

東京工業大学 正員 吉田 裕

東京工業大学 正員 増田陳紀

佐竹昭夫

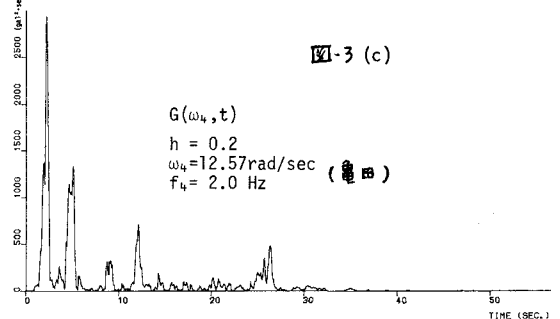
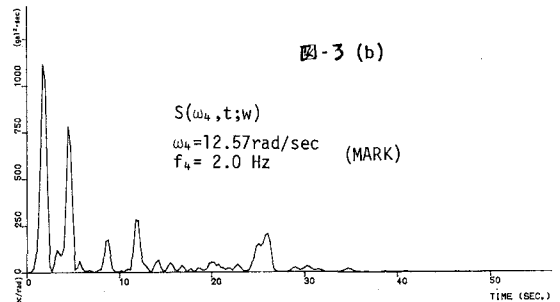
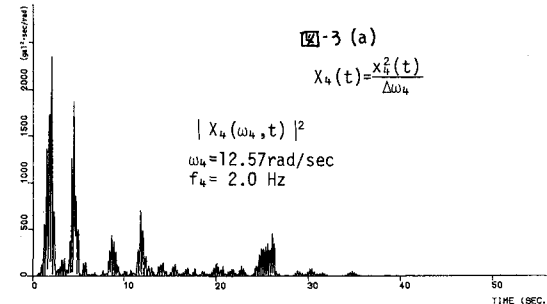
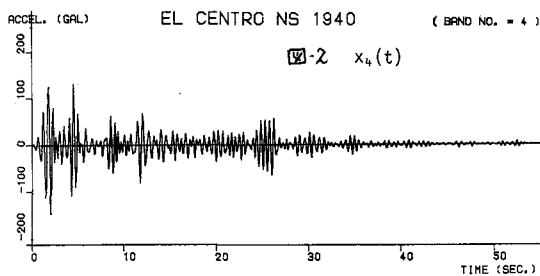
耐震設計に確率論的手法が取り入れられるようになってから、地震加速度波の振幅および周波数成分の時間的変動に着目した研究が行われている (Page, C.H., 1952; Liu, S.C., 1970; 龜田, 1975; 星谷, 1976; etc.)

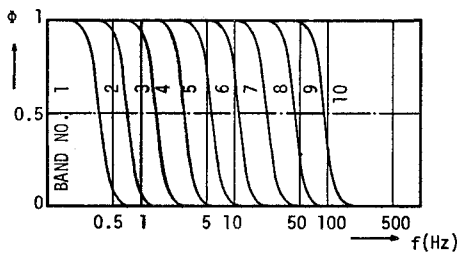
本研究は、測定結果として得られた地震加速度記録を対象として、1つの確定サンプリング関数の非定常パワースペクトルを数値解析上と比較考察したものである。ここで取り上げる計算法は、着目周波数を中心とした帯域フィルターを通しての出力を対象とするものであって、本法的にはこれまでによく取り上げられてきた方法である。スペースの制約があるので、ここでは詳細な議論は省略し、議論のための資料としての計算結果を列举するにとどめる。ここで対象とした1つの確定サンプリング関数 $x(t)$ は、1940年 EL Centro 記録の NS 成分である。

元 $x(t)$ を対数軸で等間隔にとった8つの周波数領域 (図-1における No. 2~9) および残された低周波領域 (No. 1) および高周波領域 (No. 10) に含まれる成分に分離した結果を $x_i(t)$ とし、 $X_i = x_i^2(t)/\Delta\omega_i$ (ここに、 $\Delta\omega_i = 2\pi\Delta f_i$ は、部分周波数領域 No. i の振動数幅である) の1例 X_4 (中心周波数 $f_4 = 2.0$ Hz) を x_4 と共に示したのが図-2および図-3(a)である。これと比較するために、対応する周波数に対する Mark の定義に基づく結果 (Mark, W.D., 1970: ウィンドウ関数は、底辺を $3T_i$ (T_i は対象とする波の周期) にとった三角形) および龜田の定義に基づく結果 ($h_0 = 0.2$ とし、移動平均はとっていない) を図-3(b), (c) に示した。

非定常パワースペクトルを定義するとき、 X_i の包絡線として定義するか、 X_i の時間平均 $\langle X_i \rangle$ と対応させるための包絡線の $1/2$ として定義するかによって、その値は2倍だけ異なるが、ここでは一応包絡線として定義した。非定常パワースペクトル $G(\omega_i, t)$, $i = 2 \sim 9$ を図-4(a)~(h) に示した。図中、局部的に負の値をとる部分が存在するが、これは包絡線をなめらかな曲線で表現するための数値計算上生じたものである。

原サンプリング関数の2乗元 $x^2(t)$ (図-5(a)) の包絡線の $1/2$ (図-5(b)) を $\int_0^\infty G(\omega, t) d\omega$ に対応する値 $\sum_i G(\omega_i, t) \Delta\omega_i$ (図-5(c)) と比較して示したものが図-5である。





BAND NO.	f_1 (Hz)	f_c (Hz)	f_u (Hz)
1	—	—	0.354
2	0.354	0.5	0.707
3	0.707	1.0	1.414
4	1.414	2.0	2.828
5	2.828	4.0	5.657
6	5.657	8.0	11.314
7	11.314	16.0	22.627
8	22.627	32.0	45.255
9	45.255	64.0	90.510
10	90.510	—	—

図-1 部分周波数領域 (f_x : 下限, f_c : 中心, f_u : 上限)

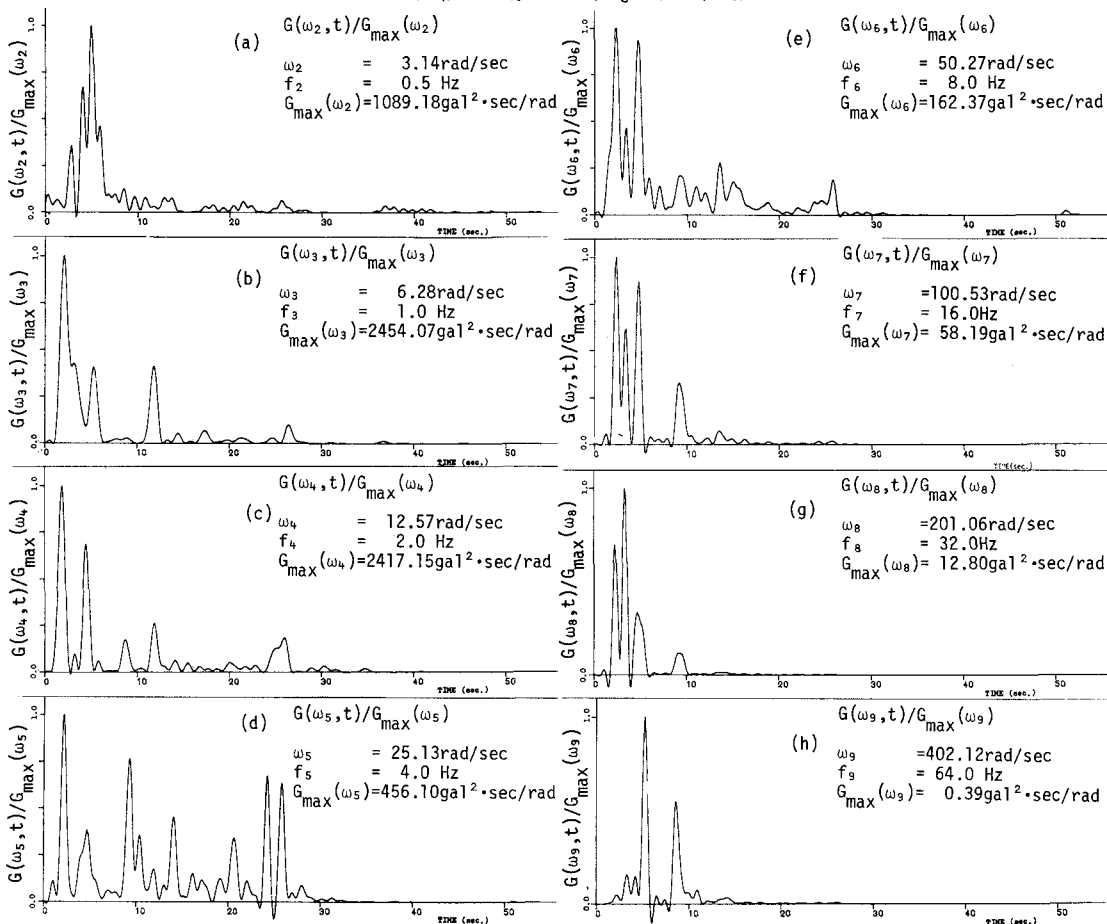


図-4 非定常パワースペクトル $G(\omega_i, t)$

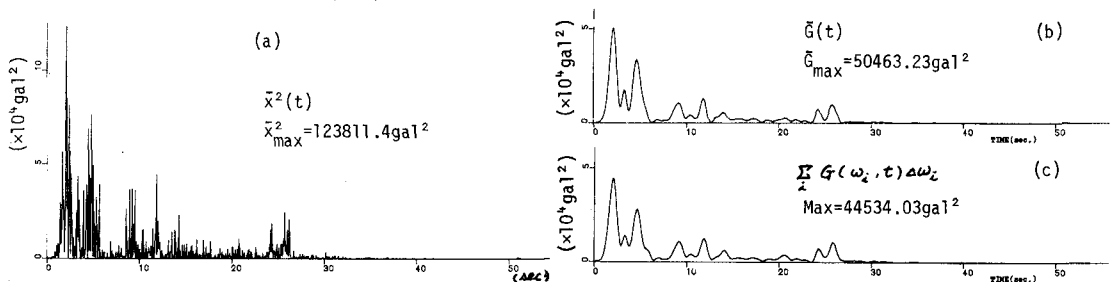


図-5 $\bar{x}^2(t)$ の記録線 $\frac{1}{2} \times \int_0^{\infty} G(\omega, t) d\omega \approx \sum_i G(\omega_i, t) \Delta\omega_i$