関数 II を採用することを前提とするが, 結果として水平渦拡散効果を無視することになるので, それへの対処について改めて議論する.

### 3-3 逆推定法の定式化

野中ら(2004)<sup>9)</sup>は濃度粒度分布とフラックスの関係を次のように置いた.

$$\varphi(x, z; r) = \varphi_0(z; r) + \sum_{i=0}^{n(x)} Q_i(r) G^{(0)}(x, z; \xi_i, \eta; r) \quad (3.2)$$

ここで,  $\varphi$  は, 汀線からの距離  $x$ , 海面高度  $z$  における濃度粒度分布,  $\varphi_0$  は水平条件が一様な場合(外洋上)の粒度分布であり,  $r$  は粒径である. また  $G^{(0)}$  は影響関数,  $Q_i$  は重み係数(ソース強度)である. 影響関数 II を採用する場合は, ソースは海面上 ( $\eta = 0$ ) に配置される(図 1). 粒子フラックス粒度分布:  $dF(r) / dr$  とし, フラックス水平分布:  $H(x)$  とした場合, フラックスの連続条件(境界条件)を満たすソース強度  $Q_i$  は次式

$$Q_i(r) = G^{(1)}(\Delta x, h; 0, 0; r)^{-1} \times \left\{ \frac{1}{ku \cdot h} \frac{dF}{dr} [1 - H(x_i)] - \sum_{j=0}^{i-1} Q_j(r) G^{(1)}(x_i, h; \xi_j - \Delta x, 0; r) \right\}, \quad (3.3)$$

$$H(x) = 0 \quad (x < 0), \quad H(x) \rightarrow 1 \quad (x \rightarrow \infty).$$

$$G^{(1)}(x, h; \xi, 0; r) = \frac{dG^{(0)}}{dz}(x, h; \xi, 0; r) - \lambda(r) G^{(0)}(x, h; \xi, 0; r),$$

$$\lambda \equiv \frac{v_d(r)}{\kappa u_* h},$$
(3.4)

で与えられる。ここで、 $\Delta x, h$ はそれぞれ隣接するソースの間隔、仮想境界高度である。フラックスに関わる仮想境界は平均海面から $h$ だけ隔たっている(図1)。 $v_d$ はブラウン運動・慣性衝撃による沈降速度(慣性沈降速度)である。(3.3)のスキームについて、熱伝導方程式の差分スキームの安定条件: $2K^2 \Delta t / \Delta x^2 \leq 1$  ( $\Delta t, \Delta x$ : 時間・距離メッシュ幅,  $K$ : 熱伝導係数)に相当する安定条件がある(野中ら(1982))。 (3.3)に当てはめると、 $h/\Delta x \leq 1$  ( $f \geq 1$ )という条件になる。(3-3)を次のように略記する。

$$G^{(2)}(\Delta x, h; 0, \eta; r)^{-1} \rightarrow g(r),$$

$$G^{(2)}(x_i, h; \xi_j - \Delta x, \eta; r) \rightarrow G(r; i, j)$$

$$Q_n(r) = g(r) \left( F_n [1 - H(x_n)] - \sum_{j=0}^{n-1} Q_j(r) G^r(r; n, j) \right)$$
(3.5)

$n$ は座標  $x$  の離散値に付けた番号である。(3.3)のソース強度  $Q_i(r)$ は次のように表せる。

$$Q_n(r) = g(r) F_n(r) - g(r)^2 \sum_{i=0}^{n-1} [G(r; n, i) + \sum_{m=1}^{n-i-1} (-g(r))^m \sum_{(k_1, k_2, \dots, k_m)} G(r; n, k_1)$$

$$\times G(r; k_1, k_2) \cdots G(r; k_m, i)] F_i(r)$$
(3.6)

ここで、 $(k_1, k_2, \dots, k_m)$ は整数  $n, i$ を上下限とする整数の組み合わせを示し、 $n > k_1 > k_2 > \dots > k_m > i$ の順序関係を満たすものとする。また  $F_i(r)$ は位置  $x_i$ におけるフラックス強度であり、次のように置く。

$$F_i(r) = \frac{\Lambda}{\kappa u_* h} \frac{dF}{dr}(r; \mu, \sigma, U_{10}) [1 - H(x_i)],$$

$$H(x) = 1 + \frac{1}{2} \left( 1 + \tanh \frac{x}{\delta} \right) \sum_{k=1}^q X_k M_k(x; \xi_k) - \frac{1}{2} \left( 1 - \tanh \frac{x}{\delta} \right).$$
(3.7)

ここで、 $M_k(x, \xi_k)$ は3次Bスプライン関数(市田ら(1973))である。フラックス粒度分布  $dF/dr$ は粒径  $r$ の関数であるとともに、平均粒径  $\mu$ , 分散  $\sigma$ をパラメータとして含む。Monahan ら(1986)によるフラックス粒度分布  $dF/dr$ は高度10mの風速  $U_{10}$ に依存する。ここでは風速  $U_{10} = 3\text{m/s}$ を基準とし、実際のフラックス倍率を $\Lambda$ で表す。未知数の個数はスプライン補間の重み係数の個数  $q$ に、倍率 $\Lambda$ を加えた  $q+1$ 個となる。ここで改めて未知変数の置き換えを行う。

$$\Lambda X_k \rightarrow X_k (k = 1, 2, \dots, q), \quad \Lambda \rightarrow X_{q+1}$$
(3.8)

粒子濃度観測地点 ( $x=x_0$ ) における複数高度  $z_1, z_2, \dots, z_m$ の粒度分布は次式で与えられる。

$$\tilde{\varphi}^{(l)}(r; \mu, \sigma) = \Lambda \varphi_0(z_l, r; \mu, \sigma) + \sum_{i=0}^N G^{(0)}(x_0, z_l; \xi_i, \eta; r) Q_i(r; \mu, \sigma)$$

$$= \sum_{k=1}^{q+1} K_k^l(r; \mu, \sigma) X_k, \quad (l = 1 \sim m)$$
(3.9)

右辺第1項を「バックグランド粒度分布」と呼ぶことにする。次のように略記する。

$$(\tilde{\varphi}^{(1)}, \tilde{\varphi}^{(2)}, \dots, \tilde{\varphi}^{(m)}) \rightarrow \tilde{\varphi}(r), \quad (K_k^1, K_k^2, \dots, K_k^m) \rightarrow K_k(r),$$

$$\tilde{\varphi}(r) = \sum_{k=1}^{q+1} K_k(r) X_k$$
(3.10)

(3.10)に対し、粒径区間の基底関数 $\psi^j(r)$  ( $j=1,2,\dots,p$ )を重み関数とするガラーキン法を適用する。

$$\begin{aligned} (\psi^j, \tilde{\varphi}) &= \sum_{k=1}^{q+1} (\psi^j, K_k) X_k, \quad (j=1,2,\dots,p) \\ (\psi^j, \tilde{\varphi}) &\equiv \int_a^b \psi^j(r) \tilde{\varphi}(r) dr, \quad (\psi^j, K_k) \equiv \int_a^b \psi^j(r) K_k(r) dr \end{aligned} \quad (3.11)$$

ここで、 $(a, b)$ は粒度分布粒径の適当な区間である。 $(\psi^j, K_k)$ は $\psi^j(r) = \delta(r-r_j)$ のとき、 $K_k'(r_j; \mu, \sigma)$ を要素とする  $pm$  行 ( $q+1$ )列の長方形行列である。この行列を  $K$ 、 $(\psi^j, \varphi)$ を $\tilde{\varphi}$ と改めて略記すると、解くべき式は次のようになる。

$$\tilde{\varphi} = KX, \quad AX = B \quad (A \equiv K^T K, \quad B \equiv K^T \tilde{\varphi}) \quad (3.12)$$

以後、行列  $A$ を正規行列と呼ぶ。しかし、正規行列  $A$ は特異行列に近く、(3.12)から直ちに重み係数ベクトル  $X$ について有意な解を得ることはできない。データ・ベクトル  $B$ に含まれる不要な情報(観測・データ処理の誤差等)を切断できると仮定し、修正データ・ベクトル  $B^*$ を次のように構成する。

$$\begin{aligned} A \phi_k &= \lambda_k \phi_k \quad (k=1,2,\dots,q+1) \\ B^* &= \sum_{k=1}^l (\phi_k, B) \phi_k \quad (l < q+1) \end{aligned} \quad (3.13)$$

ここで、 $\lambda_k \phi_k$ は  $A$ の固有値、固有ベクトルである。データ補正  $\Delta B = B - B^*$ について、 $\|\Delta B\|/\|B\| \ll 1$  の条件が満たされるとして、修正データ・ベクトル  $B^*$ により、重み係数  $X$ を

$$X^{(l)} = \sum_{k=1}^{q+1} \frac{(\phi_k, B^*)}{\lambda_k} \phi_k = \sum_{k=1}^l \frac{(\phi_k, B)}{\lambda_k} \phi_k \quad (l < q+1) \quad (3.14)$$

として推定する。以後、 $X^{(n)}$ を“Mode-(n-1)”と呼ぶ。さらに、 $X_{\sigma_1} > 0$ という条件の下で、

$$\varepsilon = \|\tilde{\varphi} - KX^{(l)}\| \quad (3.15)$$

を最小とするフラックス粒度分布  $dF/dr$ の平均粒径  $\mu$ 及び標準偏差  $\sigma$ を決定する。

#### 4. 濃度粒度分布のパラメータ依存性

海塩粒子濃度からフラックス水平分布を推定する場合、水平渦拡散効果の評価が問題である(水平渦拡散係数自体現象のスケールに依存する)。海洋境界層の水平渦拡散係数  $K_x$ は、境界層外部の流れの影響が顕著でなければ、 $K_x \sim \kappa u_* H$ としてよい( $u_*$ :摩擦速度、 $H$ :境界層高度)。  $u_* \sim 10$  cm/sとすると、 $K_x \sim 0.04 H m^2/s$ であり、高度 100m 以下の粒子濃度を対象とする場合、 $K_x < 5$   $m^2/s$ となる。

影響関数  $I_m \cdot \Pi$ は、調整可能なパラメータとして、それぞれ水平渦拡散係数  $K_x$ 、ベキ風速分布に関する指数  $\alpha$ を含む。影響関数  $I_m \cdot \Pi$ による粒度分布の差が、パラメータの調整により解消できる範囲にあるかどうか検討することにする。方法として影響関数  $I_m \cdot \Pi$ を用い境界値問題を解いた結果を直接比較する方法が考えられるが、影響関数  $I_m$ を用いる場合、数値処理上扱い得る連立方程式の次元数に限度があることが障害となる。ここでは2つの影響関数  $I_m \cdot \Pi$ とソース分布  $Q$ の接合積

$$\begin{aligned} Q(x-\zeta; r) &= F(r) \exp(-\mu^2(x-\zeta)^2), \\ \varphi(x, z; \zeta, \eta; r) &= \int_{-\infty}^{+\infty} G(x, z; \xi, \eta; r) Q(\xi - \zeta; r) d\xi \end{aligned} \quad (4.1)$$

に基づく粒度分布のパラメータ依存性を調べる。ただし、接合積(4.1)から求まる境界面( $z=h$ )における濃度分布  $\varphi$ 及びフラックス分布がソース分布  $Q$ と一致しないことに注意しなければならない。以下では、影響関数  $I_m \cdot \Pi$ による分布を「 $I_m \cdot \Pi$ 型分布」と呼ぶ。図 3a・3bは  $I_m \cdot \Pi$ 型濃度・フラックス分布を比較している。 $I_m$ 型フラックス分布は  $I_m$ 型濃度分布に比べ、風速・粒径に対する感度が小さく、ソース中心に対して対称であり、特に  $K_x = 1$   $m^2/s$ のとき、ガウス分布と一致する。この理由は、影響関数  $I_m$ の導関数において、



$$\int_0^{\infty} dt \cdot t^{-3} \frac{\sqrt{\mu^2 K_x t}}{\sqrt{1 + 4\mu^2 K_x t}} I_{1+b} \left( \frac{2\sqrt{z\eta}}{\kappa u \cdot t} \right) \exp \left( - \left[ \frac{\mu^2 (x - \zeta - Ut)^2}{1 + 4\mu^2 K_x t} + \frac{z + \eta}{\kappa u \cdot t} \right] \right) \quad (4.2)$$

の項が支配的になるため(変形ベッセル関数の次数が  $b$  から  $1+b$  に増加), 重力沈降パラメータ  $b$  の影響が減ることにある. 時間積分(4.2)は様々な分散幅のガウス分布の重み付き和を意味する. 最大重みに対応する時間:  $t_0$  とすると,  $1 \gg 4\mu^2 K_x t_0$  ならばフラックス分布はソース分布と一致し(中心は風の影響で若干ずれる),  $1 \ll 4\mu^2 K_x t_0$  ならば拡散係数  $K_x$  に依存する分散幅を持つ. 他方,  $\Pi$  型フラックス分布は風の輸送効果によりソース中心に対し非対称であり, また粒径に対する感度は大きい. 図 3a は想定されたソース分布が 200m 風下の濃度粒度分布にどのように反映されるかを示している. およそ粒径  $5\mu\text{m}$  以上で  $I_m \cdot \Pi$  型粒度分布は一致するが, 粒径  $5\mu\text{m}$  以下で差が生じる(体積濃度の場合, 小粒径域の差異は結果的に目立たない). 図 3c は影響関数  $I_m \cdot \Pi$  に基づいて粒度分布を計算した結果である. 水平渦拡散係数:  $K_x = 1\text{ m}^2/\text{s}$ , ベキ風速分布 ( $\propto z^\alpha$ ) の指数  $\alpha$  を, (2.8) により  $\alpha = 0.108$  した場合,  $I_m \cdot \Pi$  型粒度分布の不一致は高度  $1 \sim 5\text{m}$  で最大 20% 程度になる(図 3c) が, 粒度分布自体は概ね相似形である.  $I_m$  型粒度分布は, 水平渦拡散係数:  $K_x = 1 \sim 10\text{ m}^2/\text{s}$  に対し, 最大 10% 程度変動する(図 3d).

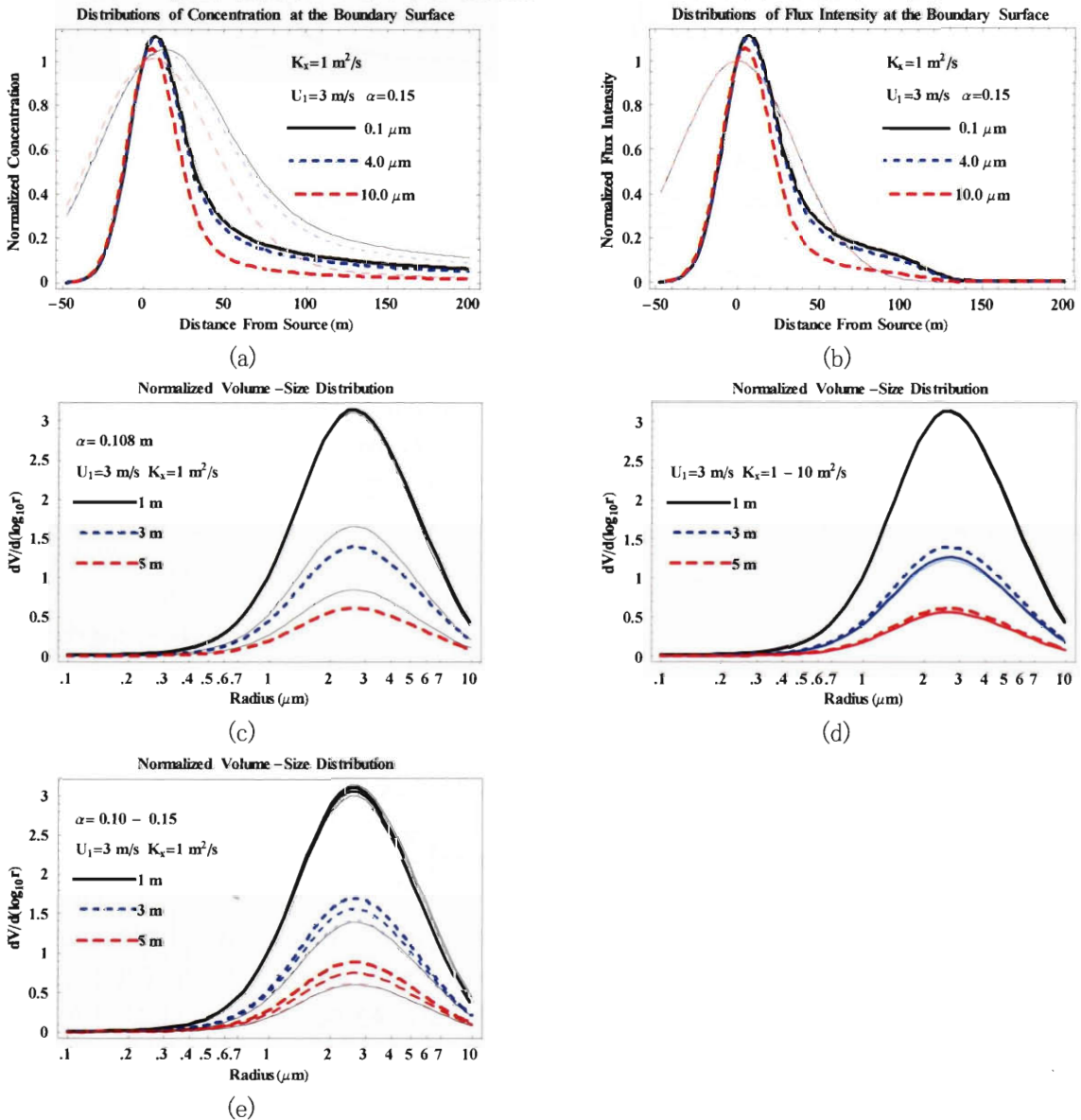


図 3 濃度・フラックス・粒度分布のパラメータへの依存性. 濃度・フラックス水平分布はソースの中心位置, 仮想境界(高度 1cm)の値で規格化され, 粒度分布は粒径  $1\mu\text{m}$ ・高度 1m の体積濃度で規格化されている. ソース強度は分散幅 50m のガウス分布(4.1)で与えられ, 目標濃度地点の 200m 風上に配置されている.  $U_1 = 3\text{ m/s}$ ,  $K_x = 1\text{ m}^2/\text{s}$ .

- (a)  $I_m \cdot \Pi$  型濃度水平分布の比較. 太実線・太破線: 粒径  $0.1 \sim 10 \mu m$  に対する  $\Pi$  型分布, 細実線・細破線:  $I_m$  型分布.
- (b)  $I_m \cdot \Pi$  型フラックス水平分布の比較. 太実線・太破線: 粒径  $0.1 \sim 10 \mu m$  に対する  $\Pi$  型分布, 細実線・細破線 (重複):  $I_m$  型分布.
- (c)  $I_m \cdot \Pi$  型粒度分布の比較. 太実線・太破線: 高度  $1m \sim 5m$  に対する  $\Pi$  型粒度分布, 細実線・細破線:  $I_m$  型分布. 風速ベキ指数:  $\alpha = 0.108$ .
- (d)  $I_m$  型粒度分布. 太実線・太破線:  $K_r = 1 m^2/s$  のときの粒度分布, 細実線 (重複):  $K_r = 5, 10 m^2/s$  のときの粒度分布.
- (e)  $I_m \cdot \Pi$  型粒度分布の比較. 風速ベキ指数  $\alpha$ ;  $0.10, 0.125, 0.15$ . 太実線・太破線:  $\alpha = 0.10$  のときの  $\Pi$  型粒度分布, 細破線:  $\alpha = 0.125, 0.15$  のときの  $\Pi$  型粒度分布. 細実線:  $K_r = 1 m^2/s$  のときの  $I_m$  型粒度分布.

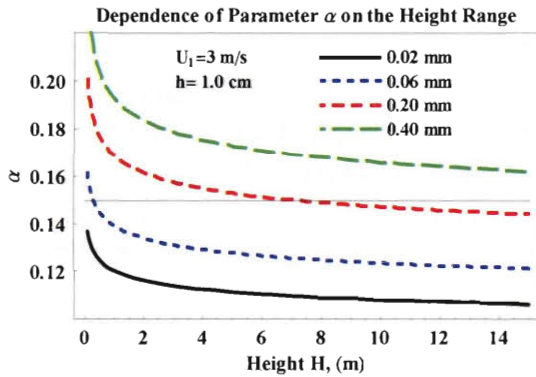


図4 風速ベキ指数  $\alpha$  の高度  $H$  及び粗度長  $z_0$  への依存性. 太実線・太破線は粗度長  $z_0 = 0.02 \sim 0.40 mm$  に対する  $H, \alpha$  の関係 [(2.8) 参照] を示す.  $h = 1 cm$ .

しかし,  $I_m$  型粒度分布の  $K_r$  への感度は,  $\Pi$  型粒度分布の  $\alpha$  への感度に比べ相対的に小さく, 従って,  $I_m \cdot \Pi$  型粒度分布の差異は指数  $\alpha$  の調整で解消できる範囲にある.  $\alpha = 0.15$  とした場合,  $I_m \cdot \Pi$  型粒度分布は概ね一致する (図 3e).

風速ベキ指数  $\alpha$  は (2.8) に示すように高度幅 ( $h \sim H$ ) と粗度長  $z_0$  に依存する. 指数  $\alpha$  の粗度長  $z_0$  への依存性が強く (図 4), 粗度長の最適値を決定する必要がある.

水平渦拡散効果の境界フラックスへの影響が無視できる場合は, パラメータ調整とは別に, 影響関数  $\Pi$  を用いてフラックス境界条件 (2.2) を満たすソース分布を求め, 影響関数  $I$  または  $I_m$  を用いて粒度分布  $\phi$  を計算する混合法が有効となる.

## 5. 推定法の適用と問題点

適当に与えたフラックス分布から影響関数  $\Pi$  により求められる目標粒度分布に対し, 第 3 章に述べた推定法を適用する. それにより, 元のフラックス分布をどの程度再現し得るか, テストする. 気象条件等は, 観測時の条件に近い条件設定を行い, 次のようなガウス型フラックス分布を想定する.

$$F(x, r; \sigma, \mu) = A_0 \frac{dF}{dr}(r; \sigma, \mu) \left[ 1 + A_1 \exp \left( - \left( \frac{x - \zeta}{L} \right)^2 \right) \right] \quad (5.1)$$

$\zeta$  はフラックス源の中心位置,  $L$  は分散幅である. フラックス粒度分布の分散, 平均粒径を  $\sigma = 10^{0.65} = 4.5 \mu m$ ,  $\mu = 10^{0.38} = 2.4 \mu m$  とする. Monahan ら (1986) のフラックス粒度分布<sup>(7)</sup> の強度は海面  $10m$  の風速  $U_{10}$  の  $3.41$  乗に比例するが, 3.3 節で述べたようにフラックス強度を  $A_0$  とおき, 相対強度を  $A_1$  とする. また相対湿度  $50\%$ ,  $1m$  高度の風速を  $U_1 = 1 \sim 4 m/s$  とする.

最初に数値解の収束性について触れると, アサインメント因子:  $f \sim 100$  のときに数値解が落ち着くことが分かる (図 3). 一般に (3.3) による近似解は仮想境界から離れるに従ってその誤差が減少する性質があるので, 高度  $1m$  以上の濃度については,  $f \sim 500$  すれば十分と考えられる. 以下の数値例では対象領域  $2km$  に対し,  $f = 400$  として計算する.

図6はフラックス源距離と風速が目標粒度分布にどのように反映されるかを示している。フラックス源距離の大小は高度1mの濃度値の大小として比較的明瞭に反映されるが、高度3m以上の濃度値への影響は小さい(図6a, 6b)。風速が増加すると鉛直渦拡散効果が増加し、その結果、下層濃度が減少し上層濃度が増加する(図6a, 6c)。この場合、粒度分布に反映されるフラックス源位置の遠近効果が弱められることになる。従って、比較的微風状態の観測データがフラックス分布の推定に適していることになる。

図7は5高度の目標粒度分布を基に推定したフラックス分布を示す。この場合、目標粒度分布は推定モデルに含まれる輸送・拡散モデルにより計算されていること、言い換えれば、「モデルに同化した」目標分布であることに注意しなければならない。このような場合でも、正規行列の特異性のため、元のフラックス分布を完全に再現することはできない。しかし、この場合の推定限界であるMode-10(3.3節)に基づき、汀線から100m~1100mに渡るフラックス源の位置を正しく再現できることが分かる(図7)。一方、相対フラックス強度 $A_1$ については、推定幅の広がりのため、完全な情報を直接に得ることはできないが、推定値と実際値に対応関係があるとすれば、こうした情報を付加することで、フラックス強度の推定は可能になる。

図8はモデル計算値に1%のランダム誤差を加えた5高度の目標粒度分布に基づくフラックス推定分布を示す。目標粒度分布に誤差が含まれる場合、Mode-3~5が推定精度の限界である。想定されたフラックス源が汀線から離れるにつれて推定フラックス源の幅が広

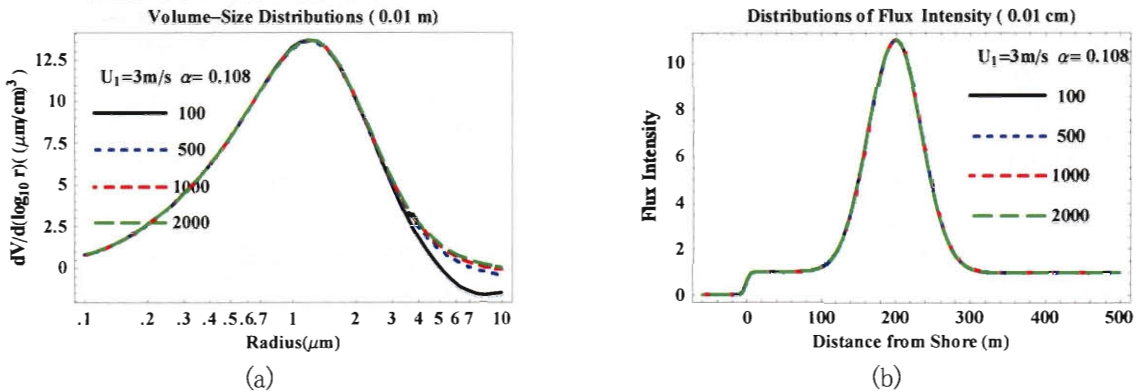


図5 アサインメント因子 $f$ と数値解の収束性。影響関数 $\Pi$ について計算。 $U_1=3\text{m/s}$ ,  $\alpha=0.108$ , 境界高度: 1cmとして水平距離:560mを100~2000に分割( $f=28\sim 560$ ) 太実線・太破線: $f=28\sim 560$ に対する(a)計算粒度分布, (b)計算フラックス分布。(b)の各線は重複している。 $A_0=5$ ,  $A_1=10$

がり、極大位置にずれが生じる(フラックス強度 $A_0$ については概ね正しい値が推定できる)。複数高度の粒度分布を目標値とした推定分布(図8b, 8c)は単一高度(図8a)のそれに比べ推定精度が若干改善される。

表1に示すように目標とする粒度分布データの増加により正規行列((3.14)参照)の固有値が大きくなり、正規行列の特異性が緩和されることによる。

単一高度データのみを利用する場合は、Mode-2~3が推定精度の限界であるので、複数高度の目標データを設定することは、表1の固有値の意味で、精度を1桁以上上げることに繋がる。またフラックス強度の増加に伴い推定精度は改善される(図8a, 8c)。

輸送・拡散モデルが適切であったとした場合、粒度分布データからフラックス分布を推定する手続きは次のようになる。

- (1) 観測粒度分布を基に低次モードによりフラックス源の位置を推定する。
  - (2) 推定フラックス源に基づいて輸送・拡散モデルにより観測地点の濃度粒度分布を計算する。
  - (3) 誤差の許容範囲で観測粒度分布に適合する計算粒度分布を新たに目標粒度分布とする(データ同化)。
  - (4) 高次モードによりフラックス分布(分布幅, 強度)を再推定する。
- (2)~(4)の手続きを反復する。

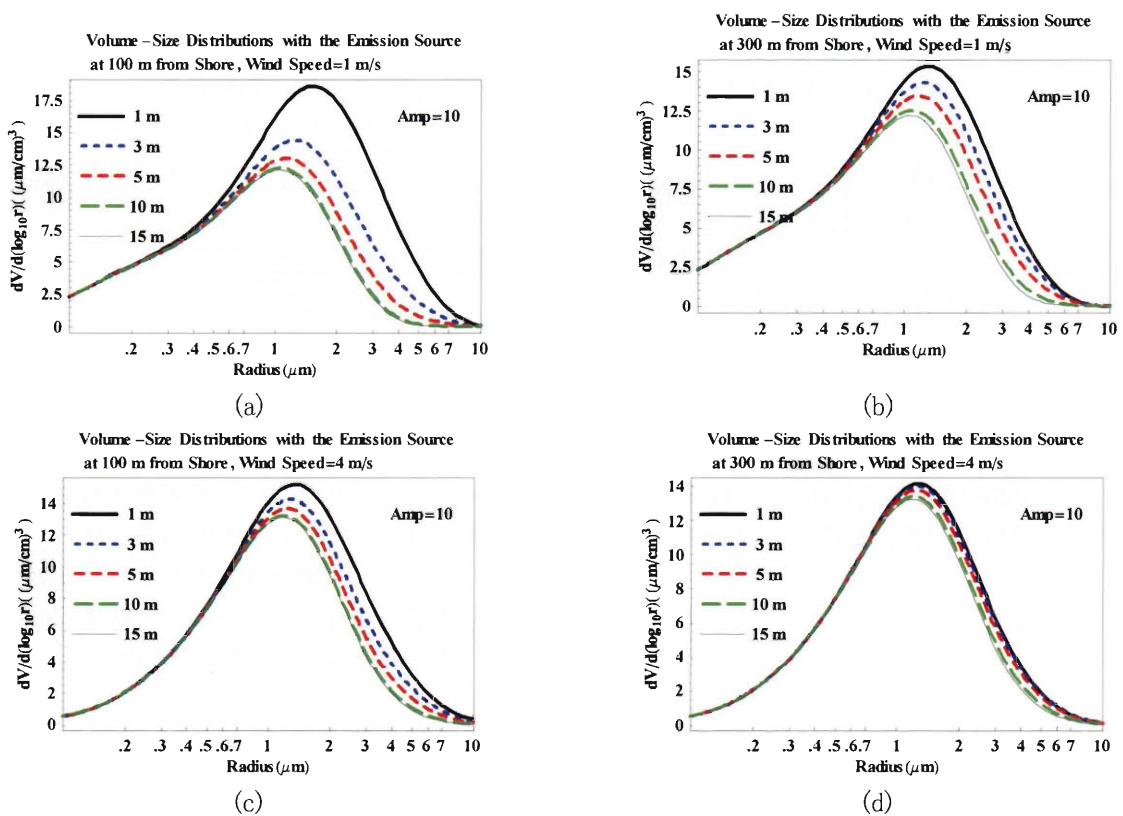
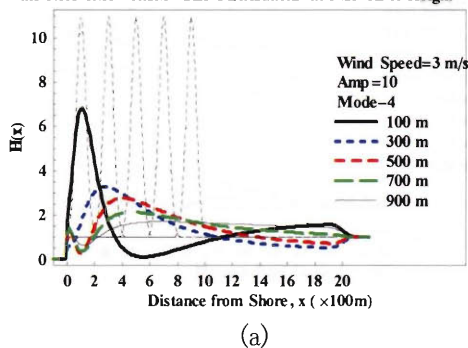


図6 各フラックス分布, 風速に対応する高度毎の体積粒度分布. 実線・破線は, (4.1)のフラックス分布  $F(x, r; \sigma, \mu)$  を仮定したときの, 汀線から60m 陸側, 高度1~15m における粒度分布を示す. 相対湿度: 50%, フラックス粒度分布の分散及び平均粒径:  $\sigma = 10^{0.65} = 4.5 \mu\text{m}$ ,  $\mu = 10^{0.38} = 2.4 \mu\text{m}$

- (a);  $U_1=1\text{m/s}$ ,  $\zeta=100\text{m}$ ,  $L=50\text{m}$ ,  $A_0=5$ ,  $A_1=10$
- (b);  $U_1=1\text{m/s}$ ,  $\zeta=300\text{m}$ ,  $L=50\text{m}$ ,  $A_0=5$ ,  $A_1=10$
- (c);  $U_1=4\text{m/s}$ ,  $\zeta=100\text{m}$ ,  $L=50\text{m}$ ,  $A_0=5$ ,  $A_1=10$
- (d);  $U_1=4\text{m/s}$ ,  $\zeta=300\text{m}$ ,  $L=50\text{m}$ ,  $A_0=5$ ,  $A_1=10$

Spatial Distribution of the Sea-Salt Emission Strength Inferred from the Reference Volume-Size Distributions at 5 Levels of Height



Spatial Distribution of the Sea-Salt Emission Strength Inferred from the Reference Volume-Size Distributions at 5 Levels of Height

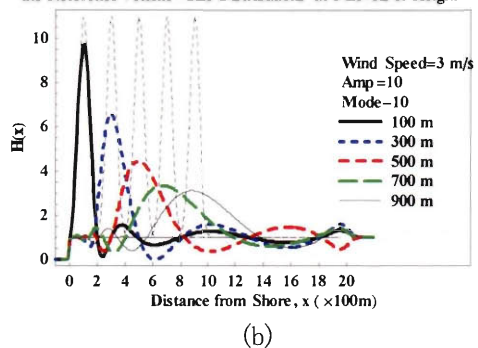


図7 推定フラックス源分布(差を含まない目標粒度分布に基づく). 太実線は想定フラックス源が汀線から100m(目標粒度分布の設定位置から160m)に位置するときの目標粒度分布(地表1~15mの5高度)から推定されるフラックス源分布を示す. フラックス源分布は(4.1)に従い,  $A_0=5$ ,  $A_1=10$ ,  $L=50\text{m}$ とする. 同様の計算結果をフラックス源の位置  $\zeta=100\text{m} \sim 1100\text{m}$  について示す. 各想定フラックス源を細破線で示す. 図中の Mode-4, 10 は正規行列の上位固有値 5, 11 個に属する固有ベクトルの和による分布を示す. 水平距離 2060m を 500 分割して計算.  $U_1=3\text{m/s}$ . (a); Mode-4, (b); Mode-10. 他の説明は図6と同じ.

表1 目標粒度分布数と正規行列の固有値. データ数:1, 3, 5, 10, 15mの5高度のデータの内, 目標粒度分布とするデータ数.  $\lambda_1 \sim \lambda_5$ : 正規行列の第1~5固有値.

データ数	$\lambda_1$	$\lambda_2$	$\lambda_3$	$\lambda_4$	$\lambda_5$
1	1.91(2)	1.31(0)	5.45(-3)	4.10(-5)	2.90(-7)
2	3.75(2)	1.59(0)	4.28(-2)	1.19(-3)	2.21(-5)
5	9.39(2)	2.14(0)	1.74(-1)	1.41(-2)	5.63(-4)

## 6. 推定法の実例への適用と問題点

著者らが2002年10月24日にアンダーセン・サンプラーを用いて観測した海塩粒度分布についてフラックス分布推定法の適用を試みる. 図9aはサンプラーの各段で捕集された海塩量から推定した4例の粒度分布(サンプリング高度1m, 1時間平均)を示す. ただし複数高度での観測は行っていない. 海塩濃度はおよそ10時から13時にかけて増加, 13時以降減少の傾向を示している. 観測地点付近の15km沖に設置された波浪計データ(国土交通省)によれば, 8時から13時にかけて波高が増しており, 海塩濃度と波浪状態が連

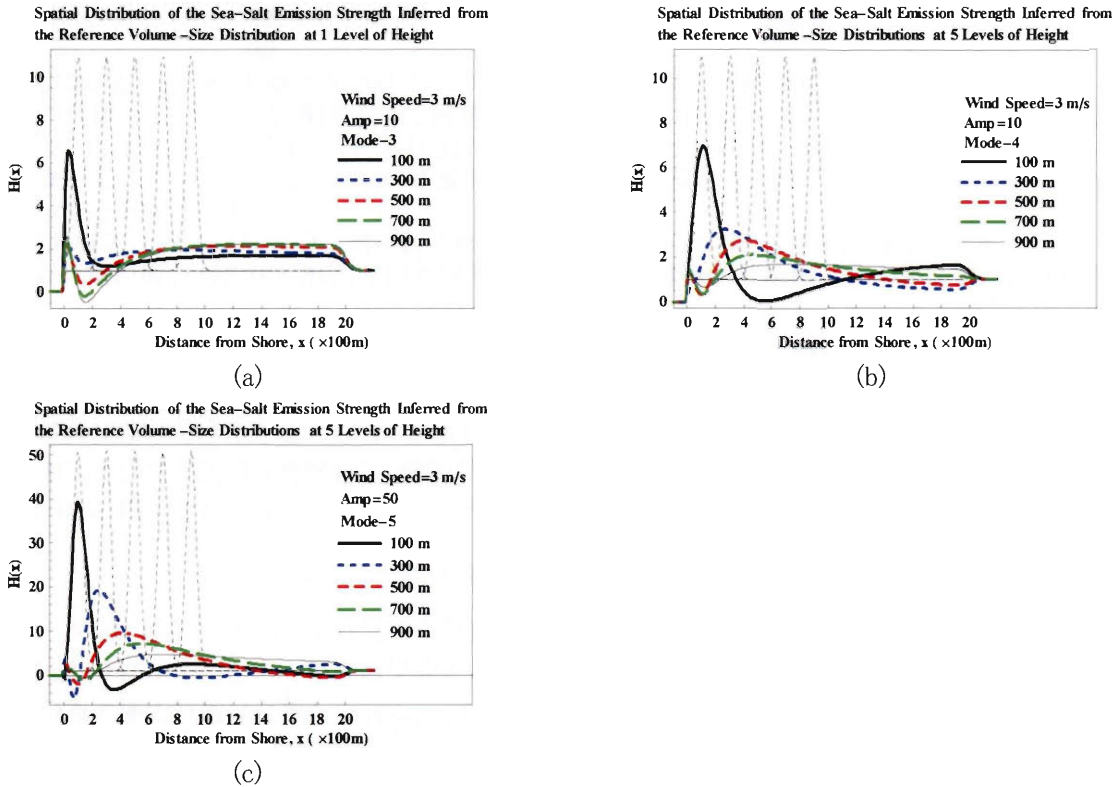


図8 推定フラックス源分布(誤差を含む目標粒度分布に基づく). 太実線は想定フラックス源( $A_0=5$ ,  $A_1=10, 50$ ,  $L=50m$ )が汀線から100m(目標粒度分布の設定位置から)に位置するときの推定フラックス源分布を示す. 目標粒度分布は(4.1)による1%の誤差を含むとする. 同様の計算結果を想定フラックス源位置 $\xi=100m \sim 1100m$ について示す. 図中のMode-4, 5は正規行列の上位固有値5, 6個に属する固有ベクトルの和による分布を示す.  $U_1=3m/s$ . 目標粒度分布の地表高度:(a) 1m, (b)~(c); 1~15mの5高度. 想定フラックス源強度:(a)~(b);  $A_1=10$ , (c);  $A_1=50$ . 他の説明は図1, 図2と同じ.

動していると推測される. 図9bは4例の観測例に対応するMode-1, 3による推定フラックス分布を示す. Mode-1からフラックス源の位置を読み取ることは難しいが, Mode-3によりフラックス源の中心が汀線から約150mの距離に位置することがおよそ推定できる.

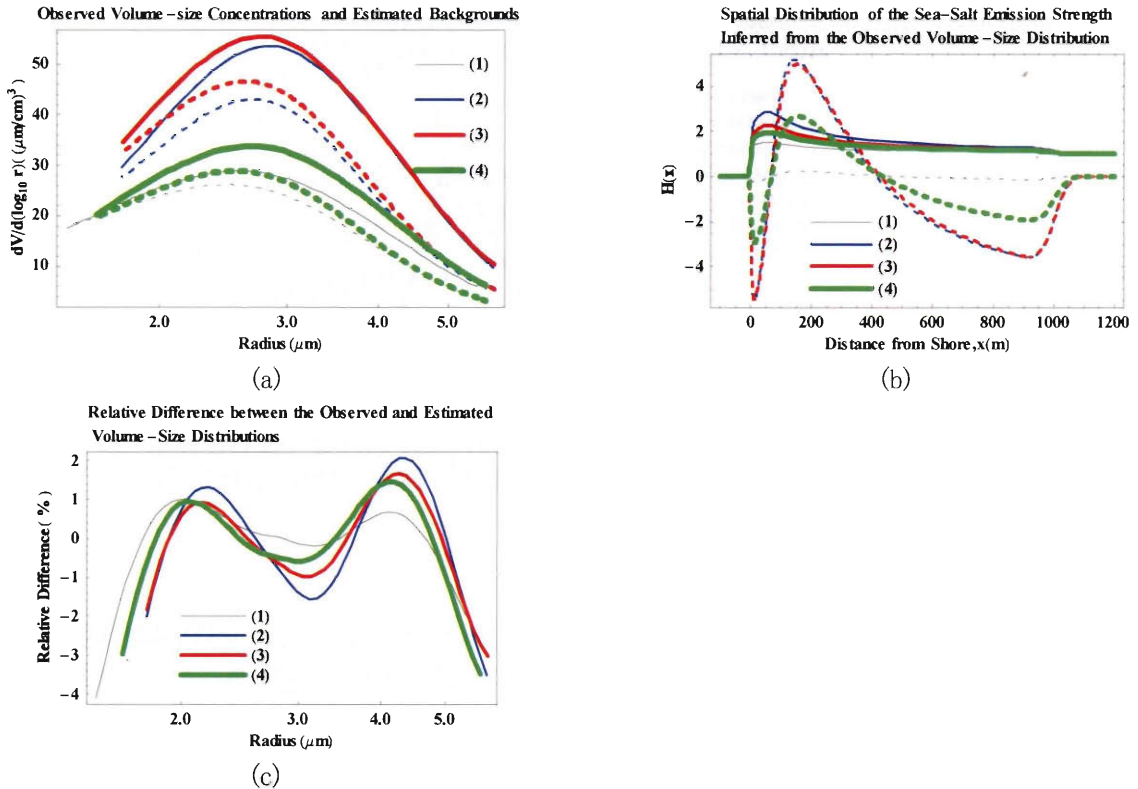


図9 体積海塩粒度分布(観測)と海塩フラックス分布(推定). 図中凡例項目名(1)~(4)は2002年10月24日の4つの観測例に対応する. 観測時刻, 風速・相対湿度(1m 高度)は次の通り:(1)10:13-11:13, 2.0m/s, 37.3%, (2)11:21-12:21, 3.5m/s, 56.7%, (3)12:27-13:27, 2.8m/s, 47.0%, (4)13:35-14:35, 2.1m/s, 48.5%. (a)体積海塩粒度分布とバックグラウンド:観測粒度分布を太さの異なる実線, それに対応する推定バックグラウンド粒度分布を破線で示す. (b)推定海塩フラックス分布:実線, 破線はそれぞれ Mode-1, Mode-3 による推定分布を示す. (c)観測・計算粒度分布の相対誤差:[相対誤差]=[観測値-計算値]/[粒径区間の観測値2乗和平均]<sup>1,2</sup>

ただし, Mode-3 は 0~50m, 400m 以遠でマイナスになり, フラックスの強度, 分布実効幅について確定した情報を与えない.

次に沿岸砕波帯における海塩フラックスが波浪状態に関わるとして, 海水の気泡密度・砕波の体積・波浪エネルギー散逸率についての簡単な考察から, 海塩フラックス  $F$  と単位面積当たり波浪エネルギー散逸率  $\langle \Delta E \rangle$  について, 次のような関係が導かれる(Neele ら(1998)<sup>10)</sup>).

$$F = A \langle \Delta E \rangle^{\frac{3}{4}} + B \quad (6.1)$$

波浪計データを境界条件とし SWAN により計算した波浪エネルギー散逸率に基づいて, (6.1)により評価したフラックス分布を図10に示す. ただし, (6.1)の係数を  $A = 126 \text{ (W/m}^2\text{)}^{-3/4}$ ,  $B = 1$  としている. エネルギー散逸率に基づくフラックス分布の極大位置は汀線から 100m~200m にあり, 推定されたフラックス分布のそれとおよそ一致する(図9b, 図10). また, Mode-1, 3 により推定したフラックス強度  $A_0$  は観測例(1)~(4)について, 29.6(29.3), 35.6(37.7), 38.4(39.9), 24.2(24.7)であり(括弧内の値は Mode-3), 波浪状態及び湿度の時間変動の傾向と概ね一致する.

図9cは推定されたフラックス分布に基づいて計算された粒度分布と目標粒度分布(捕集海塩量から推定)の相対誤差を示す. 誤差の原因が(1)観測・データ処理方法と(2)輸送・拡散モデルのいずれにあるのか, 現データのみでは確定できないが, Mode-3 により推定したフラックス粒度分布の平均粒径  $\mu$ , 分散  $\sigma$  はそれぞれ 3.3~3.7  $\mu\text{m}$ , 2.8~3.3  $\mu\text{m}$  であり, Monahan ら(1986)の標準値<sup>7)</sup>  $\mu = 2.4 \mu\text{m}$ ,  $\sigma = 4.5 \mu\text{m}$  との比較から, 目標粒度分布の分散幅を過小に評価している可能性が高い.

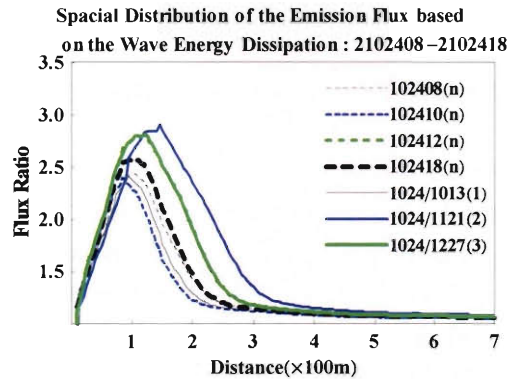


図 10 波浪エネルギー散逸率に基づいた相対フラックス分布。  
 凡例項目名：“日付時刻(n)”は汀線に垂直な測線に沿った各時刻(2 時間おき)の分布，“日付/時刻(1)~(3)”は各時刻の風向測線に沿った分布を示す。

## 7. まとめ

本論文では沿岸砕波帯における海塩粒子の輸送・拡散問題を境界積分法(選点法)で扱い、汀線付近で観測した海塩濃度粒度分布から海面における海塩粒子フラックス分布を逆推定する方法について論じた。

輸送・拡散方程式の厳密な影響関数(基本解)を求めることが困難であるため、2つの近似的影響関数を用意した(第 2.2 節)。2つの影響関数の主な違いは水平渦拡散効果に関わる。結果的に2つの影響関数により求められる濃度粒度分布に大きな差違はなく、影響関数に含まれるパラメータ調整によりその差違を解消することができる(第 4 章)。また水平渦拡散効果をやや厳密に考慮する方法として、2つの影響関数の利点を生かした混合法が考えられる。

観測粒度分布からフラックス源分布を推定する問題は一般に非適切(none well posed)な逆問題となっており、推定結果の観測誤差に対する感度を低減する方法として複数高度(地表高度 15m 以下)の粒度分布データを用いる方法を提案した(第 3.3 節)。これにより複により推定の初期段階におけるフラックス源位置の推定精度を上げることができる。また観測粒度分布のモデルへの適合データ同化を図ることで目標粒度分布と推定フラックス分布のより厳密な対応関係が得られる(第 5 章)。

推定法により推定されたフラックス源の位置、フラックス強度の時間変動と波浪計算による結果は概ね対応する(第 6 章)。汀線から約 500m 沖までの海塩粒子フラックス強度は、波高 0.9~1.1m, 周期 7~9s の波浪条件の下で、外洋(10m 高度の風速 3m/s)の 20~40 倍であり、さらに波浪エネルギーの散逸率増大により、汀線付近で最大約 130 倍に強められる。

## 参 考 文 献

- (1) Smith, M.H., P.M.Park, and I.E. Consterdine, Marine aerosol concentrations and estimated fluxes over the sea, *Q.J.R. Meteorol. Soc.*, 119, 809-824, 1993.
- (2) Quinn, P. K., V. N. Kapustin, T. S. Bates, and D. S. Covert, Chemical and optical properties of marine boundary layer aerosol particles of the mid-Pacific in relation to sources and meteorological transport, *J. Geophys. Res.*, 101, 6931-6952, 1996.
- (3) 東京ダイレック株式会社, ”排ガス中の粒径分布の測定方法”, JIS /K-0302, 1989.
- (4) Gerber, H.E., Relative-humidity parameterization of the Navy aerosol model(NAM), *NRL*, Rep. 8956, Natl. Res. Lab., Wasngington, D.C., 1985.
- (5) 市田浩三, 吉本富士市, ”スプライン補間とその応用”, 教育出版, 1973.
- (6) Monahan, E.C., D.E. Spiel, and K.L. Davidson, A model of marine aerosol generation via whitecaps and wave disruption, *Oceanic Whitecaps*, edited by E.C. Monahan and G. Mac Niocail, 167-174, D. Reidel, Norwell, Mass., 1986.
- (7) Gong, S.L., L.A. Barrie, and J.-P. Blanchet, Modelling sea-salt aerosol in the atmosphere 1. Model development, *J. Geophys. Res.*, 102, D3, pp. 3805-3818, 1997.

- (8) 野中善政,大河内康正,川崎拓哉,沿岸域における海塩粒子生成率の推定について,宮崎大学教育文化学部紀要,自然科学,11,1-15,2004.
- (9) 野中善政,川崎拓哉,沿岸域における海塩粒子濃度の観測と解析,宮崎大学教育文化学部紀要,自然科学,13,23-33,2005.
- (10) Holthuijsen,L.H. , N.Booij et al.,”SWAN Cycle III version 40.31 User Manual”,Delft University of Technology, Fac. Civil Eng. Geosci., Envir. Fluid. Mech. Sec., Netherlands, 2004.
- (11) Booij, N., R.C.Ris, and L.H.Holthuijsen, A third-generation wave model for coastal regions 1. Model description and validation, *J.Geophys. Res.*,104,C4,7649-7666,1999.
- (12) L.R.Young,”Wind Generated Ocean Surfaces”,*Elsevier Ocean Eng. Book Ser.* vol.2,1999.
- (13) 森信人, 角野昇八,大気・海洋境界面における気泡と気体輸送, *ながれ*, 23, pp.37-46, 2004.
- (14) Charnock,H.,Wind stress on a water surface, *Q.J.R.Meteorol. Soc.*, 81, pp.639-640, 1955.
- (15) F.Giorgi,A Particle Dry-Deposition Parameterization Scheme for Use in Tracer Transport Models,*J.Geophys. Res.*,91,D9,9794-9806,1986.
- (16) Lewellen,W.S.,Y.P.Sheng,”Modelling of Dry Deposition of SO<sub>2</sub> and Sulfate Aerosols”,*EPRI*, EA-1452 Project 1306-1 Final Report,1980.
- (17) 河野照哉,宅間薫,”数値電界計算法”, コロナ社, 1980.
- (18) 野中善政, 村島定行,グリーン関数の重ね合わせ法による拡散方程式の近似解法, *情報処理学会論文誌*, 23, pp.288-295, 1982.
- (19) Neele,F.P.,G.D.Leeuw,M.Jansen,and M.Stive,Quantitative assessment of surf-produced sea spray aerosol,*SPIE* vol.3433,53-62,1998.