

# 福島県沿岸の流況解析—I

## 冬期・大熊沖流況観測による

中 村 義 治

### Flow Analysis of Coastal Region in Fukushima-I.

Current Observation off Okuma Coast in the Winter of 1973.

Yoshiharu NAKAMURA

緒

言

原子力発電所、冷却水による温排水拡散の機構を把握する事は、温排水による生態系の影響を調べるうえで、必要条件である。東京電力福島第1原子力発電所(大熊)は福島県沿岸の中央部に位置しその前面海域の海岸線は太平洋に直接面して、ほぼ南北にのびている。海底勾配は約1/100で、300m沖に破波帯がある。底質は砂泥が広く分布している。

本県における温排水拡散機構は、同海域が上記の地形条件を呈しているため、流れによる移流効果が大きな意味をもっている。流動特性を調査する目的で、前面海域(1図)の各st.(ステーション)で、48年2月16日から約2週間観測した流れと、風のデータを使って統計解析したので、この一部を報告する。

各st.の流向、流速はNC-II型流速計を使い、サンプリング間隔は20分である。風向、風速は発電所屋上のタワーで観測し、サンプリング間隔は同じである。流速計の設置水深は海面下2mである。

この時期の一般的な流況は表1のとおりである。流速の平均値は約20cm/sec.で流向はほぼ南流である。一方、平均風速は5~6m/sec.で風向は北西である。

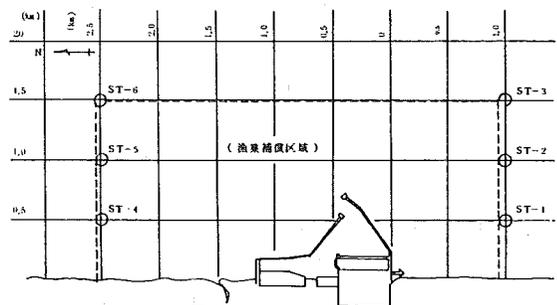


Fig 1.

Table 1.

観測位置	ST-1	ST-2	ST-3	ST-4	ST-5	ST-6
平均値 (cm/sec)	1.9	1.9	1.9	1.8	1.7	--
最大値 (cm/sec)	3.9	3.9	4.2	3.2	3.9	--

#### 時系列解析の各項目

ランダム解析は、通常次に述べるような

各種の方法があり、それら一連の統計解析を時系列解析とよんでいる。今回は従来から広く使われている、Blackman-Tukeyの方法を使って解析した。

計算機は三菱総合研究所のIBM-370を使用した。

### 1. 自己相関関数 (Auto Correlation Function)

$$O_{xx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) \cdot x(t+\tau) dt$$

ここで  $x(t)$  は時系列データで、 $T$  はタイムラグである。実際の数値計算は次式で行なう。

$$O_{xx}(l) = \frac{1}{N} \sum_{s=1}^N (x(s+l) - \bar{x})(x(s) - \bar{x})$$

ここで  $\bar{x}$  は  $x$  の時間的平均値である。以下、バー記号はすべて、時間的平均を意味する。

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{s=1}^N x(s)$$

又、自己相関係数は次のように定義される。

$$\tilde{O}_{xx}(\tau) = O_{xx}(\tau) / O_{xx}(0)$$

つまり、自己相関係数は自己相関関数を、その時系列  $x(s)$  の分散値で割ったものである。

### 2. 相互相関関数 (Cross Correlation Function)

$$O_{yx}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T y(t+\tau) \cdot x(t) dt$$

実際の数値計算は次式で行なう。

$$O_{yx}(l) = \frac{1}{N} \sum_{s=1}^N (y(s+l) - \bar{y})(x(s) - \bar{x})$$

ここで  $\bar{y}$  は  $\bar{x}$  と同じ時間的平均値である。

$$\bar{y} = \frac{1}{N} \sum_{s=1}^N y(s)$$

相互相関係数は次のように定義される。

$$\tilde{O}_{yx}(\tau) = O_{yx}(\tau) / P$$

ここで  $P$  は、 $y$  時系列の分散値と  $x$  時系列の分散値の平均値である。

$$P = \frac{1}{2} (O_{yy}(0) + O_{xx}(0))$$

### 3. 流向と風向の相関関数

流向と風向の相関関数は直接に角度時系列を使って、計算することはできない。つまり、同じ方向の  $0^\circ$  と  $360^\circ$  とは、数値上では大きく異っている。そこで、向どうしの相関関数を計算するために、次のような方法をとった。

ある方向を2図に示すような単位円上の点として、角度を位置ベクトルに表現する。

風向時系列  $\theta_x(t)$  を  $\{ a_x(t), b_x(t) \}$  に変換する。同様に流向時系列  $\theta_y(t)$  を  $\{ a_y(t), b_y(t) \}$  に変換する。

向どうしの相互相関関数は次のようになる。

$$\begin{aligned} C_{yx}(\tau) &= \frac{1}{T} \int_0^T (\theta_y(t+\tau) - \bar{\theta}_y) (\theta_x(t) - \bar{\theta}_x) dt \\ &= \frac{1}{T} \int_0^T \theta_y(t+\tau) \theta_x(t) dt - \bar{\theta}_y \cdot \bar{\theta}_x \\ &= \frac{1}{T} \int_0^T (a_y(t+\tau) \cdot e_1 + b_y(t+\tau) \cdot e_2) (a_x(t) \cdot e_1 + b_x(t) \cdot e_2) dt - m \\ &= \frac{1}{T} \int_0^T (a_y(t+\tau) \cdot a_x(t) + b_y(t+\tau) \cdot b_x(t)) dt - m \end{aligned}$$

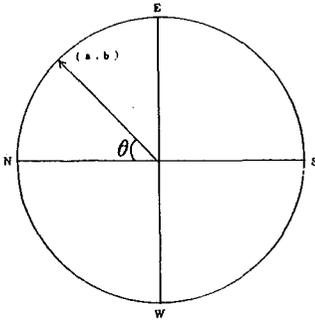


Fig 2. 単位円

ここで、 $e_1, e_2$  は互に直交する単位ベクトルである。それらの内積をとると、クロネッカーの  $\delta$  になる。

$$(e_1 \cdot e_2) = \delta_{ij} \quad (\text{クロネッカーの } \delta)$$

$m$  の値については次のようになる。

$$\begin{aligned} m &= \frac{1}{T} \int_0^T (a_y(t) \cdot e_1 + b_y(t) \cdot e_2) dt \cdot \\ &\quad \frac{1}{T} \int_0^T (a_x(t) \cdot e_1 + b_x(t) \cdot e_2) dt \\ &= (\bar{a}_y \cdot e_1 + \bar{b}_y \cdot e_2) \cdot (\bar{a}_x \cdot e_1 + \bar{b}_x \cdot e_2) \\ &= \bar{a}_y \cdot \bar{a}_x + \bar{b}_y \cdot \bar{b}_x \end{aligned}$$

### 4. パワー・スペクトル (Power Spectra Function)

パワー・スペクトルは自己相関関数をフーリエ変換したものと定義される。

$$P_{xx}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} C_{xx}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau$$

$$C_{xx}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P_{xx}(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega$$

(Wiener-Khinchin の関係式)

ここで  $\omega$  は角周波数である。自己相関関数は偶関数であるので上式はフーリエ Cosine 変換として表現できる。

$$P_{xx}(\omega) = 2 \int_0^{\infty} C_{xx}(\tau) \cos \omega\tau d\tau$$

つまり、スペクトル関数、 $P_{xx}(\omega)$  は実数になる。実際の数値計算は上式を、台形測を使い数値積分をして、それに、ハミング・ウィンドー関数を作用させている。

## 5. クロス・スペクトル ( Cross · Spectra Function )

クロス・スペクトル関数は相互相関関数をフーリエ変換したものと定義される。

$$P_{yx}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} O_{yx}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau$$

$$= A(\omega) + iB(\omega)$$

上式のクロス・スペクトル関数の右辺の  $A(\omega)$  ,  $B(\omega)$  は次のようになる。

$$A(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} O_{yx}(\tau) \cos \omega\tau d\tau \quad (P_{yx}(\omega) \text{ の実数部分})$$

$$B(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} O_{yx}(\tau) \sin \omega\tau d\tau \quad (P_{yx}(\omega) \text{ の虚数部分})$$

クロス・スペクトル関数は、パワー・スペクトル関数と異って、相互相関関数が、一般的には偶関数でも奇関数でもないため、上式の  $B(\omega)$  は普通零にならない。

一般的には入力と出力  $\{ X(t) \text{ と } Y(t) \}$  との間に、次に定義されるような、位相差  $\theta(\omega)$  が存在する。

$$\theta(\omega) = \tan^{-1} \{ B(\omega) / A(\omega) \}$$

又、入出力間の周波数応答関数  $G(\omega)$  は次に示される。

$$G(\omega) = P_{yx}(\omega) / P_{xx}(\omega)$$

周波数応答関数は、線型システムのゲインと位相の情報を含んでいる。

## 計算結果とその考察

## 1. 流れ及び風の自己相関係数

3図は各stの流れのX成分(N方向)とY成分(E方向)の自己相関係数である。流れのX成分はY成分より相関度が高い、このことは風の場合にも同様である。また、4図から、流速の自己相関係数は、風速の自己相関係数より高相関度をもっていることがわかる。

各stの流況の違いについて、3図から、流れのX成分を指標にとってみると、st3, 1, 2の順に相関度が悪くなっているのがみられる。4図の流速の自己相関係数のグラフからも、st2が低い相関度であることがわかる。岸から沖に向けて、相関度が高くなるなかで、st2だけが何らかの原因で相関度が低下しているものと考えられる。st2の相関係数が低い理由は、この時期の流向が平均的に、南流であることから、防波堤の影響を受けて、その結果相関係数の収束度を早めていると推定される。

相関係数の定量的な意味については、物理現象と直接結びついているので、重要である。1タイムラグが20分(以下の相関係数の1タイムラグはすべて、20分)であることを考えると、各図の自己相関係数はかなり長い間、相関度を保っている。各データのX成分については、だいたい1日以下の現象である。また、4図から、流速の持続性は風速に比べて3倍以上も長い。5図は風のX, Y成分の自己相関係数である。

Fig 3-1

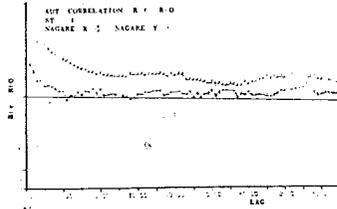


Fig 3-2

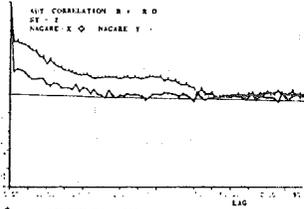


Fig 3-3

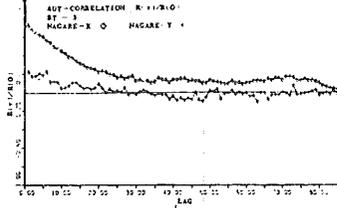


Fig 3-4

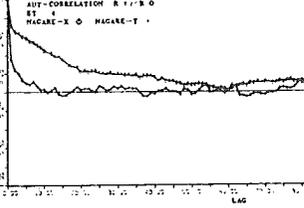


Fig 3-5

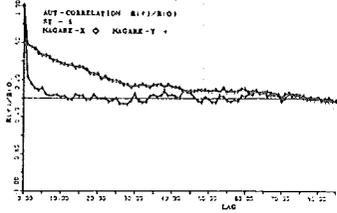


Fig 4-1

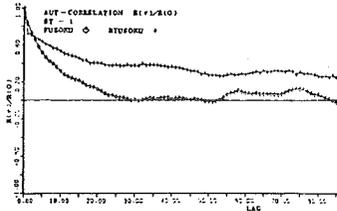


Fig 4-2

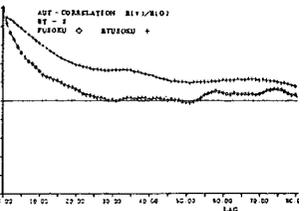


Fig 4-3

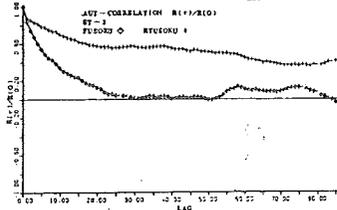


Fig 4-4

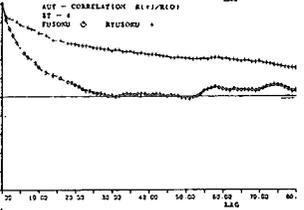


Fig 4-5

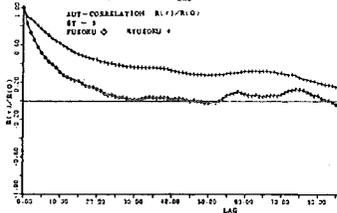
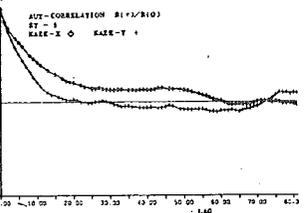


Fig 5



2. 流れと風の相互相関係数

6 図は流れの X 成分と、風の X 成分の相互相関係数である。この図からみると、グラフの最大ピークまでのタイムラグは防波堤の北側も南側も約 1 ~ 3 時間である。

最大ピークのタイムラグとは、この場合、風が吹き始めてから流れが反応を起すまでの時間を統計的にさす値である。7図は風速と流速との相互相関係数のグラフである。尚図からは、グラフの最大ピークは約1時間前後である。風と流れのX成分どうしの場合と比べるとかなり早いところにピークがでている。8図は流れと風のY成分どうしの相互相関係数のグラフである。Y方向はX方向と比べてランダム性が強いので、グラフもその影響を受けて不規則である。

相互相関係数のプロッター出力で最大ピークの位置がマイナス側に出ているのは、風を標準関数にして流れの方のタイムラグをマイナスにしているためである。次に最大ピークの値が1を超えているのは、相互相関係数を計算するときに、 $O_{yx}(0)$  でノーマライズしているためである。

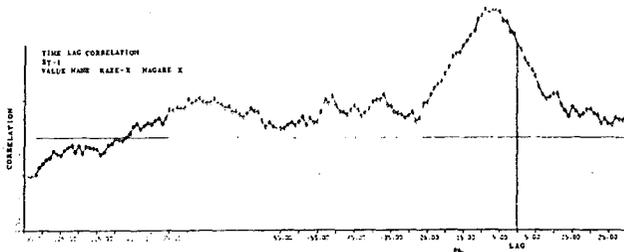


Fig 6-1

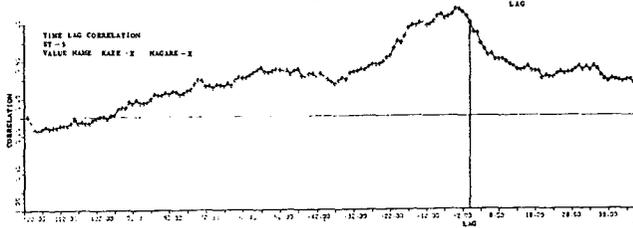


Fig 6-2

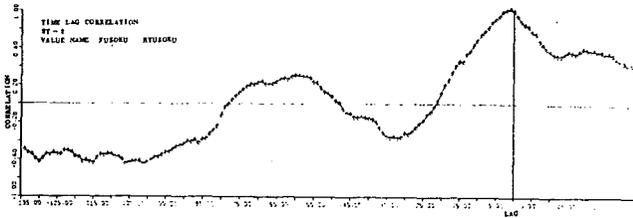


Fig 7-1

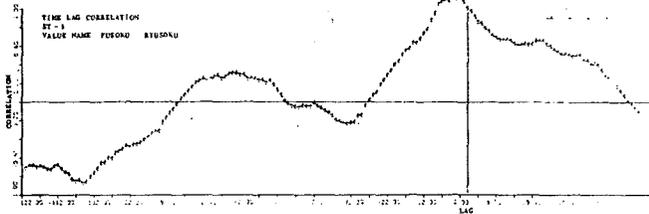


Fig 7-2

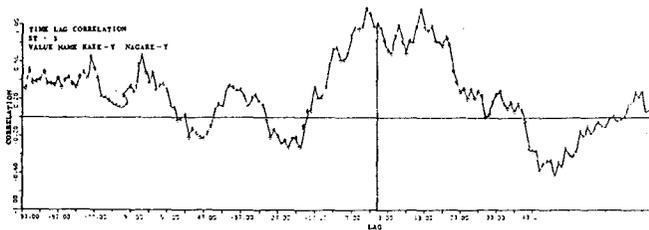


Fig 8

### 3. 流れと風のスペクトル

9 図は流れの X 成分と Y 成分のスペクトルのグラフである。各 st に共通していることは、X 成分が Y 成分より大きなパワーレベルをもっていることである。同図から、st 3, 5 を除く各 st で X 成分のスペクトルが約 13 時間にピークをもっていて、さらに、高周波側では、不規則な振動をしているのがみられる。このピーク周波数が半日周潮流であるとは断言できない。同海域が太平洋に直接面していて、開かれた海域であるので、潮流成分はあまり強くないと考えられる。

10 図は風の X 成分と流れの X 成分の各パワースペクトルと、それらのクロス・スペクトルのグラフである。同図より風の X 成分のスペクトルは卓越周期をもっていない。また流れの X 成分と、風の X 成分のスペクトルとは、ほぼ相似形である。

次に風を入力として、流れを出力にとると、その X 成分どうしのクロス・スペクトルから入出力間（システム）の周波数応答関数が計算され、その結果 14~18 時間にかけてピークがみられる。システムゲインの最大値の周波数が直流成分（周波数が零）以外の周波数に存在することは、今後の興味ある研究対象である。

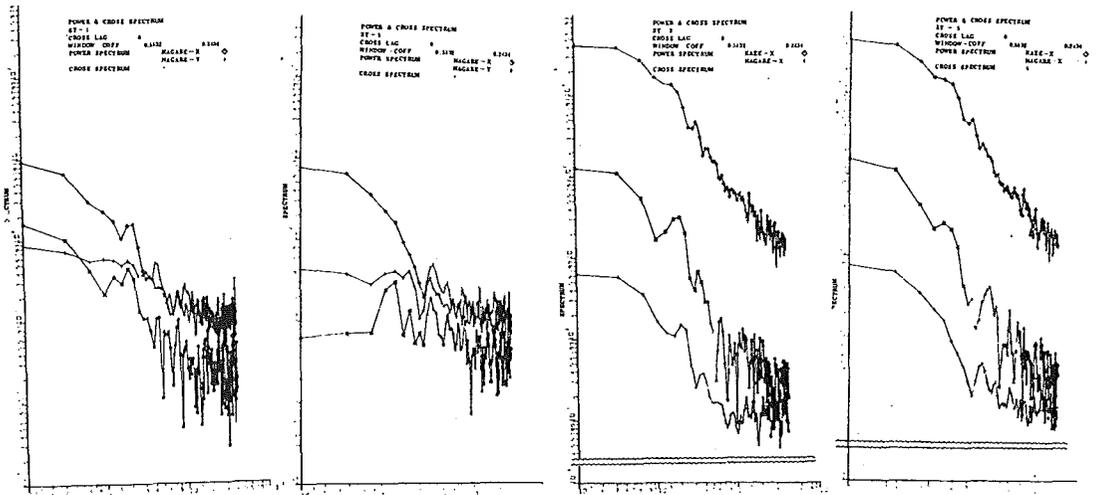


Fig 9-1

Fig 9-2

Fig 10-1

Fig 10-2

11 図は、風速と流速の各パワー・スペクトルと、それらのクロス・スペクトルのグラフである。風速のパワー・スペクトルは、6 時間のところに最初の小さなピークがみられ、それより高周波側で不規則な振動をしている。流速のパワー・スペクトルは、流れの X 成分のパワー・スペクトルと同様な型をしている。10 図と 11 図を比べてみると、各速度（流速，風速）のスペクトル（11 図）がそれらの X 成分のスペクトル（10 図）に比べるとパワーレベルが小さい。これは、コンポーネント分けした時系列が角度（流向，風向）の情報を含んでいるためである。つまり、各速度の時系列が角度の変動により、その分散値を増大させている結果でできた現象である。

11 図のクロス・スペクトルのグラフから計算すると、約 28 時間のところに周波数応答関数の最大値があらわれる。10 図の場合と比べると、各速度の周波数応答関数は、X 成分どうしの場合より、低周波側にゲインの最大値が存在する。

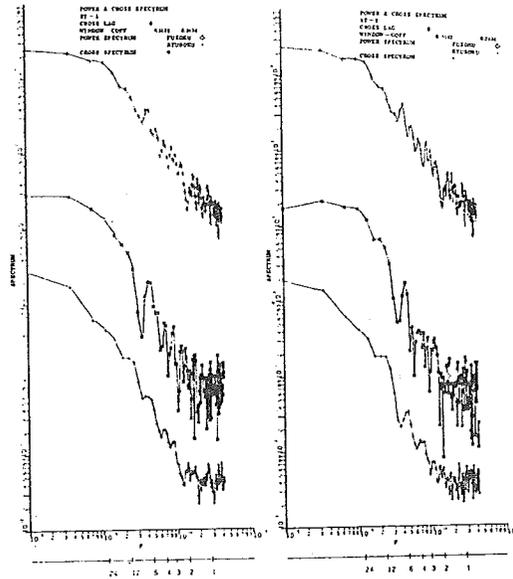


Fig 11-1

Fig 11-2

## 結 語

原子力発電所の温排水拡散を調べるために、必要な流況解析を行なった。  
流況解析の主な目的は流動の主要因を推定するためである。自己相関関数、スペクトル等の時系列解析を行なって、次のようなことがわかった。

- ① 流動のスペクトルから、潮流等の規則変動があまりみられない。
- ② 風のスペクトルと、流れのスペクトルが相似形をしている。
- ③ 岸に平行な成分が岸に垂直な成分に比べて、はるかに大きな相関度をもつ。
- ④ 風が吹き始めてから、流れが起きるまでに、長時間必要としない。
- ⑤ 流れの持続性は1日以下である。
- ⑥ 風と流れの周波数応答関数が直流成分以外に最大値をもつ。

⑦ 風と流れ間のコヒーレンシー（12図）、及び位相特性（13図）が各周波数で不規則である。  
以上の中で①、②、④、⑤、⑥等の結果より、流動の主要因は潮流や海流の分枝流ではない。  
流速計の置かれている位置が砕波帯の外であるので、波による沿岸流でもない。結局、変動のランダム性から、風による吹送流が一番有力である。

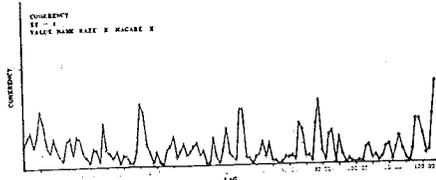


Fig 12

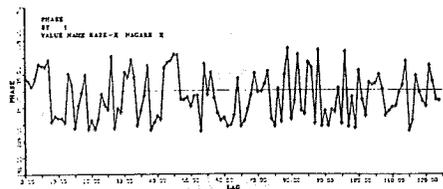


Fig 13

今後、観測データの量と質を向上させて、さらに精度を増していくつもりである。

その他、今回新しい方法として、向どうし(流向と風向)の相関関数を直接計算するアルゴリズムを考案して、その結果を得た。(14図)、次に流れの変動の様子を一般的にいうと、その変動曲線が滑らかでなく、システム同定で入力信号として使われるM系列信号のような矩形状をしている。そのために変動現象の周期性を調べる目的には、各成分のフーリエ係数を求める方法はあまり適当ではない。

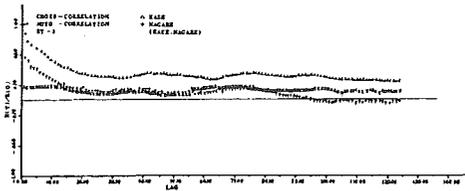


Fig 14.

Sine, Cosine 関数とはちがう流動現象に似た直交関数系で変換すると、周期成分の検出精度が向上するものと期待される。この点についても、今後の研究課題である。

最後に、この研究を推めるにあたり、常に重要な示唆を与えて下さった日本原子力研究所の福田雅明氏に心から感謝の意を表します。

## 文 献

- 1) 宮脇一男 雑音解析, 朝倉書店, (1969)。
- 2) 宮川洋, 今井秀樹訳 不規則信号論(上), 東京大学出版会, (1973)。