

風の作用下での流れの乱れに関する研究

鶴谷 広一*・寺川 博也**・加藤 始***

1. まえがき

海洋における海面付近の現象は、風や波の作用を受けるために複雑で、運動量や物質の輸送が活発に行われていることからここでの乱れと輸送機構を知ることが工学的にもきわめて重要となる。これ迄にも規則波と流れの共存場における乱れに関する研究¹⁾や風波の砕波による乱れに関する研究²⁾が行われてきている。しかし、実際には流れに風が作用していることが多いと考えられ、この場合は風波の発達が発達した流れの影響を受けるために現象をさらに複雑にしている。これ迄にも主として波の発達の面から加藤^{3),4)}他、拡散の面から箕⁵⁾他の研究があるが、流れと風の相互作用に関する研究はまだきわめて少い。そこで本研究では、流れに風が作用した場合の乱れの構造を知るために、風洞水路にあらかじめ逆流を生じさせておき、水面上に風を急に作用させた場合の主として流れの乱れの変化について検討したものである。

2. 実験装置と実験方法

実験に使用した風洞水路の平面図を図-1に示す。測定部は幅 1.5 m、高さ 1.3 m で長さは 28.5 m の側面ガラス張りである。風速は送風機の回転数で設定しているが、実験での送風機の回転数は 300 rpm と 400 rpm の 2 ケースとした。このときの風の吹出口 (A 点) での断面平均風速はそれぞれ $\bar{V} \approx 8.2 \text{ m/s}$ および 11.0 m/s である。

流れの設定はベンチュリー・メーターからの差圧 Δh

を所定の値に $\pm 1 \text{ mm}$ 以内まで合わせることにより行った。実験での流れのケースはベンチュリーの差圧が $\Delta h = 60.0 \text{ cm}$ と 100.0 cm の 2 ケースとした。このときの水路での断面平均流速はそれぞれ $\bar{U} = 22.4 \text{ cm/s}$ および 28.7 cm/s である。

測定点は図-1に示した A, B の 2 点で、フェッチはそれぞれ 0.75 m および 9.75 m である。水深は A 点において 45.0 cm になるように設定した。

流れの乱れは V 型プローブ (DISA 55R72) を 0.1 mm 単位で設定できる自動昇降装置に取付け測定した。波高は抵抗線式波高計を V 型プローブと同一フェッチの位置で流れと直角に約 10 cm 離して同時に記録した。風速はピトー管 ($\phi 9 \text{ mm}$) と MKS 社製の高精度差圧計を使って測定した。これらのデータは、直接デジタル・データレコーダに記録し、電算機であとの処理を行った。

風をかける場合はあらかじめファンのすぐ後にある 8 枚の羽根からなるゲートを閉じておき、送風機が所定の回転数になったところで手動によりゲートを開けることにより行った。今回の実験では風の吹き始めから約 160 秒間の非定常な現象について測定を行ったので、各データを一定の時間間隔で区切り、その間の現象を定常と考えて解析している。このため、測定はほとんどのケースで 2 回ずつくり返し、そのアンサンブル平均を求めている。各測定の間は波が十分静まるよう 15~20 分の間隔を置いている。

座標軸は静水面上流れ方向に x 軸、静水面から鉛直上きに z 軸をとっている。

3. 実験結果とその検討

(1) 風速分布

B 点中央における風速分布の時間経過を図-2に示す。図中の t は送風開始からの時間で、風速の値はその前後 2.5 秒ずつ合計 5 秒間の平均の値を示している。時間が経過するに従い測定点にバラツキが見られるが、 $t = 7.5 \text{ 秒}$ 以後は u_{qa} の値の変化は小さく、平均すると $u_{qa} = 37.7 \text{ cm/s}$ となる。同一の条件で、波が十分に発達した場合の u_{qa} は 47.9 cm/s で

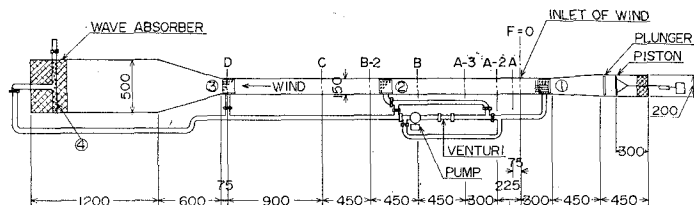


図-1 水路平面図

* 正会員 工務 運輸省港湾技術研究所海洋水理部水理研究室長

** 運輸省港湾技術研究所海洋水理部水理研究室

*** 正会員 工博 茨城大学工学部建設工学科

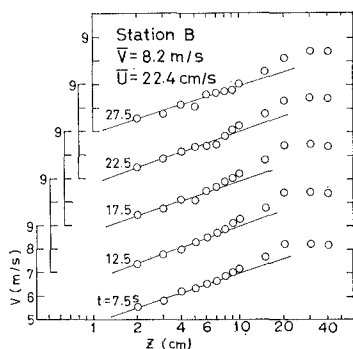
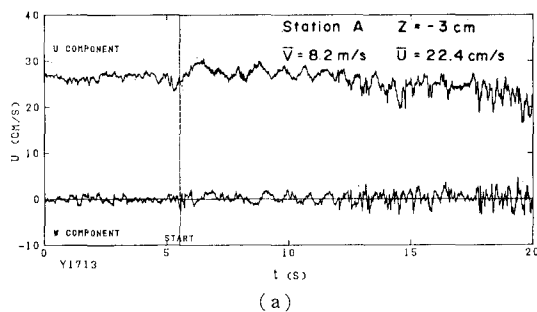


図-2 風速分布 (B点)

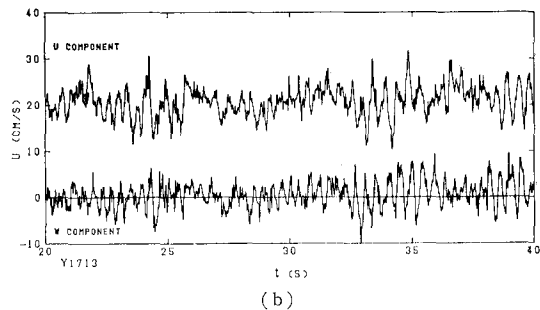
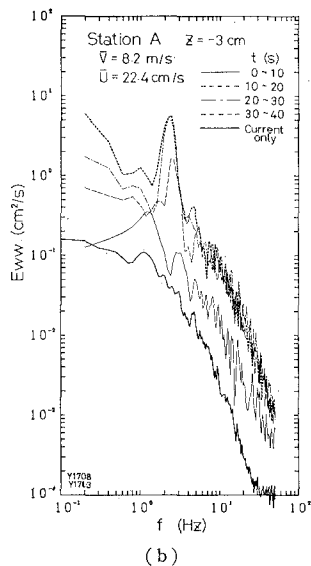
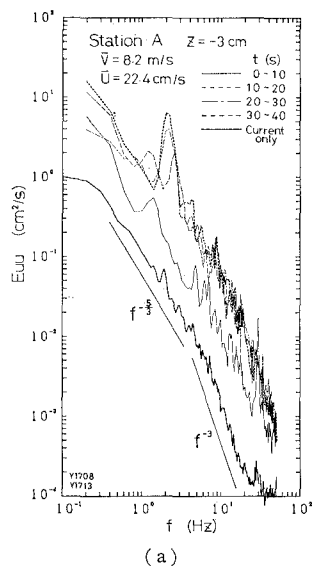
あったので⁸⁾, 風波が小さい場合は風速の速度勾配が小さくなっていると言える. 本多他⁶⁾は風洞水槽において界面活性剤を使用して風波の発生を抑えた場合の実験を行い, 同様の傾向を見出している.

(2) 乱れの発達

図-3にA点の水面下3cmでの乱れの送風開始からの変化を示す. このケースでは波高の発達はそれほど大



きくなく, 送風開始1分後でも波高の平均値は1.5 cm程度である. しかし, 図-3からわかるとおり, 水面に近いところでは吹送流の発達により流速の水平成分は小さくなり, 乱れ成分はかなり増加する. 発生した波が不規則であるのと, その位置での波の影響ばかりでなく上流側(風下側)からの影響も及んでいると考えられるので, 現象はかなり複雑である. まず, 乱れ成分の発達の様子を見るために, 送風開始から10秒間ずつデータを区切り, FFT法により乱れ成分のスペクトルを計算したものをA点の $z = -3$ cmと -10 cmについてそれぞれ図-4, 5に示す. これらの測定は同一条件で2回くり返し, スペクトルはそのアンサンブル平均をとっている. また, サンプリングタイム Δt は1/102.4秒である. $z = -3$ cmでは, 送風開始10秒後あたりから波動成分に起因するピークがあらわれる. また, 全周波数にわたって乱れ成分の増加が見られる. 一方, $z = -10$ cmでは40秒後でも波動成分による卓越したピークは見られない. 乱れ成分も20秒程度まではほとんど変化がなく, その後は水深の浅いところと同様に全周波数で増加

図-3 流れの乱れの変化 (A点, $z = -3$ cm)図-4 乱れのスペクトルの発達 (A点, $z = -3$ cm)

が始まる. そして, 高周波成分は最終的に平衡状態に達するが, 流れのみの場合と同様に慣性領域の $-5/3$ 乗則とさらに高周波領域の -3 乗則の存在が認められる.

図-5と同じ条件で, B点の $z = -10$ cmでの乱れの水平成分のスペクトルの発達を図-6(a)に示す. さらに5分間風をかけ続け, 急に風を止めてからのスペクトルの減衰を図-6(b)に示す. 5分間風をかけた場合は波動成分がかなり大きくなり, 風を止めてから1分経っても波動に起因する乱れはおさらず, かなり高周波の成分までパワーを保ち続ける. この場合はもはや砕波は生じていないが, 下流側の波から流れへエネルギーの供給がまだ続いているためと考えられる.

筈他⁹⁾は流速変動の自己相関から, 波による流速変動の自己相関を差し引いて, 残

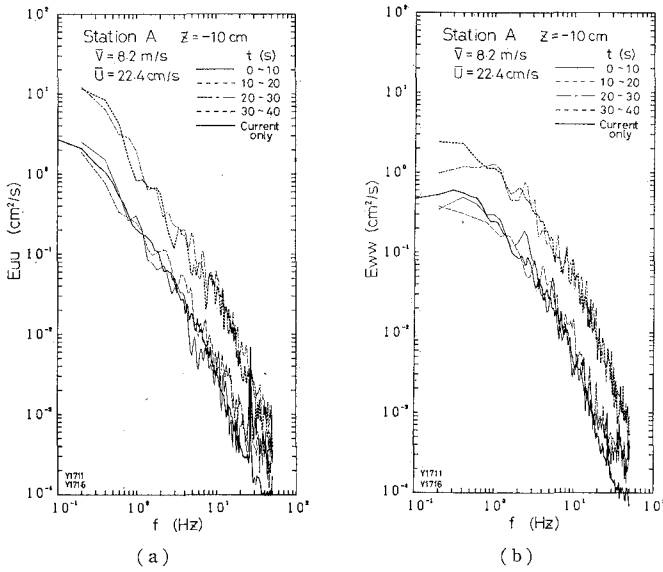


図-5 乱れのスペクトルの発達 (A点, $z=-10$ cm)

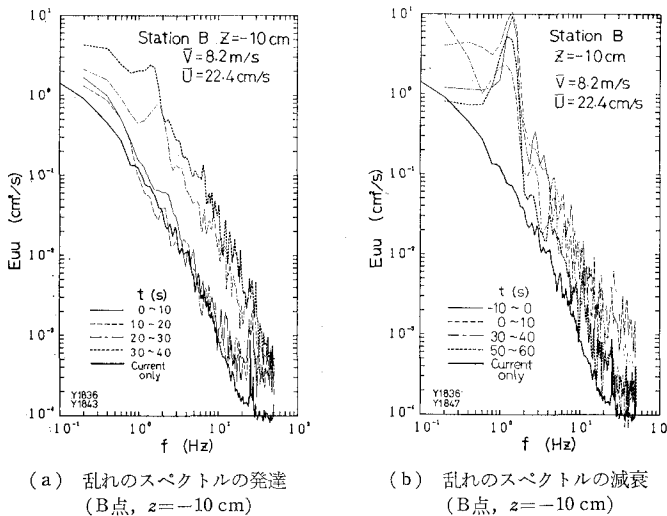


図-6

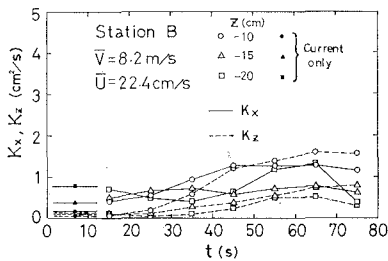


図-7 拡散係数の時間変化 (B点)

りを乱れによる自己相関であるとして拡散係数を求めている。しかし、風波による波動成分が拡散に寄与しないかどうかは今のところ不明であるので、ここでは風波の粒子速度の影響が及びにくい水深 10 cm 以下について、

従来から行われているオイラーの拡散係数を求めてみた。図-7 に一例として B 点での計算結果を示す。自己相関係数と乱れ強度は 20 秒間 ($N=2048$) のデータを用い、10 秒間の移動平均値からの偏差を求めて計算している。また、Integral time scale を求めるための積分範囲 T は、自己相関係数の値がゼロクロスするまでの時間とした。流れ方向および鉛直方向の拡散係数 K_x , K_y とも風をかけた場合には流れのみの場合と比べて一般に増加する傾向が見られる。しかし、 $z=-20$ cm では一旦減少し、また増加する傾向が見られる。拡散係数の増加は水面に近いほど大きく、特に鉛直方向の増加の割合が大きい。他のケースでもほぼ同様の傾向が見出されたが、波動による影響が拡散にどの様に関与するのかを検討するのが不明であるため定量的な議論にはまだ検討の余地がある。

(3) レイノルズ応力

風の作用後からのレイノルズ応力の変化を示したのが図-8,9である。レイノルズ応力の計算は 10 秒 ($N=1024$) ごとに行い、5 秒ずつずらして計算している。すべてのケースに共通する傾向として、風をかけた直後から水面に近いところではレイノルズ応力が急激に減少し始め、負の値となる。そして、最小値に達したあとはゆるやかに元に戻ってゆく傾向にある。これは、波の発達と関連しているためであろう。すなわち、流れの上に風が突然作用し、波が十分発達していない間は風から水面に向う運動量フラックスがほとんど流れへ移り、レイノルズ応力の急激な減少を引き起こしていると考えられる。その後波が発達し始めると、風波の移流としての輸送が増加し、レイノルズ応力はその分だけ元に戻る傾向にあるであろう。

レイノルズ応力がゼロとなる深さを吹送流の発達に伴う代表的深さ Z_R と考える。この深さが水面から下方へ発達する平均速度を次式で定義する。

$$\bar{V}_R = Z_R / t_R \quad \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 t_R は深さ Z_R でレイノルズ応力がゼロとなるのに要する時間である。

図-10 に $\bar{V}_R$ の水深方向の分布を示す。水面に近いほど、また風速が増加すれば $\bar{V}_R$ も増加する傾向にある。さらに、風上側の A 点の方が B 点よりも $\bar{V}_R$ は大きい。流れの大きい $\bar{U}=28.7$ cm/s のケースでは $\bar{U}=22.4$ cm/s の場合と傾向が異なり、 $z=-10$ cm から

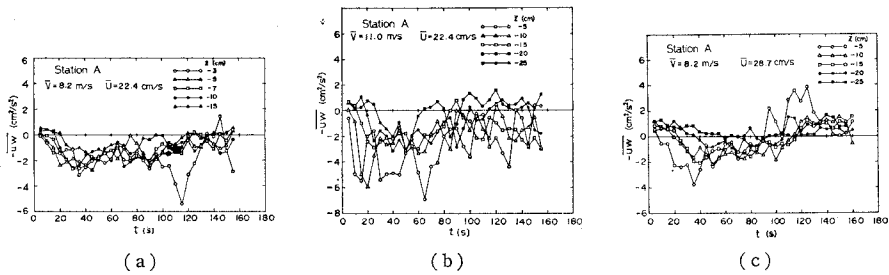


図-8 レイノルズ応力の時間変化 (A点)

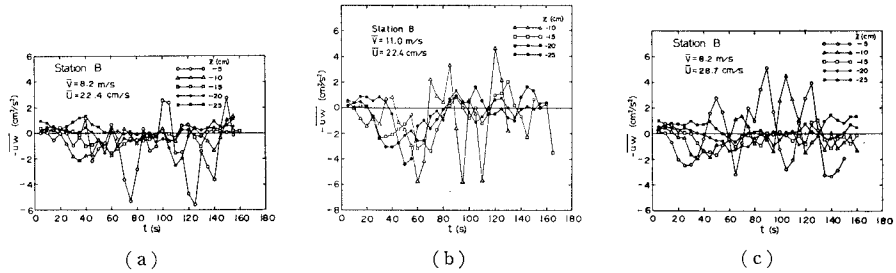
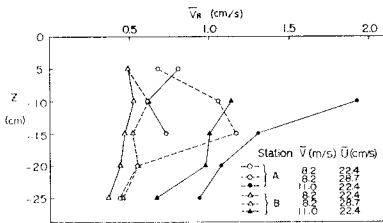


図-9 レイノルズ応力の時間変化 (B点)

図-10 $\bar{V}_R$ の水深方向分布

-15 cm で $\bar{V}_R$ は極大値を示している。また、同一風速に対して流速が大きい方が $\bar{V}_R$ も大きくなっているが、これは風波の発生する迄の時間が逆流の流速が大きいほど長くなり、水面が静かな状態が長く続くため、風からの剪断力の直接の影響を長時間受けたことによるものと考えられる。

レイノルズ応力の性質をさらに調べるために、ある点での乱れの成分を次式のように表わす。

$$\left. \begin{aligned} u &= \bar{u} + u_t \\ w &= \bar{w} + w_t \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 u_t , w_t は主流および鉛直方向の乱流成分、 $\bar{u}$, $\bar{w}$ は各方向の波動による誘起成分である。式(2)からレイノルズ応力と乱れ強度は次式のようになる。

$$\left. \begin{aligned} \overline{uw} &= \overline{\bar{u}\bar{w}} + \overline{\bar{u}w_t} + \overline{\bar{w}u_t} + \overline{u_t w_t} \\ \overline{u^2} &= \overline{\bar{u}^2} + 2\overline{\bar{u}u_t} + \overline{u_t^2} \\ \overline{w^2} &= \overline{\bar{w}^2} + 2\overline{\bar{w}w_t} + \overline{w_t^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (3)$$

風波に対しては、波動による誘起成分を明確に分離することができない。そこで、近似的にある周波数 f_0 よりも低周波数側を波動に起因する成分と考え、乱れの成分をフーリエ解析し、式(3)の各項を求めたのが 図-

11 である。これは、図-4 の $t=20\sim30$ 秒に相当するデータについて計算したもので、波動のピークに対応する 3 Hz 以下の成分がかなり卓越していることを示している。また、波動成分の乱れ強度と乱流成分の乱れ強度に比べ、波動と乱流成分の相関はほとんど無視しうるので小さくなっているのがわかる。他のケースについても計算したが、同様の傾向が認められた。

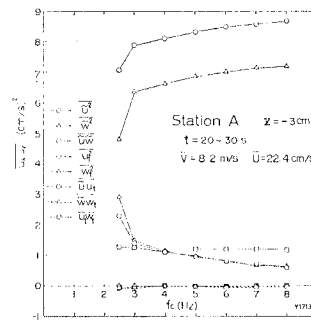


図-11 乱れの各成分の分離

式のようになる⁷⁾。

$$\langle uw \rangle_{i, H} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(t)w(t)I_{i, H}[u(t), w(t)]dt, \quad (i=1, 2, 3, 4) \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 $\langle \rangle$ は条件付抽出をあらわし、 $I_{i, H}$ は次式であらわされる。

$$I_{i, H}(u, w) = \begin{cases} 1, & |uw| > H|u'w'| \text{ で, } (u, w) \text{ が } i \text{ 象限内にあるとき} \\ 0, & \text{その他の場合} \end{cases}$$

ここに、 u' , w' は乱れの強度である。レイノルズ応

次に、条件つき抽出によるレイノルズ応力の性質を調べるため、図-12 に示すように座標系をとる。 $|uw| = \text{const.}$ の中の領域は Hole と呼ばれ、ここでは 5 番目の象限とする。

Hole を除いた各象限からの寄与は次

力に対する各象限からの寄与率は次式で与えられる。

$$S_{i,H} = \langle uw \rangle_{i,H} / \langle \overline{uw} \rangle \dots\dots\dots (5)$$

レイノルズ応力への各象限からの寄与率の時間変化を調べるために、図-8(a)の $z = -10\text{ cm}$ のケースに象限別解析を適用したのが 図-13 である。

計算はやはり 10 秒間ずつ区切って行った。

風の影響のあらわれる送風開始から 20 秒程度までは、通常の境界層内と同様に第 2 象限 (burst) と第 4 象限 (sweep) が卓越するが、レイノルズ応力が負となる 20 秒後以後は第 1 および第 4 象限が卓越するようになる。その寄与率は時間により $S_{0,H}$ が卓越したり $S_{1,H}$ が卓越したりを繰り返しているようであるが、ほぼ同程度のオーダーである。

4. あとがき

逆流に風が作用してからの水中の乱れの変化について調べたが、主な結果をまとめると以下の通りである。

- 1) 乱れのスペクトルは全体に相似形を保つように全周波数にわたって増加を続け、平衡値に達する。
- 2) 風がかかってからの拡散係数の増加は水面に近いほど大きく、特に鉛直方向の拡散係数の増加の割合が大きい。
- 3) レイノルズ応力は風がかかると急激に減少し、一旦最小値に達したあとと除々に増加する傾向にある。これ

は波の発達と密接に関連していると考えられる。今回はこの点に関して十分な検討が行えなかったが、今後検討すべき問題である。

4) レイノルズ応力がゼロとなる点の下方への侵入速度は風速が大きいくほど、また逆流の流速が大きいくほど速くなる。

今後は波の影響を定量的に見積るため、波の発生を押さえた実験を実施し、エネルギー収支についても検討を加える予定である。

最後に本論文をまとめるにあたり、海洋水理部水理研究室の方々に協力して頂いた。ここに記して感謝致します。

参 考 文 献

- 1) 岩垣雄一・浅野敏之・小谷敏樹：周期波と流れの共存場における乱れの定義とその特性，第 28 回海岸工学講演会論文集，pp. 10~14, 1981.
- 2) たとえば，酒井哲郎：碎波による乱れ，1980 年度水工学に関する夏期研修会講義集，pp. B-4-1~B-4-15, 1980.
- 3) 加藤 始・鶴谷広一・土肥俊満・宮崎 豊：流れの中の風波についての実験的研究 (第 2 報)，港湾技術研究所報告，第 15 巻，第 4 号，pp. 3~48, 1976.
- 4) 加藤 始・鶴谷広一・寺川博也：流れの中の風波についての実験的研究 (第 3 報) 一波の推算方法とその検証実験一，港湾技術研究所報告，第 20 巻，第 3 号，pp. 93~129, 1981.
- 5) 簗 源亮・山崎平弥：流れを伴う風波海面の拡散に関する研究，第 24 回海岸工学講演会論文集，pp. 514~518, 1977.
- 6) 本多忠夫・光易 恒：水面に及ぼす風的作用に関する実験的研究，第 27 回海岸工学講演会論文集，pp. 90~93, 1980.
- 7) たとえば，Lu, S. S. and W. W. Willmarth: Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer, Jour. Fluid Mech., Vol. 60, part 3, pp. 481~511, 1973.

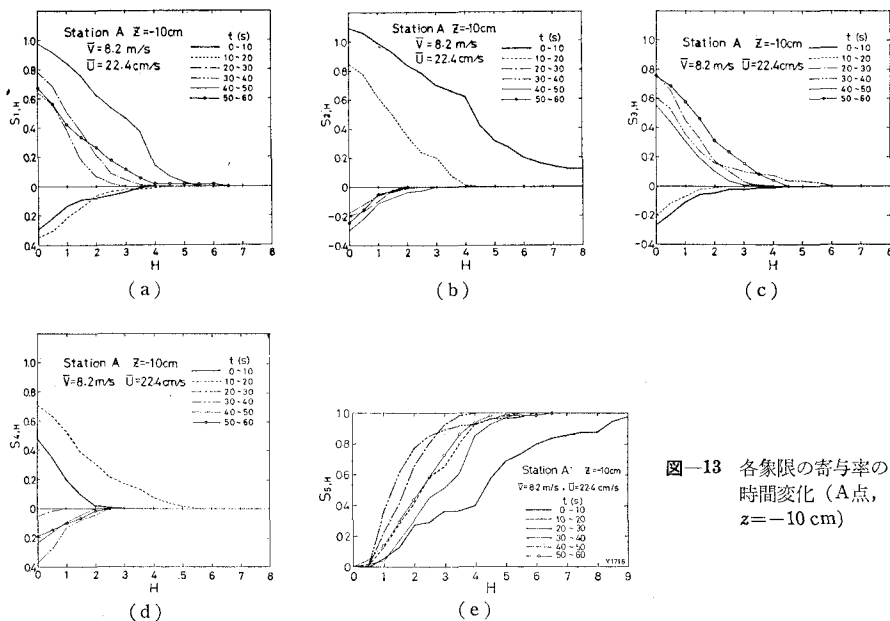


図-13 各象限の寄与率の時間変化 (A点, $z = -10\text{ cm}$)