

FM - CW方式音波レーダについて

増田悦久*・水町守志

FM-CW Acoustic Sounder

By

Yoshihisa MASUDA and Moriyuki MIZUMACHI

Abstract: Analyses are made, in this paper, on the resolution of the FM-CW (frequency modulation of continuous wave) acoustic sounder. Two different types of noises, (1) the gaussian noise, (2) the pure sinusoidal wave, are assumed to be added to the saw-tooth modulating signal. These noises, through the nonlinear demodulation, degrade the distance measuring ability of the acoustic sounder. The relations between the sounding resolution (or accuracy) and modulating noises are made clear by theoretical calculations. Results are obtained showing that the FM-CW type of acoustic sounder can realize 10 times higher resolution compared to the conventional type of pulse acoustic sounder, for the same frequency band and measurement time.

概 要

音波を用いたパルス・サウンタ（ソータとも呼ぶ）が、対流圏低層の大気構造に対する遠隔探査装置として最近広く用いられている。しかしパルス・サウンタ即ちパルス方式では高々10 mの距離分野能しか望めない。一方大気の詳細構造を研究するには1 mの距離分解能が要求される。この報告はFM-CW方式のソータの分解能の向上について理論的な検討を行ったものである。具体的には周波数変調信号にカウス雑音及び正弦波雑音が附加された場合の測距限界の解析を行った。結果としては重畳した雑音の性質及びS/N比により分解能は大きく制限されるか、妥当な条件下では地上数100 mまでは十分な精度で測距が可能であることが明らかになった。

* 郵政省電波研究所（1975年宇宙航空研究所に国内留学）

1. ま え が き

ソーダによる低層大気の遠隔探査は1967年にオーストラリアのWRE (Weapons Research Establishment) で開発された [1]。この装置は対流圏における電波の不規則電搬を解明する為に開発され低層大気の電波気象的構造探査を目的としておりすでにマイクロ回線の設計に利用されている。WREで開発された音波探査はその後世界各国に広がり低層大気諸元の遠隔探査に活用されている。電波研究所でも1970年12月に類似の装置を構内に設置し [2] 低層大気構造の連続観測を続けてきた。その後移動式ソーダを開発し大気の電波伝搬実験との同時観測や、温度逆転層と谷害発生との関係を知る目的で観測を行っている。

音波探査装置は、電波の場合に比へて操作が簡単で製作費も廉価という利点がある。又、音波は、温度の乱れに対して電波の1000倍も鋭敏に反応することが知られている。しかし、このような利点をもつ一方、音波は大気中での吸収減衰も大きく、その上、電波に比へて伝搬速度が極めて遅く風の影響を大きく受ける。従って探査距離も制限を受け、現在のところ数キロメートルが測定限界になっている。又、雨、風、雪等によって発生する周囲雑音や人工的な外来雑音の影響も受けやすく観測可能なレベルが大きく変動し、一時的に観測不可能になる場合も多い。従って、受信機の受信帯域巾は極力狭くする必要があり現在の方式では距離分解能10m程度で観測が行なわれている。

観測の結果、一般的な傾向として、夜間は温度逆転層に対応する層状ないしは、波動状エコーが卓越し、昼間は地表が熱せられて発生するプルーム状エコーが卓越している。ところが、現在のパルス・サウンダは距離分解能が数10mと大きいためにこのような種々のエコーの微細構造の測定を不十分なものになっている。従ってS/N比を低下させることなく距離分解を向上する測定方法の開発が当面の目標になる。その為の対策としてパルス方式からFM-CW方式への転換が考えられ現実に電波を用いる場合には成功をおさめている [3][4]。

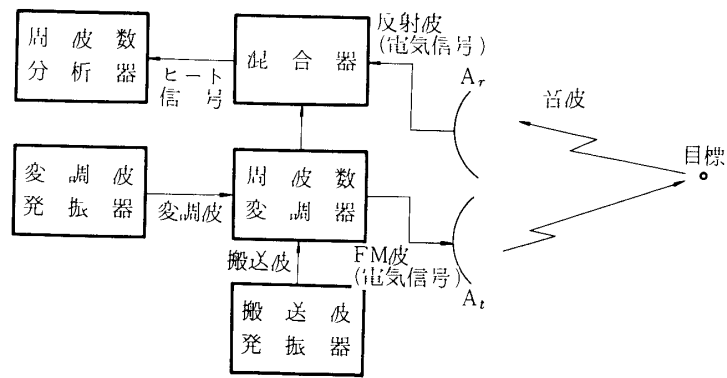
この報告はFM-CWソーダを遠隔探査装置として使用する場合に被周波数変調波の非直線性かもたらず測距限界について理論的に検討した。一般的には、非直線性のために探知距離に対応して分解能が変化するが、非直線性の程度によっては、探知距離が大きく制限されることも有りうる。

2. FM-CWソーダの原理

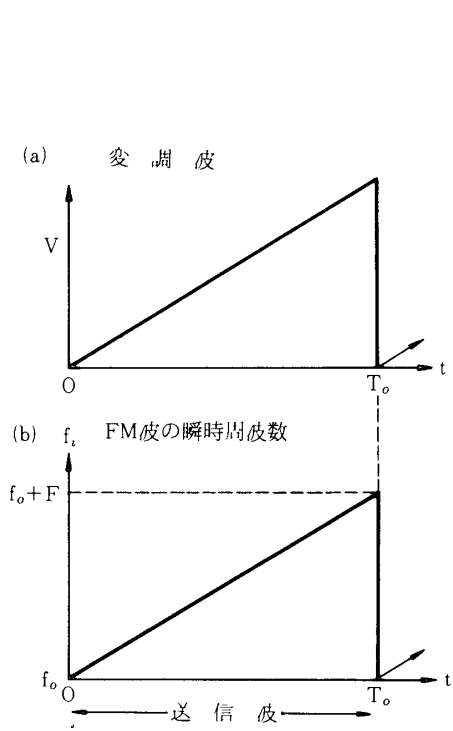
2-1 距離情報

第1図にFM-CWソーダの原理図を示す。周波数変調器で作られた被周波数変調波は、送信アンテナAtで音波に変換されて大気中に発射される。目標からの散乱波(反射波)は受信アンテナArで音波から電気信号に変換される。混合器は、受信信号と送信信号とを混合しビート信号を作成する。このビート信号は目標とFM-CWソーダ間の距離情報を含んでいる。

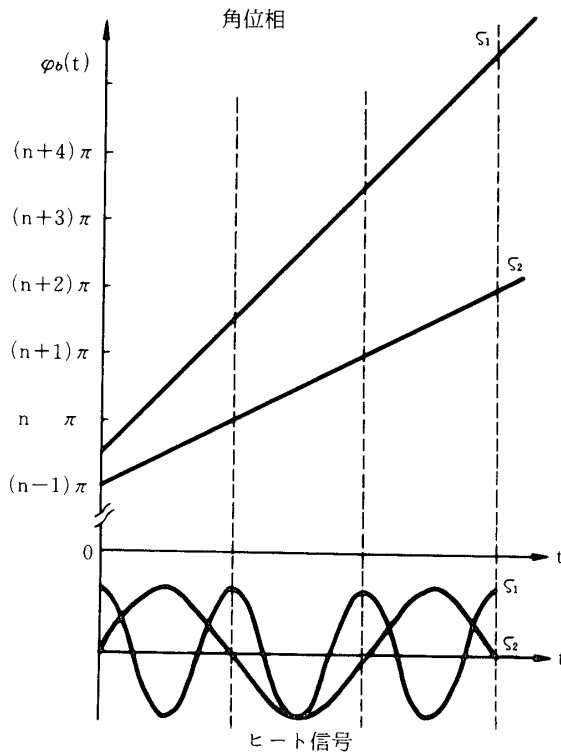
第2図(a)は変調波発信器で作られる掃引用鋸歯状波を示し、第2図(b)はFM波の瞬時周波数 $f_s(t)$ を示す。瞬時周波数 $f_s(t)$ は



第1図



第2図



第3図

$$f_i(t) = f_0 + \frac{F}{T_0} t \quad (1)$$

て与えられる。ただし、 f_0 , F , T_0 はそれぞれ下限周波数、最大周波数偏移、周波数掃引時間幅である。

(1) 式より、送信波の任意の時刻 t での角位相 $\varphi_i(t)$ は

$$\varphi_i(t) = 2\pi \int_0^t f_i(t) dt \quad (2)$$

となる。また、目標からの散乱波の受信点での角位相 $\varphi_r(t)$ は、音波が目標とアンテナ間を往復する時間を τ とすれば、以下の式で表わせる

$$\varphi_r(t) = 2\pi \int_{\tau}^t f_i(t-\tau) dt = 2\pi \int_0^{t-\tau} f_i(t) dt = \varphi_i(t-\tau) \quad (3)$$

従って、混合器で作成されるビート信号（混合される2信号の差信号）の角位相成分 $\varphi_b(t)$ は

$$\varphi_b(t) = \varphi_i(t) - \varphi_r(t) = \omega_0 \cdot \tau - \omega_b \frac{\tau}{2} + \omega_b \cdot t \quad (4)$$

と書ける。ただし、 $\omega_0 = 2\pi f_0$, $\omega_b = 2\pi F \tau / T_0$ と置く、なお混合器出力で2信号の和信号はルビシ除去されるものとする。

第3図に(4)式の角位相とビート信号との関係を示す。(4)式の第1, 第2項はビート信号の初期位相角を示しているのに対して、第3項は時間経過と共にベクトルが反時間方向に回転する位相角を示している。全ての項が、 τ を含み距離情報を持っているが、第1及び第2項は初期位相で 2π の整数倍で不確定性を有するのに対して第3項は τ によって決まるビート周波数を生じ不確定性を有しない。故にFM-CWソーダの距離測定は安定な検出を可能にする第3項に相当するビート周波数の検出によって行うのが妥当である。

ビート周波数 f_b と距離 h との関係は以下の式で表わせる

$$h = \frac{c T_0}{2 F} \cdot f_b \quad (5)$$

ただし、 $f_b = F \tau / T_0$, c = 音速, h はソーダと目標間距離である

2.2 距離分解能

ソーダから h_1 , h_2 にある2つの目標によって生ずるビート周波数をそれぞれ f_{b1} , f_{b2} とし $h_1 - h_2 = \Delta h$, $f_{b1} - f_{b2} = \Delta f_b$, とすれば(5)式より

$$\Delta h = \frac{c T_0}{2 F} \cdot \Delta f_b \quad (6)$$

が導かれる。ただしここではビート信号の継続時間が τ の変化にかかわらず常に T_0 としてある。今この信号の復素表示を $\tilde{x}(t)$, パワー・スペクトルを $P(\omega)$ とする。

理想的な場合（雑音が重畳していない場合）

$$\tilde{x}(t) = \begin{cases} e^{j(\varphi_t(t) - \varphi_t(t-\tau))} & 0 \leq t \leq T_0 \\ 0 & t < 0, T_0 < t \end{cases}$$

$$E(j\omega) = \int_0^{T_0} [e^{j(\varphi_t(t) - \varphi_t(t-\tau))} \cdot e^{-j\omega t}] dt$$

$$P(\omega) = E(j\omega) \bar{E}(j\omega) = \left\{ \frac{\sin \frac{(\omega - \omega_b) T_0}{2}}{\frac{\omega - \omega_b}{2}} \right\}^2 \quad (7)$$

$E(j\omega)$ は、 $\tilde{x}(t)$ のフーリエ変換である。 $P(\omega)$ は ω_b を中心に左右対称で無限に尾をひく。しかし、第一ローフに含まれるエネルギーは全エネルギーの92%をしめていることから、 $P(\omega)$ を振幅 T_0^2 、スペクトル巾 $2\pi/T_0$ の矩形スペクトルで近似し $P(\omega)$ の等価スペクトルとすることが許される。従って f_{b1} 、 f_{b2} を中心とした2個の矩形スペクトル分布が周波数軸上で相互に接近し2つのスペクトル分布の存在が区別出来る f_{b1} と f_{b2} との差を $\Delta f_{b \min}$ とした場合、(6)式は、次の様に表わせる。

$$\Delta h_{\min} = \frac{c \cdot T_0}{2 \cdot F} \cdot \Delta f_{b \min} \quad (8)$$

ところで

$$\Delta f_{b \min} = \frac{1}{T_0}$$

であるから Δh_{\min} は

$$\Delta h_{\min} = \frac{c}{2 \cdot F} = \Delta h_0 \quad (9)$$

と書ける。(9)式は、パルス・レータ方式の分解能の式に一致している。従って、 Δh_0 を雑音のない理想的な場合の分解能とする。

3. 雑音と測距限界

3-1 非直線性と雑音

復調回路の相乗検波に伴う非直線性を考慮して、雑音と測距限界の関係を明らかにする。非直線性をもたらす変調波に重量する雑音として、第一に、変調波にガウス性ランダム雑音が重畳した場合、第二に、正弦波が重畳した場合について検討した。前者は変調回路にカウス雑音が重畳した場合に、後者は変調回路の歪により生ずる雑音に相当する。

雑音が重畳した場合の分解能の式は、以下の式で表わされる

$$\Delta h_{m:n} = \frac{c T_0}{2 F} \Delta f_{n:m:n} \quad (10)$$

ただし、雑音が重畳した場合に対応するパワースペクトル分布を $P_D(w)$ と置き、雑音のない理想的な場合のパワースペクトル分布を $P(w)$ と置くと、 $P_D(w)$, $P(w)$, $\Delta f_{n:m:n}$ との関係は、以下の式で定義する。

$$\int_{-2\pi \Delta f_{n:m:n}}^{2\pi \Delta f_{n:m:n}} P_D(w) dw = \int_{-2\pi/T_0}^{2\pi/T_0} P(w) dw \quad (11)$$

$P_D(w)$ は、前者の場合、 τ , F_n , T_0 を変数とする関数であり、後者では τ , Δf_n , Ω , θ を変数とする関数である。従って $\Delta f_{n:m:n}$ は、 $P_D(w)$ と同じ変数を持つ。

雑音が重畳しない場合の分解能 Δh_0 と (10) 式の $\Delta h_{m:n}$ との比は、

$$\frac{\Delta h_{m:n}}{\Delta h_0} = T_0 \cdot \Delta f_{n:m:n} \quad (12)$$

となる。又、分解能とスペクトル強度 I とは、反比例の関係にあることから雑音が重畳した場合のスペクトル強度と理想的な場合のスペクトル強度との比は

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{T_0 \Delta f_{n:m:n}} \quad (13)$$

となる。ただし、 I_0 は、雑音のない理想的な場合のスペクトル強度を示し、次式から求める。

$$\int_{-2\pi/T_0}^{2\pi/T_0} P(w) dw = \frac{2\pi I_0}{T_0}$$

又、 I は、雑音が重畳した場合のスペクトル強度で次式から求まる。

$$\frac{2\pi I}{T_0} = \int_{-2\pi \Delta f_{n:m:n}}^{2\pi \Delta f_{n:m:n}} P_D(w) dw = 2\pi \Delta f_{n:m:n} I$$

(11) (12), (13) 式は、上記2種の雑音が重畳した場合に用いられる

以下において2種の雑音に対応する $P_D(w)$ を求める。さらに附加カウス雑音、および multiple targets に対する検討も必要であることを言及する。

3-2 ガウス雑音が重畳した場合

被周波数変調波の瞬時周波数 $f_i(t)$ を (14) 式に表わす。

$$f_i(t) = f_0 + \frac{F}{T_0} t + f_n(t) \quad (14)$$

ここで、 $f_n(t)$ はランダム雑音電圧に比例して変化する周波数の不規則成分である。相乗検波によって得られるビート信号の角位相を (15) 式に示す。

$$\varphi_b(t) = \varphi_t(t) - \varphi(t-\tau) = A + w_b \cdot t + 2\pi \int_{t-\tau}^t f_n(t) dt \quad (15)$$

ただし $A = 2\pi(f_0\tau - F\tau^2/2T_0)$ である。従って、ビート信号の複素表示 $\tilde{x}(t)$ は

$$\tilde{x}(t) = e^{j\varphi_b(t)} = e^{j\{A + w_b t + 2\pi \int_{t-\tau}^t f_n(t) dt\}} \quad (16)$$

となる。ところで、 $f_n(t)$ は平均値 0 の定常ガウス過程とすると (16) 式の積分項も同様のカウス過程であり定常性を持つ。また、 $w_b t$ は周期性を持つ deterministic なパラメータであるから結局 $\tilde{x}(t)$ は弱定常のエルゴード性を有する。従って一般的には $\tilde{x}(t)$ の自己相関関数 $R(t_1, t_2)$ を求め、そのフーリエ変換からパワースペクトル分布が求まる。

$$R(t_1, t_2) = \langle \tilde{x}(t_1) \cdot \tilde{x}^*(t_2) \rangle \quad (17)$$

ただし $\langle \rangle$ はアンサンブル平均を示す。また、 $\tilde{x}^*(t)$ は $\tilde{x}(t)$ の共役複素数である。

$$R(t_1, t_2) = e^{jw_b(t_1-t_2)} \langle e^{j2\pi(\int_{t_1-\tau}^{t_1} f_n(t) dt - \int_{t_2-\tau}^{t_2} f_n(t) dt)} \rangle$$

となる。変数変換を行い

$$\int_{t_1-\tau}^{t_1} f_n(t) dt - \int_{t_2-\tau}^{t_2} f_n(t) dt = z$$

と置くと、 Z は、平均値 0 の定常ガウス過程の不規則関数であるから、特性関数は

$$\langle e^{j2\pi z} \rangle = e^{-\frac{1}{2}(2\pi)^2 \langle z^2 \rangle} \quad (18)$$

となる。ここで $\langle z^2 \rangle$ を計算すると次のようになる。

$$\langle z^2 \rangle = \langle \{ \int_{t_1-\tau}^{t_1} f_n(t_A) dt_A - \int_{t_2-\tau}^{t_2} f_n(t_B) dt_B \}^2 \rangle \quad (19)$$

$$= \langle \{ \int_0^\tau f_n(t_A + t_1 - \tau) dt_A - \int_0^\tau f_n(t_B + t_2 - \tau) dt_B \}^2 \rangle$$

$$= \int_0^\tau \int_0^\tau \langle f_n(t_A + t_1 - \tau) \cdot f_n(t_B + t_1 - \tau) \rangle dt_A dt_B + \int_0^\tau \int_0^\tau \langle f_n(t_A + t_2 - \tau) \cdot$$

$$f_n(t_B + t_2 - \tau) \rangle dt_A dt_B - 2 \int_0^\tau \int_0^\tau \langle f_n(t_A + t_1 - \tau) \cdot f_n(t_B + t_2 - \tau) \rangle$$

$$dt_A dt_B$$

$$= 2 \{ \int_0^\tau \int_0^\tau R_n(t_A, t_B) dt_A dt_B - \int_0^\tau \int_0^\tau R_n(t_A + t_1, t_B + t_2) dt_A dt_B \}$$

$$= 2 \{ \int_{-\tau}^\tau (\tau - |\beta|) R_n(\beta) d\beta - \int_{-\tau}^\tau (\tau - |\beta|) R_n(\beta + t_1 - t_2) d\beta \} \quad (20)$$

ただし $\beta = t_A - t_B$ であり $R_n(\beta)$ は次のように表わされる。

$$R_n(\beta) = \left(\frac{F_n}{2\pi}\right)^2 e^{-\frac{|\beta|}{T_0}} \quad (21)$$

すなわち、 $R_n(\beta)$ は、 $f_n(t)$ の自己相関関数であり、平均パワーが $(F_n/2\pi)^2$ で周波数が高くなるにつれスペクトル強度が減衰するスペクトル分布を持つ。また、 T_0 はスペクトル強度が2分の1になるスペクトルの周期である。

ところで(19)式の τ と T_0 の比による近似を行うと、

$\tau \ll T_0$ の時

$$\begin{aligned} \langle z^2 \rangle &= \langle \{f_n(t_A)\tau - f_n(t_B)\tau\}^2 \rangle \\ &= \langle f_n^2(t_A) \rangle \tau^2 + \langle f_n^2(t_B) \rangle \tau^2 - 2 \langle f_n(t_A) \cdot f_n(t_B) \rangle \tau^2 \\ &= 2\tau^2 \{R_n(0) - R_n(\beta)\} = 2\tau^2 \left(\frac{F_n}{2\pi}\right)^2 \left\{1 - e^{-\frac{|\beta|}{T_0}}\right\} \end{aligned} \quad (22)$$

$\tau \gg T_0$ の時

$$\begin{aligned} \langle z^2 \rangle &= \langle \{T_0 \sum f_n(t_A + NT_0) - T_0 \sum f_n(t_B + NT_0)\}^2 \rangle \\ &= NT_0^2 \langle f_n^2(t_A) \rangle + NT_0^2 \langle f_n^2(t_B) \rangle - 2NT_0^2 \langle f_n(t_A) \cdot f_n(t_B) \rangle \\ &= 2\tau T_0 \{R_n(0) - R_n(\beta)\} = 2\tau T_0 \left(\frac{F_n}{2\pi}\right)^2 \left\{1 - e^{-\frac{|\beta|}{T_0}}\right\} \end{aligned} \quad (23)$$

となる。ただし $N = \tau/T_0$ である。

音波の場合 $T_0 = 0.5 \sim 5$ 秒、 $\tau = 0 \sim 5$ 秒の範囲を考えていることから、(22)、(23)のいずれの条件にもあてはまる τ と T_0 の関係が考えられる。従って(20)式の積分を実行すると

$$0 \leq t_1 - t_2 \leq \tau$$

$$\begin{aligned} \langle z^2 \rangle &= 2 \left(\frac{F_n}{2\pi}\right)^2 \left\{ 2T_0 \left\{ \tau - T_0 \left(1 - e^{-\frac{\tau}{T_0}}\right) \right\} \right. \\ &\quad \left. - 2T_0 \left\{ \tau - t_1 + t_2 - T_0 \cdot e^{-\frac{t_1 - t_2}{T_0}} + \frac{T_0}{2} e^{\frac{\tau}{T_0}} \left(e^{-\frac{t_1 - t_2}{T_0}} + e^{\frac{t_1 - t_2}{T_0}} \right) \right\} \right\} \end{aligned} \quad (24)$$

$$\tau \leq t_1 - t_2$$

$$\langle z^2 \rangle = 2 \left(\frac{F_n}{2\pi}\right)^2 \left\{ 2T_0 \left\{ \tau - T_0 \left(1 - e^{-\frac{\tau}{T_0}}\right) \right\} - T_0^2 \left(e^{-\frac{\tau}{T_0}} + e^{\frac{\tau}{T_0}} - 2 \right) e^{-\frac{t_1 - t_2}{T_0}} \right\} \quad (25)$$

となる。 $T_0 = 0.01 \sim 10$ の値に対して(24)、(25)を数値計算をした結果から、 $\langle z^2 \rangle$ を以下の式で近似した。

$$\langle z^2 \rangle = 4 \left(\frac{F_n}{2\pi}\right)^2 T_0 \left\{ \tau - T_0 \left(1 - e^{-\frac{\tau}{T_0}}\right) \right\} \left(1 - e^{-\frac{t_1 - t_2}{T_0} \frac{5}{6}}\right) \quad (26)$$

(26) 式を(18)式に代入し、自己相関関数 $R(t_1, t_2)$ を求めると、

$$R(t_1, t_2) = e^{j\omega_b(t_1-t_2)+B} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\{-B \cdot e^{-\frac{|t_1-t_2|}{T_0}}\}^n}{n!} \quad (27)$$

となる。ただし $B = -2F_n^2 T_0 \left\{ \tau - T_0 \left(1 - e^{-\frac{\tau}{T_0}}\right) \right\}$

故に、パワースペクトル密度 $P_D(\omega)$ は

$$P_D(\omega) = \int_0^{T_0} dt_1 \int_0^{T_0} dt_2 R(t_1, t_2) e^{-j\omega(t_1-t_2)} \quad (28)$$

$t_1 - t_2 = T$ とおくと

$$= \int_{-T_0}^{T_0} (T_0 - |T|) R(T) e^{-j\omega T} dT = 2 \cdot e^B \cdot \sum \frac{(-B)^n}{n!} \cdot H$$

$$H = \frac{\frac{T_0}{T_0} \cdot C}{\left(\frac{C}{T_0}\right) + \omega_1^2} - \frac{2 \frac{\omega_1}{T_0} C}{\left\{\left(\frac{C}{T_0}\right)^2 + \omega_1^2\right\}^2} \sin \omega_1 T_0 \cdot e^{-\frac{T_0}{T_0} C}$$

$$+ \frac{\omega_1^2 - \left(\frac{C}{T_0}\right)^2}{\left\{\left(\frac{C}{T_0}\right)^2 + \omega_1^2\right\}^2} \left(1 - \cos \omega_1 T_0 \cdot e^{-\frac{T_0}{T_0} C}\right)$$

となる。ただし $C = 5n/6$ $\omega_1 = \omega - \omega_b$ である。

(28) 式は、 $F_n = 0$ において

$$P_D(\omega) = \left\{ \frac{\sin \frac{(\omega - \omega_b) T_0}{2}}{\frac{\omega - \omega_b}{2}} \right\}^2 \quad (29)$$

となり、理想的な場合のパワースペクトル分布を示す。

3.3 正弦波が重畳した場合

瞬時周波数 $f_i(t)$ は

$$f_i(t) = f_0 + \frac{F}{T_0} + \Delta f_H \cos(\Omega t + \theta) \quad (30)$$

とおく。ただし Δf_H , Ω , θ はそれぞれ雑音成分の最大周波数偏移, 角周波数, 初期位相角とする

相乗検波により得られるビート信号の角位相は

$$\varphi_b(t) = 2\pi \int_{t-\tau}^t f_i(t) dt \quad (31)$$

$$= w_0 \tau - w_b \cdot \frac{\tau}{2} + w_b \cdot t + r \cdot \cos \left(\Omega t - \frac{\Omega}{2} \tau + \theta \right) \quad (32)$$

ただし, $r = \frac{4\pi \Delta f_H}{\Omega} \sin \frac{\Omega \tau}{2}$, $A = w_0 \tau - w_b \frac{\tau}{2}$ とする.

従って, ビート信号の複素表示を $\tilde{x}(t)$ とおくと

$$\tilde{x}(t) = e^{j\varphi_b(t)} \quad (33)$$

となる。ところで n 次の第一種ヘッセル関数の公式より

$$e^{jr \cos(\Omega t - \frac{\Omega \tau}{2} + \theta)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(r) e^{j(n(\Omega t + \theta + \frac{\pi}{2} - \frac{\Omega}{2} \tau) + A - w_b t)} \quad (34)$$

(34) 式を (33) 式に代入すると

$$\tilde{x}(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(r) e^{j(n(\Omega t + \theta + \frac{\pi}{2} - \frac{\Omega}{2} \tau) + A - w_b t)} \quad (35)$$

となる $\tilde{x}(t)$ のフーリエ変換を $E(j\omega)$ と置くと

$$\begin{aligned} E(j\omega) &= \int_0^{T_0} \tilde{x}(t) e^{-j\omega t} dt \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(r) e^{j(A+n(\theta+\frac{\pi}{2}-\frac{\Omega}{2}\tau))} \\ &\quad \int_0^{T_0} e^{j(n\Omega + w_b - \omega)t} dt \end{aligned}$$

故に $P_0(\omega)$ は

$$P_0(\omega) = \overline{\overline{E(j\omega)}} \cdot E(j\omega) \quad (36)$$

$$= \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \sin \frac{(2nP + Q_n T_0)}{2} \right\}^2 + \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \cos \frac{(2nP + \theta_n T_0)}{2} \right\}^2$$

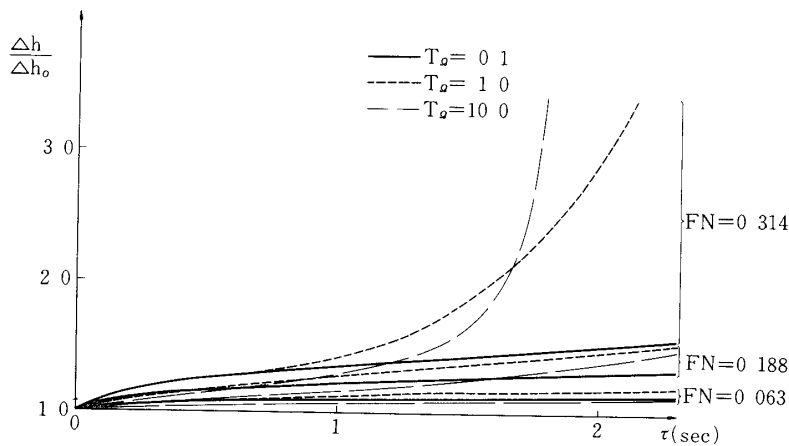
ただし, $\overline{\overline{E(j\omega)}} = E(j\omega)$ でありさらに, $P = \theta + \frac{\pi}{2} - \frac{\Omega}{2} \tau$, $Q_n = \omega - w_b - n\Omega$,

$A_n = J_n(r) \cdot \frac{2}{Q_n} \cdot \sin \frac{Q_n T_0}{2}$ である.

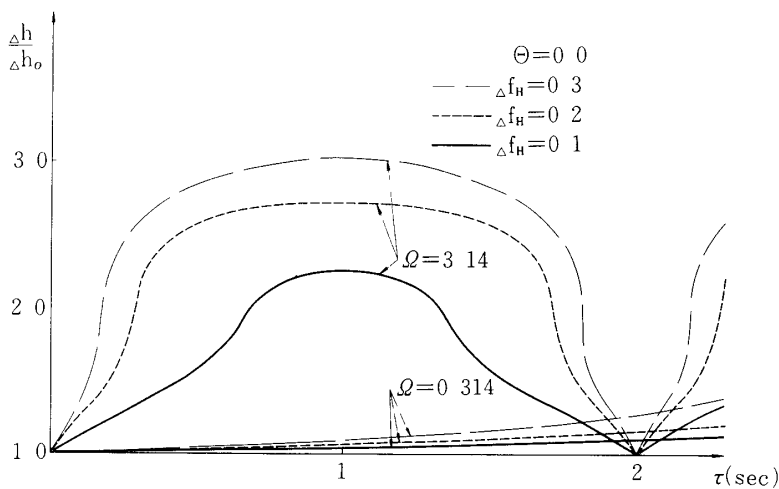
(36)式において $r=0$ なるときが理構想的な場合のスペクトル分布を示す。また, $J_n(r)$ の値は, $r \leq n$ なる n に対して急速に小さくなる為 r より大きな n の項は無視できる

3.4 解析の結果

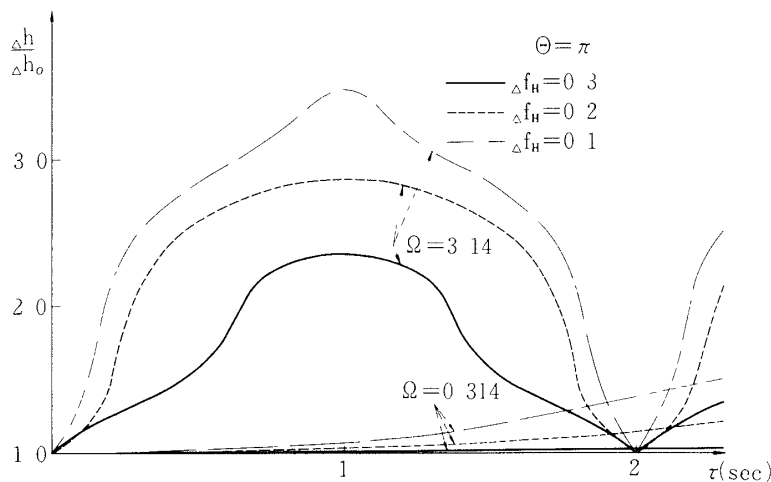
第4図はガウス雑音に変調波に重畳した場合の τ と分解能比の関係プロットしてある。ここでは、パラメータが $T_0 = 5$, $F_n = 0.063, 0.188, 0.314$, $T_d = 0.1, 1.0, 10.0$ 秒の値について計算した結果が示されている。一般的な傾向として τ の値が大きくなると分解能比が大きくなり分解能が低下することを示している。特に、大きな F_n 値に対しては急速な分解能低下を示し $F_n = 0.314$ の場合 $\tau > 1$ で分解能が急激に低下していることがわかる。また、ある F_n の値に対し $T_d = 0.1, 1.0, 10.0$ の場合をプロットしてあるが、 $\tau < 1$ では、 T_d 値が大きいほど τ に対する分解能比増分が小さいのに対して、 $\tau > 1$ にお



第4図 変調波にガウス雑音が重畳した場合



第5図 (a) 変調波に正弦波が重畳した場合



第5図 (b)

いては逆になっている。これは、 $T_d \gg \tau$ の場合の自己相関関数が (22) 式を用いることによって $\exp\{-\tau^2 F_n^2\}$ に比例した形で表わせるのに対し、 $T_d \ll \tau$ においては、 $\exp\{-T_d \cdot \tau \cdot F_n^2\}$ に比例した形で表わせることから理解できる。

第5図は、正弦波が重畳した場合に関して (11) 式を τ に対してプロットしたものである。第5図(a)はパラメータ $\theta = 0.0$ の場合、第5図(b)は $\theta = \frac{\pi}{2}$ の場合を示す。また、 $\Delta f_H = 0.1, 0.2, 0.3$ 、 $\Omega = 0.314, 3.14$ の値に付いて計算した結果を示す。この場合ヒート周波数の側帯波が Ω の整数倍で存在し、変調指数 r の値が小さいほどパワースペクトルの分散が小さく $r = 0$ で理想的なパワースペクトル分布を示す。また、分解能比が τ の値に対して波動状を示すのは、変調指数 r に $\sin \frac{\Omega \tau}{2}$ が含まれることによる。

スペクトル強度比は、分解能比の逆数として求まるが分解能比が大きな値になるほどスペクトル強度比が小さくなり、探査距離を制限する場合もありうるということが理解できる。

4. 結 び

FM-CW ソータを実現するために、FM波の非直線性と側距限界との関係について検討した。その結果、非直線性の原因がカウス雑音による場合は、探査距離が大きくなるほど中心スペクトル w_b からのスペクトルの分散が大きく分解能が急速に低下する傾向を示した。一方、正弦波が重畳した場合は、分解能が探査距離に対して波動状に悪化する傾向を示した。

エコー強度は、分解能の低下に比例して小さい値を示す。従って、測定距離を大きくするには、 F_n および Δf_H 値を十分小さくしスペクトルの分散を小さくおさえることが必要である。

実際に、 F_n および Δf_H の値として 0.3 程度の選定は可能であり、 $T_d = 0.1 \sim 10$ 、 $\Omega = 0.314 \sim 3.14$ 程度で理想的な場合の分解能 $\Delta h_0 = 1$ m が 3 m まで大きくなることを認めるならば数 100 m の測距は可能である。

5. 謝 辞

本研究に際し，東大宇宙航空研究所の伊藤紘二助教授および本山登夫助手に有益なる討論や御協力を載いたことに心から謝意を表する。

1977年 1月 8日 計測部

参 考 文 献

- [1] L. G. McAllister, 1968 Acoustic sounding of the lower troposphere. *Jour. Atm Terr. Phys.*, Vol. 30, pp. 1439-1440.
- [2] M. Fukushima, K. Akita and I. Kasuya, 1971 Experiments on the lower troposphere using an acoustic sounder *Rev Radio Res Labs.*, Vol. 17, No. 92, pp. 401-406
- [3] J. H. Richter, 1969 High resolution tropospheric radar sounding *Radio Science*, Vol. 4, No. 12, pp. 1261-1268.
- [4] J. H. Richter, D. R. Jensen, R. A. Pappert and V. R. Noonkester, 1973: New developments in FM-CW radar sounding *B.L.M.*, Vol. 4, Nos. 1, 2, 3 and 4, pp. 179-199.