

局所平衡下の風と風波について

草 場 忠 夫*・増 田 章**

1. ま え お き

風と風波の局所平衡仮説に基づいて、一連の多量な水槽実験データを解析した。‘局所平衡仮説¹⁾’とは、吹送距離とともにエネルギー等が実際には徐々に変化するが、その場その場では概ね平衡（局所平衡）状態にあると考え、風と風波の統計的性質が四つの径数：摩擦速度 u_* 、重力加速度 g 、風波のエネルギー E 及び風波の主要振動数 ω_p で決まるとするものである。この四つの径数から独立な無次元量が二つ作られる。これに $\tilde{E} = E\omega_p^4/g^2$ と $\tilde{u} = \omega_p u_*/g$ を選ぶ。 $\tilde{E}$ は風波に関する物理量で構成され、波形勾配の二乗に対応する。従って、 $\tilde{E}$ は波の非線型度を表わす一つの指標と考えることが出来る。一方、 $\tilde{u} = \omega_p u_*/g = u_*/C_p$ 、 $C_p = g/\omega_p$ （＝風波スペクトルの主振動数 ω_p の線型水面波の位相速度）を考慮すると、無次元速度 $\tilde{u}$ （波齢の逆数）は水面上を吹く風の摩擦速度 u_* と波速 C_p との比を表わし、水面波に相対的な風の作用或は逆に風に相対的な水面波の効果を計る尺度とも考えることが出来る。この意味で、今後簡単のため、前者 $\tilde{E}$ を波の非線型度 (Wave-nonlinearity)、後者 $\tilde{u}$ を波風径数 (Wave-wind parameter) と呼ぶことにする。詳細は著者等の前論文に譲る¹⁾。

この局所平衡仮説に従うと、風と波の巨視的物理は波の非線型度 $\tilde{E}$ 及び波風径数 $\tilde{u}$ により支配される。従って、(1)風波の周期-波高の関係、(2)波面上の粗度 z_0 及び (3)風波のスペクトル ϕ はそれぞれ次のように表わすことが出来る。

$$\tilde{E} = f_1(\tilde{u}) \dots\dots\dots (1)$$

$$\tilde{z}_0 = f_2(\tilde{u}), \quad \tilde{z}_0 = g z_0 / u_*^2 \dots\dots\dots (2)$$

$$\tilde{\phi} = f_3(\tilde{\omega}; \tilde{u}), \quad \tilde{\phi} = \omega_p \phi / E, \quad \tilde{\omega} = \omega / \omega_p \dots\dots (3)$$

ここで、 f_1 、 f_2 及び f_3 は実験から決まる関数である。

本研究においては、一連の実験から、局所平衡仮説に基づいて f_1 、 f_2 及び f_3 の具体的な関数形を求めた。

2. 実 験

長さ 54 m、幅 1.5 m、高さ 2 m の大型風洞水槽を使

用し、基準風速 $U_r = 2.5, 5.0, 7.5, 10.0, 12.5$ 及び 15 m/s の各場合について、水面上の風速及び水位変動を計測した。本研究に直接関係する測定量は水面上の摩擦速度 u_* 、粗度 z_0 、風速のスペクトル ϕ 、その全エネルギー及び主振動数 ω_p である。測定法等は別論文²⁾で詳述したのでここでは省略する。この解析においては、本実験のデータ以外に、小型水槽（長さ 17 m、幅 0.6 m、高さ 0.8 m）でこれまでに計測した波および風のデータ³⁾をも使用する。

3. 抵 抗 則

3.1 鳥羽の 3/2-乗則

図-1 は非線型度 $\tilde{E}$ の波風径数 $\tilde{u}$ に対する変化である。特に、基準風速 $U_r = 2.5$ m/s については散乱が著しく、同一の $\tilde{u}$ に対して 10 倍程度異なる $\tilde{E}$ が見ら

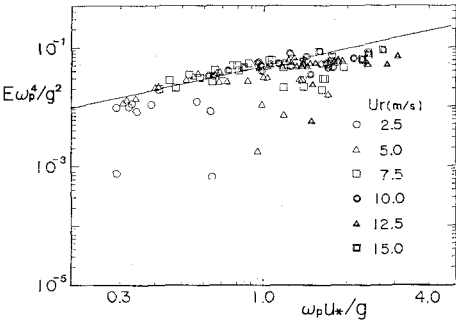


図-1 非線型度 $\tilde{E}$ の波風径数 $\tilde{u}$ に対する変化

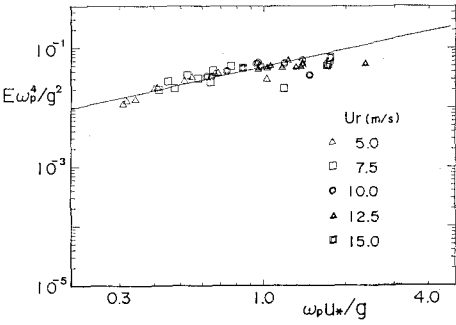


図-2 非線型度 $\tilde{E}$ の波風径数 $\tilde{u}$ に対する変化 ($U_r \geq 5$ m/s 且つ $X \geq 9.8$ m)

* 正会員 九州大学助手 応用力学研究所
** 理博 九州大学助手 応用力学研究所

れる。この場合、波のエネルギーは小さく、主振動数もかなり高い。また、吹送距離が小さい場合も散乱が著しい。小さな吹送距離では、風波がまだ充分に発達せず、過渡状態にあると推測される。そこで、充分発達し、準定常状態にある風波のみを解析の対象とすることとし、低風速及び短かい吹送距離のデータを除外した。具体的には、基準風速 U_r が 5 m/s 以上且つ吹送距離 X が 9.8 m 以上のデータのみを調べた。結果を図-2 に示した。データの散乱も小さく、良いまとまりを示している。この図(及び図-1)には、図-2 のデータから最小自乗法により決めた次式の直線を太線で表示した。

$$\bar{E} = 4.76 \times 10^{-2} \bar{u} \quad \dots\dots\dots (4)$$

鳥羽のいわゆる 3/2-乗則は、表現は異なるものの、(4) の係数を 5.1×10^{-2} とおいたものに対応し、殆ど同一直線である⁴⁾。図-2 を注意深く見ると、3/2-乗則から系統的に外れているデータがある。このことは 3/2-乗則にも適用限界があることを示唆する。特に、波風径数 $\bar{u} \geq 1$ では、3/2-乗則からずれて、ほぼ一定値 5.5×10^{-2} をとる。 $\bar{u} < 0.4$ に対しても、非線型度の実験値 $\bar{E}$ は 3/2-乗則から外れる傾向がみられる。即ち、鳥羽の 3/2-乗則の適用限界は、本実験に関する限り、波風径数 $\bar{u}$ の $0.4 \leq \bar{u} < 1$ の範囲である。

3.2 水面粗度

図-3 は無次元粗度 $\bar{z}_0 (=gz_0/u_*^2)$ の $\bar{u}$ に対する変化である。データの散乱が異常に著しい。このデータ解

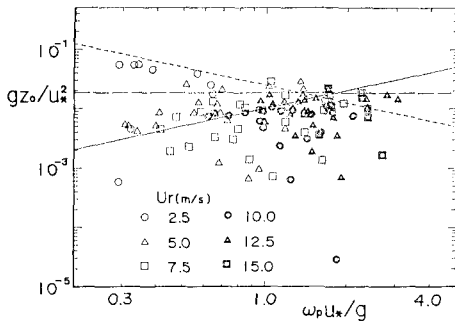


図-3 無次元粗度 $\bar{z}_0$ の波風径数 $\bar{u}$ に対する変化

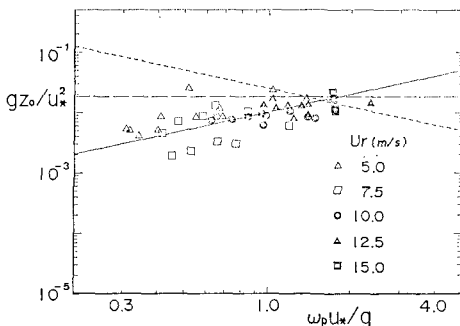


図-4 無次元粗度 $\bar{z}_0$ の波風径数 $\bar{u}$ に対する変化 ($U_r \geq 5$ m/s 且つ $X \geq 9.8$ m)

析では鳥羽の 3/2-乗則を拠り所とした。即ち、局所平衡仮説を満たす正常な実験値は 3/2-乗則を満足すると考え、この 3/2-乗則が成立している実験データのみを解析した。これからずれるデータは異常なデータだとし、今回の解析から除外した。上述した理由により、 $U_r \geq 5$ m/s 且つ $X \geq 9.8$ m の条件を満たす実験データのみを調べた。結果を図-4 に示す。データの散乱も小さく、良いまとまりを示している。微妙な(測定が困難な)粗度 z_0 が従来のものと比べて数段良くまとまっている。図の直線はこの実験から求めた水面粗度 z_0 の新しい実験式

$$\bar{z}_0 = 1.109 \times 10^{-2} \bar{u} \quad \dots\dots\dots (5)$$

である。また比較のため、Charnock の式⁵⁾ $\bar{z}_0 = 0.0185$ 及び鳥羽の式⁶⁾ $\bar{z}_0 = 2.5 \times 10^{-2} \bar{u}^{-1}$ を各々破線及び点線で描いた。我々の実験値は波風径数 $\bar{u}$ の関数として増加傾向にあり、一定(Charnock の式)でも減少傾向(鳥羽の式)でもない。相似則を満たす風波の場合に関する限り、水面上の無次元粗度 $\bar{z}_0$ は少なくとも波風径数 $\bar{u}$ に関しては増加関数であると結論される。

3.3 抵抗則

海洋では抵抗係数 C_d を海面上 10 m の風速 U_{10} と関係づけて論じることが多い。その時、抵抗係数は $C_d = (u_*^2/U_{10}^2)$ と定義され、対数分布則を仮定すると海面上の粗度 z_0 と等価である。従って、抵抗係数を海面上の粗度から計算出来る。実用性を考え、海面上 10 m の風速 U_{10} に基づく波風径数 $\bar{U}_{10}$ を $\bar{U}_{10} = \omega_p U_{10}/g$ で導入しよう。抵抗係数は粗度 z_0 の新しい経験式(5)と対数分布則及び抵抗係数の定義をもとに次式から決まる。

$$U_{10}^2 = \{ (10g / (b \bar{U}_{10} C_d^{3/2})) \} \exp(-\kappa / \sqrt{C_d}) \quad \dots\dots (7)$$

$$b = 1.019 \times 10^{-2}, \kappa: \text{カルマン常数} (=0.4)$$

波風径数 $\bar{U}_{10} = 1 \sim 200$ に対して計算した C_d と実験値を図-5 に示す。Charnock の式に基づく C_d は、波風径数には無関係であり、これを破線で示した。一方、鳥羽の式では、我々の場合とは逆に、波風径数 $\bar{U}_{10}$ が大きくなると、抵抗係数が小さくなる筈である。比較のため、これまでに提案されているいくつかの抵抗係数の実

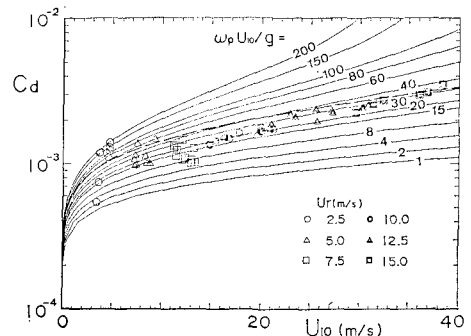
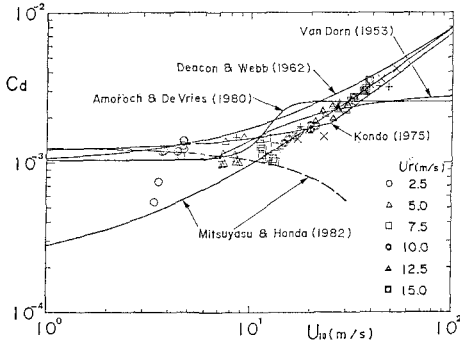
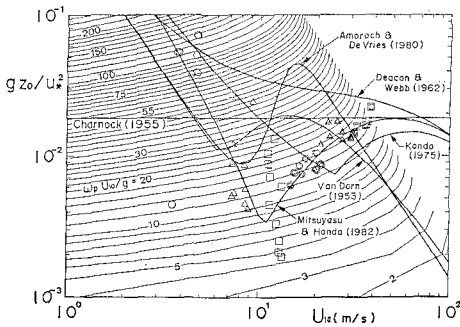


図-5 抵抗係数 C_d の海面上 10 m の風速 U_{10} に対する変化

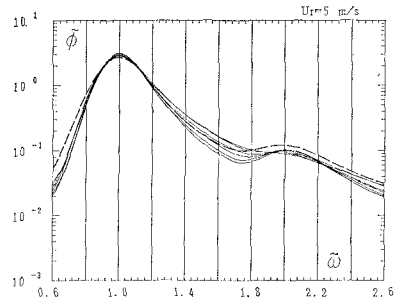
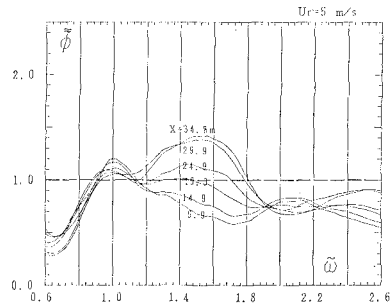
図-6 抵抗係数 C_d に関する各実用公式図-7 抵抗係数 C_d に関する各実用公式から計算された無次元粗度 $\tilde{z}_0$

用公式を 図-6 に示した。我々のデータ以外に、Garrett⁷⁾ による実験室の高風速時のデータ (x) と台風の現場実測データ (+) を参考のため加えた。高風速時を除くと各抵抗公式の違いは顕著でない。そこで、無次元粗度 $\tilde{z}_0 = gz_0/u_*^2$ に換算して各実用式を比較したのが 図-7 である。但し、本研究で求めた海面上の $\tilde{z}_0$ に関する経験式 (5) は海面上 10 m の風速 U_{10} だけでは決まらないので、波風径数 $\tilde{U}_{10} = 1 \sim 200$ に対して C_d を計算した。同じ U_{10} に対しても無次元粗度 $\tilde{z}_0$ の実験値は十倍異なっている。特に、 $U_{10} = 5 \text{ m/s}$ から 10 m/s に対する粗度 $\tilde{z}_0$ の実験値は風速 U_{10} よりむしろ波風径数 $\tilde{U}_{10}$ によって大きく変化する。海面上の無次元粗度 $\tilde{z}_0$ 或は抵抗係数 C_d が海面上 10 m の風速 U_{10} のような唯一の変数だけでは表現できないこと (海面上の無次元粗度が Charnock の式のように一定値でないこと) が良く判る。即ち、大気から海洋への運動量輸送は海面上 10 m の風速 U_{10} のみに依存するのではなく、海面状態 (波) に関係するある径数 (ここでは、 U_{10} に基づく波風径数 $\tilde{U}_{10}$) にも依存する。

4. 風波のスペクトル形

4.1 主要領域のスペクトル形

局所平衡仮説に基づき風波のスペクトルを (3) の関数形で調べた。先に述べた理由で、基準風速 U_r が 5

図-8 無次元スペクトル $\tilde{\phi}$ の無次元周波数 $\tilde{\omega}$ に対する変化 ($U_r = 5 \text{ m/s}$)図-9 二重規準化スペクトル $\tilde{\phi}$ の無次元周波数 $\tilde{\omega}$ に対する変化 ($U_r = 5 \text{ m/s}$)

m/s 以上且つ吹送距離 X が約 10 m 以上のデータを解析の対象とする。風波スペクトルの主要領域を無次元周波数 $\tilde{\omega}$ の $0.6 \leq \tilde{\omega} \leq 2.6$ と定義する。図-8は無次元スペクトル $\tilde{\phi} = \omega_p \phi / E$ を無次元周波数 $\tilde{\omega} = \omega / \omega_p$ に対して描いた一例である。図中の太破線は各基準風速で測定した無次元スペクトルの平均 $\tilde{\phi}_m$ である。 $\tilde{\phi}$ は相似則を略満たしているため、良く似ており、このままでは詳細が判りづらい。そこで、二重規準化スペクトル $\tilde{\tilde{\phi}}$ を次式のように定義し、平均スペクトル $\tilde{\phi}_m$ からのずれを見ることがした。

$$\tilde{\tilde{\phi}} = \tilde{\phi} / \tilde{\phi}_m \quad \dots\dots\dots (8)$$

図-9は 図-8に対応する $\tilde{\tilde{\phi}}$ の図であり、スペクトルの $\tilde{\omega}$ に対する変化がかなり拡大されていることが判る。主要領域の標準スペクトル形を具体的に求めるために、二重規準化スペクトル $\tilde{\tilde{\phi}}(\tilde{\omega}; \tilde{u})$ を $\tilde{\omega}$ を径数として、 $\tilde{u}$ に対して描いた一例が 図-10 である。図の直線は二重規準化スペクトル $\tilde{\tilde{\phi}}$ に

$$\tilde{\tilde{\phi}}(\tilde{\omega}; \tilde{u}) = b \tilde{u}^a \quad \dots\dots\dots (9)$$

を当てはめ、最小自乗法で a 及び b を決めた関数を表わす。 $\tilde{\tilde{\phi}}$ が (9) で良く近似できることが判る。この a , b から二重規準化スペクトル $\tilde{\tilde{\phi}}$ (9) を決めた。これから無次元標準スペクトル $\tilde{\phi}_s$ 。

$$\tilde{\phi}_s(\tilde{\omega}; \tilde{u}) = b \tilde{u}^a \tilde{\phi}_m \quad \dots\dots\dots (10)$$

を求めた。波風径数 $\tilde{u}$ を変化させて、標準スペクトル $\tilde{\phi}_s$ を $\tilde{\omega}$ に対して描いたのが 図-11 である。波風径数

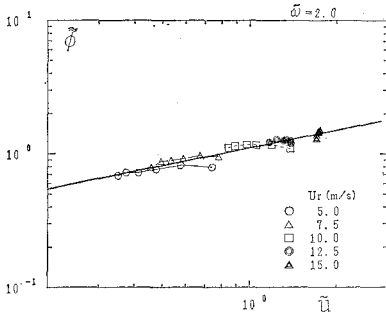


図-10 二重規準化スペクトル $\tilde{\phi}(\tilde{\omega}; \tilde{u})$ の波風径数 $\tilde{u}$ に対する変化

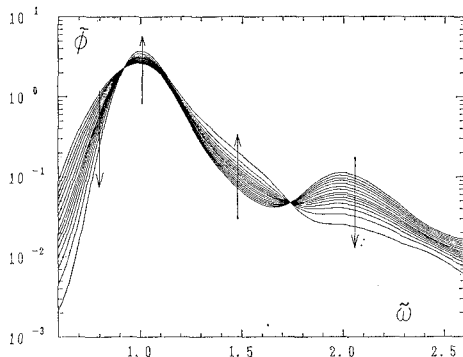


図-11 主要領域の標準スペクトル $\tilde{\phi}(\tilde{\omega}; \tilde{u})$. 波風径数 $\tilde{u}$ の減少と共に, $\tilde{\phi}$ は矢印の向きに増大或は減少する.

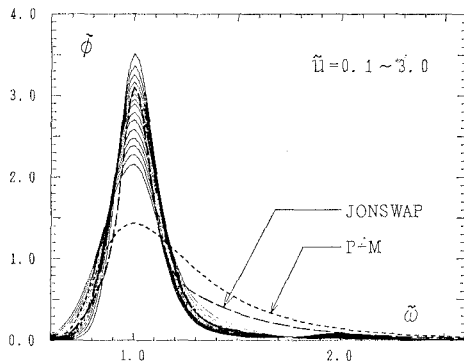


図-12 JONSWAP 及び Pierson-Moskowitz スペクトルとの比較

$\tilde{u}$ の減少と共に, 低周波側及び高周波側は減少し, その中間の $\tilde{\phi}_s(\tilde{\omega}=1)$ 及び $\tilde{\phi}_s(\tilde{\omega}=1.5)$ 附近は逆に増大する (図中の矢印).

4.2 高周波領域のスペクトル形

主要領域と同様の手法で高周波領域 ($3 \leq \tilde{\omega} \leq 10$) を調べた. 図-13 は高周波領域の $\tilde{\phi} \sim \tilde{\omega}$ の関係を表わすもので, 主要領域の 図-9 に対応する. 太破線は前と同様に平均スペクトル $\tilde{\phi}_m$ を表わす. 図-14 は $\tilde{\omega}=6$ に対する $\tilde{\phi} \sim \tilde{u}$ の関係を調べたものである. 太線は主要領域

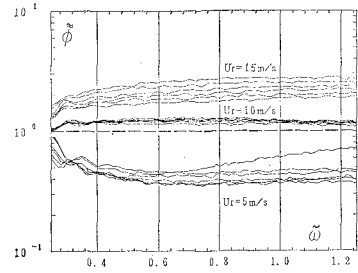


図-13 二重規準化スペクトル $\tilde{\phi}(\tilde{\omega}; \tilde{u})$ の $\tilde{\omega}$ に対する変化

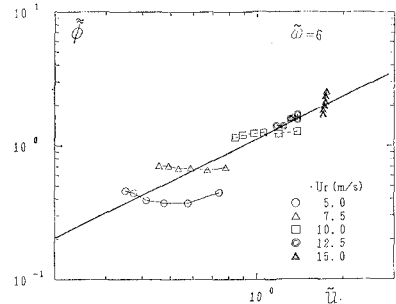


図-14 二重規準化スペクトル $\tilde{\phi}(\tilde{\omega}; \tilde{u})$ の波風径数 $\tilde{u}$ に対する変化

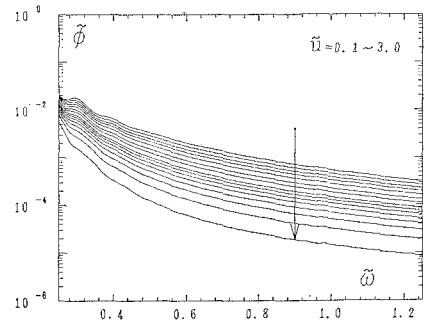


図-15 高周波領域の標準スペクトル $\tilde{\phi}(\tilde{\omega}; \tilde{u})$. 波風径数 $\tilde{u}$ の減少とともに, $\tilde{\phi}$ は矢印の向きに減少する.

の場合と同様に, 式 (9) を当てはめて, 最小自乗法で a 及び b を決めた $\tilde{\phi}$ の値である. これ等 a, b から決めた高周波領域の標準スペクトル $\tilde{\phi}_s(\tilde{\omega}; \tilde{u})$ を求めた. 図-15 は波風径数 $\tilde{u}$ を変化させた時の標準スペクトル $\tilde{\phi}_s(\tilde{\omega}; \tilde{u})$ を $\tilde{\omega}$ に対して描いたものである. 明らかに, 波風径数 $\tilde{u}$ の減少と共に標準スペクトル $\tilde{\phi}_s$ は減少する (矢印).

5. あとがき

局所平衡仮説下の風波は鳥羽の 3/2-乗則を満たすべきであると考え, この要請から外れる低風速 (規準風速 $U_r < 5$ m/s) の実験データを本研究において除外した. 本来から云えば, 5 m/s 以下の低風速も含めた 3/2-乗則, 水面粗度及びスペクトル形を詳細に研究すべきであ

る。この 5 m/s 以下の風速は流体力学的には滑面の範疇に入るので、表面張力や粘性などの分子的物理量が重要になると考えられ、広い意味の局所平衡仮説を適用する必要がある。しかしながら、多変量解析に十分な低風速実験データを現在持っていないので、本研究ではその様な解析は控えた。

参 考 文 献

- 1) Masuda, A. and T. Kusaba: On the local equilibrium of wind and wind-waves in the relation to surface drag, J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 43, 28~36, 1987.
- 2) Kusaba, T. and A. Masuda: The roughness height and drag based on the hypothesis of local equilibrium, J. Oceanogr. Soc. Japan (投稿中).
- 3) Mitsuyasu, H. and T. Honda: Wind-induced growth of water waves, J. Fluid Mech., Vol. 123, 425~442, 1982.
- 4) Toba, Y.: Stochastic form of the growth of wind waves in a single parameter representation with physics implications, J. Phys. Oceanogr., Vol. 8, 497~507, 1978.
- 5) Wu, J.: Wind-stress coefficients over sea surface near neutral condition—A Revist, J. Phys. Oceanogr., Vol. 10, 727~740, 1980.
- 6) Brutsaert, W. and Y. Toba: A quasi-similarity between wind waves and solid surfaces in their roughness characteristics, J. Oceanogr. Soc. Japan, 1986.
- 7) Garratt, J. R.: Review of drag coefficient over oceans and continents, Mon. Wea. Rev., Vol. 105, 915~929, 1977.