

Wigner 分布による信号の時間-周波数平面上の表現*

Time-frequency Representation of Signal by Wigner Distribution

川 浦 淳¹⁾ 鈴木 英 男²⁾ 小 野 隆 彦³⁾
Junichi Kawaura Hideo Suzuki Takahiko Ono

要 約

Wigner 分布は、信号を時間-周波数平面上で表現するための手段として、最近注目を集めているものである。本報告ではまず、Wigner 分布と同じ目的で提案されている他の方法との比較検討を行い、その特徴を述べる。つぎに、Wigner 分布の計算方法と干渉項の問題について述べる。応用例としては、代表的な信号波形に対して、auto-Wigner 分布を適用した結果、また、cross-Wigner 分布を用いて時間毎の音響インテンシティスペクトルを求める方法について述べる。最後に、自動車騒音への適用例として、ガラ音を auto-Wigner 分布を使って、分析した例について述べる。

1. はじめに

声紋やスペクトログラムなどのように、複雑な時間波形を持つ信号を、時間軸と周波数軸とからなる2次元平面（以下、 t - f 平面と略す）上で表現することは、普通に行われている。これは、信号を時間軸または周波数軸のみで捉えるのではなく、スペクトルが時間的にどのように変化するかを調べることにより、より多くの情報が得られる場合があるからである。しかしながら、上記の方法では、周波数分解能を上げようとしてフィルタの帯域幅を狭くすると、応答が遅くなり、時間分解能が低下するという問題がある。同様に、時間分解能を上げるため、FFT 分析する際の時間窓を狭くすると、周波数分解能が低下する。このように従来の方法では、目標とする分解能を両軸共に実現することが困難な場合がある。

このような状況において最近注目されているのが、Wigner 分布である。Wigner 分布は1932年にWigner⁽¹⁾

によって量子力学の分野において提唱されたものである。おおまかに言うと、信号のエネルギー密度を t - f 平面上で表現する方法であると考えることができる。

Wigner 分布は他の同様な表現法と比較して、最も高い分解能を有すると言われており、近年、Claasen と Mecklenbrauker⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾ によって見直され、また Janse と Kaizer⁽⁵⁾⁽⁶⁾ によりスピーカ特性評価への応用が取り上げられた。また国内においては、Wigner 分布の騒音や楽器音への応用が試みられている⁽⁷⁾⁽⁸⁾⁽⁹⁾。これらの応用例は全て auto-Wigner 分布であるが、筆者らは cross-Wigner 分布を音響インテンシティ計測に応用することを試みている⁽¹⁰⁾。また最近では、Wigner 分布の特徴の一つである干渉項（後述）を低減する方法も提案されている⁽¹¹⁾。Poletti は周波数掃引計測法と Wigner 分布との関連を明らかにし⁽¹²⁾、また、discrete Wigner distribution と discrete ambiguity function を求める理論的基礎を述べている⁽¹³⁾。このように、Wigner 分布の理論およびその解釈、更に応用に関して、現在もなお多くの報告がなされており、その発展が今後おおいに期待できるものである。

本報告ではまず、信号を t - f 平面上で表現する種々の方法の比較検討を行い、Wigner 分布の特徴を明らかにする。また、具体的に Wigner 分布を計算する方法を、干渉項の発生と関連して述べる。更に cross-Wigner 分布を音響インテンシティ計測に応用した結果について述べる。最後に、自動車騒音への具体的な応用例として、デファレンシャルギヤから発生するガラ音を、Wigner 分布を用いて分析した例について述べる。

2. 信号の t - f 平面上における種々の表現法

2. 1. Spectrogram

信号を t - f 平面で表現する方法として、従来から最も一般的に用いられているものであり、時間関数 $x(t)$

*昭和63年9月5日受付。

1)・2)・3) (株)小野測器音響技術研究室(163 新宿区西新宿2-4-1)。

の時刻 t の近傍における信号のみを取り出し、その平均パワースペクトルを時刻 t におけるパワースペクトルとする方法である。時間窓の関数を $w(t)$ とすると、注目する時刻 t において時間窓の重みをつけた関数は

$$x_w(t, \tau) = x(t + \tau) w(\tau) \quad (1)$$

となる。 $x_w(t, \tau)$ の平均パワースペクトルは

$$p_s(t, f) = \left| \int_{-T/2}^{T/2} x_w(t, \tau) e^{-j2\pi f \tau} d\tau \right|^2 / T \quad (2)$$

で与えられる。ここで T は時間窓長である。これを t - f 平面にプロットしたものが spectrogram である。

spectrogram の定義は非常に分かりやすく、また FFT アナライザを用いて容易に計算することもできる。しかし、 T を大きくすると時間分解能が低下し、それを小さくすると周波数分解能が低下するという欠点がある。

spectrogram は信号の Wigner 分布と時間窓の Wigner 分布とのコンボリューションで与えられることが知られている。

2. 2. Page, Levin, および Rihaczek の 瞬時パワースペクトル

次に、Page, Levin および Rihaczek により与えられた瞬時パワースペクトルの定義について考える。それらは物理的に理解しやすい仮定をもとに導出されたものである⁽¹⁴⁾。まず、信号 $x(t)$ の時刻 t までの部分のエネルギースペクトルを次式で求める。

$$|x_i^-(f)|^2 = \left| \int_{-\infty}^t x(t') e^{j2\pi f t'} dt' \right|^2 \quad (3)$$

これを t で微分することにより、Page の定義による瞬時パワースペクトルが求められる。

$$p_P(t, f) = \frac{\partial}{\partial t} |x_i^-(f)|^2 \\ = \text{Re} [2x(t) X_i^-(f) e^{j2\pi f t}] \quad (4)$$

これが Page によって定義された瞬時パワースペクトルである。この定義によれば、信号 $x(t)$ のエネルギーの t - f 平面上的分布は、時刻 t 以前の信号のみにより決められる。

一方、信号 $x(t)$ の時刻 t 以後のエネルギーを用いて瞬時パワースペクトルを次式のように定義することも可能である (Levin)。

$$p_L(t, f) = -\frac{\partial}{\partial t} |X_i^-(f)|^2 \\ = \text{Re} [2x(t) X_i^-(f) e^{j2\pi f t}] \quad (5)$$

これは $p_P(t, f)$ とは逆に、現時点以後の時間信号から現時点のスペクトルが決められるとするものである。

上記二つの平均をとったものが Rihaczek による瞬時パワースペクトル (実数成分) の定義である。

$$p_R(t, f) = [p_P(t, f) + p_L(t, f)] / 2 \\ = \text{Re} [x(t) X(f) e^{j2\pi f t}] \quad (6)$$

ここで、 $X(f)$ は $x(t)$ のフーリエ変換
($= X_i^-(f) + X_i^+(f)$)

である。(4) ~ (6) 式に共通していることは、 $x(t) = 0$ を満たす時刻においては、全ての周波数における分布がゼロとなることである。これは瞬時パワースペクトルの定義に、強い制約条件を課していることになる。

$p_P(t, f)$ および $p_L(t, f)$ の定義は時間に関しては厳密に正しい。しかし、時刻 t におけるスペクトルが $|x_i^-(t, f)|^2$ または $|x_i^+(t, f)|^2$ の時間微分に等しい、とおいているところに無理があるように思われる。

2. 3. Wigner 分布

$x(t)$ の自己相関関数は一般的に

$$R_{xx}(t_1, t_2) = \langle x(t_1) x(t_2) \rangle \quad (7)$$

で表わされる。確定的信号の場合には期待値の記号 $\langle \rangle$ を省くことができ、さらに変数 t_1, t_2 の代わりに t, τ を用いると

$$R_{xx}(t, \tau) = x(t + \tau/2) x(t - \tau/2) \quad (8)$$

と表すことができる。ここで t_1 と t_2 の時間差 τ を、半分ずつ振り分けることによってのみ、 $R_{xx}(t, \tau)$ は τ に関して偶関数となる。また後述のような相互相関関数の場合に、二つの関数 $x(t), y(t)$ に等しく τ を分配することは、時間差の情報を平等に $R_{xy}(t, \tau)$ に反映するためにも重要である。(8) 式の τ に関するフーリエ変換を Wigner 分布と定義する。

$$W_{xx}(t, f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t + \tau/2) x(t - \tau/2) e^{-j2\pi f \tau} d\tau \quad (9)$$

(9) 式の Wigner 分布の定義は、定常信号に関して成立する相関関数とパワースペクトルとの Wiener-Khinchine の関係を、非定常信号の領域まで拡大して適用したものと考えることができる⁽¹⁴⁾。

2. 4. 各種の t - f 平面表現法の満たす性質

今までに述べた信号の各種の t - f 平面における表現法が、どのような性質を満たすかについて考える。ここで考察する性質は以下に示す 10 の性質である。なお便宜上、実関数 $x(t)$ の t - f 平面上における性質を表すものとして $C_x(t, f)$ を用いる。

$$P_i. \int_{-\infty}^{\infty} C_x(t, f) df = |x(t)|^2$$

表1 各種の t - f 分布の満たす性質

spectrogram	$P_s(t, f)$	$P_3 - P_5, P_{10}$
Page	$P_p(t, f)$	$P_1 - P_6$
Levin	$P_L(t, f)$	"
Rihaczek	$P_R(t, f)$	$P_1 - P_9$
Wigner	$W_{xx}(t, f)$	"

$$P_2. \int_{-\infty}^{\infty} C_x(t, f) dt = |X(f)|^2$$

$$P_3. y(t) = x(t - t_0) \text{ の時, } C_y(t, f) = C_x(t - t_0, f)$$

$$P_4. y(t) = x(t) e^{j2\pi f t} \text{ の時, } C_y(t, f) = C_x(t, f - f_0)$$

$$P_5. C_x(t, f) = C_x^*(t, f) \text{ (} C_x(t, f) \text{ は実関数)}$$

$$P_6. \text{もし } x(t) = 0 \text{ (} |t| > T \text{) の時, } C_x(t, f) = 0 \text{ (} |t| > T \text{)}$$

$$P_7. \text{もし } X(f) = 0 \text{ (} |f| > F \text{) の時, } C_x(t, f) = 0 \text{ (} |f| > F \text{)}$$

$$P_8. \int_{-\infty}^{\infty} t C_x(t, f) dt / \int_{-\infty}^{\infty} C_x(t, f) dt = t_x(f) \text{ (群遅延)}$$

$$P_9. \int_{-\infty}^{\infty} f C_x(t, f) df / \int_{-\infty}^{\infty} C_x(t, f) df = f_i(t) \text{ (瞬間周波数)}$$

$$P_{10}. C_x(t, f) \geq 0 \text{ (} -\infty \leq t \leq +\infty, -\infty \leq f \leq +\infty \text{)}$$

P_1, P_2 は, $C_x(t, f)$ を $x(t)$ の t - f 平面上におけるエネルギーの分布と見なすために, 是非とも満足されるべき性質である。 P_3, P_4 は, $x(t)$ の時間または周波数軸上の移動が, それぞれ $C_x(t, f)$ の時間または周波数軸上の移動に等しい, という性質である。 P_6, P_7 は信号 $x(t)$ と $X(f)$ のそれぞれの軸における広がり範囲内に $C_x(t, f)$ があることを示す。 P_{10} は $C_x(t, f)$ が常に正であるという性質であり, $C_x(t, f)$ を t - f 平面上のエネルギー分布と見なすために望ましい性質である。しかし瞬間パワーは正でも, 瞬間パワースペクトルは負になっても良いと考えるべきであろう。表1は前述の5種の t - f 分布の表現法とそれらの満たす性質を示したものである。 $p_s(t, f)$ は常に正であるが, 信号のエネルギーの t - f 平面上の分布と見なすための基本的な性質である P_1, P_2 を満たさない。 $p_p(t, f)$ と, $p_L(t, f)$ に関しては, $x(t) = 0$ となる時刻以外では $x_i^-(\tau), x_i^+(\tau)$ が不連続になるために, 周波数軸上での広がりが生じる (P_7 を満たさない) と考えられる。 $p_R(t, f)$ と $W_{xx}(t, f)$ とは P_{10} 以外の全ての性質を満たしている。前に述べたように $p_R(t, f)$ は $x(t) = 0$ の時 $p_R(t, f) = 0$ であり, これを $x(t)$ の t - f 平面上におけ

るエネルギー分布としての必要条件と見なせば, $p_R(t, f)$ の方が $W_{xx}(t, f)$ より優れているとも言える。ただし, 文献(5)で述べられているように, 表1の7種の $C_x(t, f)$ は全て Cohen クラスの分布と考えられ, その中で Wigner 分布が最も広がり (smearing) の少ない分布であると言われている。この様な理由から, スペクトルの時間毎の変化を調べる方法として, Wigner 分布は他の分布よりも優れていると言えよう。

ここで注意すべきことは, t - f 平面で, 現象を厳密に記述することは不可能ということである。そのために, Page や Levin のように物理的に一見妥当に見えても, 矛盾が生じることになる。このことはそのような試みで定義される全ての分布に関して共通であり, 得られる結果を従来の概念で厳密に解釈しようとするとう無理が生じる。

3. 瞬時音響インテンシティスペクトルの cross-Wigner 分布による定義

二つの時間信号 $x(t)$ と $y(t)$ とを取り扱う場合には (9) 式に対応して cross-Wigner 分布 $W_{xy}(t, f)$ を次のように定義できる。

$$W_{xy}(t, f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t + \tau/2) y^*(t - \tau/2) e^{-j2\pi f \tau} d\tau \tag{10}$$

上式は時間信号をもとに cross-Wigner 分布を定義しているが, $x(t)$ と $y(t)$ のフーリエ変換である $X(f), Y(f)$ を用いて定義することもできる。

$$W_{xy}(f, t) = \int_{-\infty}^{\infty} X(f + \xi/2) Y^*(f - \xi/2) e^{j2\pi \xi t} d\xi \tag{11}$$

ここで $W_{xy}(t, f) = W_{xy}(f, t)$ であることが知られている。

この cross-Wigner 分布を, 最近騒音計測の分野でよく使われている, 音響インテンシティ法⁽¹⁵⁾へ応用することを考える。(10) 式において, $x(t), y(t)$ をそれぞれ音圧, 粒子速度とおくと cross-Wigner 分布は瞬時の音響インテンシティ $i(t, f)$ を与える。二つの近接したマイクロホン信号を $p_1(t), p_2(t)$ とすると, マイクロホンの中間点における音圧 $p(t)$ と軸方向の粒子速度 $u(t)$ のフーリエ変換は, それぞれ次式で近似される。

$$P(f) = [P_1(f) + P_2(f)] / 2 \tag{13}$$

$$U(f) = - [P_2(f) - P_1(f)] / j 2 \pi f d \tag{14}$$

ここで、 ρ は空気密度、 d はマイクロホン間距離である。これらを (11) 式に当てはめると、

$$\begin{aligned} W_{PV}(f, t) &= -\frac{1}{j4\pi f \rho d} \int_{-\infty}^{\infty} e^{j2\pi t \zeta} \\ &\quad (P_1 + P_2) (P_2^* - P_1^*) d\zeta \\ &= -\frac{1}{j4\pi f \rho d} \int_{-\infty}^{\infty} e^{j2\pi t \zeta} (P_1 P_2^* - P_2 P_1^* \\ &\quad + P_2 P_2^* - P_1 P_1^*) d\zeta \\ &= -\frac{1}{j4\pi f \rho d} \{W_{P_2 P_2^*}(f, t) - W_{P_1 P_1^*}(f, t) \\ &\quad + 2j \text{Im} [W_{P_1 P_2}(f, t)]\} \end{aligned} \quad (15)$$

上式の実数分は有効な瞬時音響インテンシティスペクトルと考えられ

$$i(f, t) = -\frac{1}{2\pi f \rho d} \text{Im} [W_{P_1 P_2}(f, t)] \quad (16)$$

上式は時間平均の音響インテンシティスペクトルをクロススペクトルによって求める方法として全く同じ形をしている。この応用例は第5章で述べる。

4. Wigner 分布の実用的計算方法

数値計算によって Wigner 分布の計算を行うためには、離散時間上の窓を用いた定義が必要である。以下、標本化、窓、解析信号の利用について順に考察する。

4. 1. 離散的 Wigner 分布

(discrete Wigner distribution)

最初に、連続時間関数 $x(t)$ 、 $y(t)$ に対する cross-Wigner 分布の定義式に変数変換を行い多少変形したものを示す。

$$W_{xy}(t, f/2) = \int_{-\infty}^{\infty} R(t, \tau) e^{-j2\pi f \tau} d\tau \quad (17)$$

$$R(t, \tau) = 2x(t+\tau) y^*(t-\tau) \quad (18)$$

次に、(17)、(18) 式を離散時間の式に書きかえる。標本化周波数を $f_s (= 1/T_s)$ として、 $t = nT_s$ 、 $\tau = mT_s$ 、 $2\pi f/f_s = \Omega$ とおき、さらに時刻 nT_s における関数 $x(t)$ の標本値を $x(n)$ と書くことにすると、(17)、(18) 式は次式となる。

$$W_{xy}(n, \Omega/2) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} R(n, m) e^{-jm\Omega} \quad (19)$$

$$R(n, m) = 2x(n+m) y^*(n-m) \quad (20)$$

(19) 式は、相互相関数列 $R(n, m)$ の、 m に関する離散的フーリエ級数 (DFS) の形式をしている。(19) 式と (20) 式で与えられるものは離散的 Wigner 分布 (discrete Wigner distribution) (以後 DWD と略

す。) と呼ばれる。ここで、角周波数 Ω_1 における DWD の値は、DFS の $2\Omega_1$ における値として求められることに注意しなければならない。DFS は、周波数軸上で周期 2π を持つため、DWD は、周波数軸上で周期 π を持つことになる。このことは、たとえ数列 $x(n)$ 、 $y(n)$ が、標本化定理を満足するように標本化されているとしても、 $|\Omega| > \pi$ の角周波数において非零の成分を持つ場合には、求められる DWD に折り返し歪が生じることを示している。したがって、DWD を求めるために連続信号を標本化する場合には、従来の標本化定理よりも厳しい条件が生じる。具体的には、標本化周波数を、信号に含まれる最高の周波数の4倍以上にとるか、逆に標本化周波数の $1/4$ 以下に信号を予め帯域制限しなければならない。

この、折り返しの問題にさえ注意すれば、時間軸を離散化しても、Wigner 分布の基本的性質は不変である。つまり、DWD においても、2. 4 節の P_1 から P_{10} までの性質は満足される。

4. 2. 窓を用いた DWD

DWD を有限の計算量で求めるために、窓関数を用いた定義を導入する。

長さ $M-1$ 点の重み関数 $W(m)$ ($|m| \leq M/2-1$ で非零の値を持つ。) を用いて、(19) 式を次式のように変形する。

$$W_{xy}(n, k) = \sum_{m=-M/2-1}^{M/2-1} R(n, m) W(m) e^{-j2\pi mk/M} \quad (21)$$

(21) 式は、相互相関数列 $R(n, m)$ にラグ m の関数として重みをかけ、積和を途中で打ち切ったものである。そこで、この重み関数 $W(m)$ を、ラグ窓関数と呼ぶことにする。

ラグ窓の導入により (21) 式は、有限長数列に対する離散的フーリエ変換 (DFT) の形となり、高速フーリエ変換の計算法を用いた数値計算が可能になる。もはや、角周波数は $M-1$ 点の離散値しかとり得ないので、DFT における習慣にならい、角周波数のかわりに component number の k を用いることにする。ただし、DFT の場合とは異なり、 $[0, M]$ の k に対し、 $[0, \pi]$ の角周波数が対応している。

実際の計算では、(21) 式のように相関数列を求めてから窓関数をかけるのではなく、窓関数を予めかけて切り出した時系列から相関数列を求めるほうが、後述する解析信号化などが都合がよい。この場合は、

$$W(m) = w(m) w^*(-m) \quad (22)$$

となるような窓関数 $w(m)$ を用意し、

$$R(n, m) = 2 \{x(n+m) w(m) \\ + y(n-m) w(-m)\}^* \quad (23)$$

のように相関数列を求めれば、(21) 式と全く同じ結果となる。

このように、ラグ窓を導入することで、DWD の実用的な計算が可能になる反面、本来の Wigner 分布の持つ性質の一部が失われる。そのため、ラグ窓を用いた DWD は、疑似 Wigner 分布 (pseudo Wigner distribution) (以後 PWD と略す。) と呼ばれる。例えば、有限のラグ窓を用いて計算された auto-Wigner 分布を時間方向あるいは周波数方向に加算しても、もはやその結果がパワースペクトルや瞬時パワーに一致する (P_1 , P_2) 保証がない。また、有限のラグ窓を用いることで、Wigner 分布に周波数方向のひろがり (smearing) が生じるため、周波数領域での finite support の性質 (P_7) は失われる。しかし、フーリエ解析における時間窓の使用 (短時間パワースペクトル等) と同様、ラグ窓を用い、数学的厳密性のある程度犠牲にして初めて、高い実用性が得られるのである。

なお、ラグ窓の長さは PWD における最も重要なパラメータであると言っても過言ではない。その決定法については参考文献(16) を引用されたい。

4. 3. 解析信号の利用

PWD を求めるために、連続信号を標本化するときには、前述したように、信号の帯域幅を標本化周波数の $1/4$ 以下に制限しなければならない。これは、標本化周波数の $1/4$ 以下の遮断周波数を持つ低域通過型フィルタを用いても実現できるが、解析信号を利用すれば、もっと巧妙な解決が得られる。

解析信号 (analytic signal) とは、時間の複素関数として表現される複素信号であり、その実数部と虚数部がヒルベルト変換対の関係にあるようなものである。さらに、解析信号のフーリエ変換は、負の周波数における値が零となるという性質を持っている。

ある実時系列 $x(n)$ に対して、実数部が $x(n)$ そのもので、虚数部が $x(n)$ の離散的ヒルベルト変換となるような複素時系列 $x_a(n)$ を求めることを、ここでは、解析信号化すると表現する。 $x(n)$ の DFT を $X(k)$ 、 $x_a(n)$ の DFT を $X_a(k)$ とすると、両者の間には次の関係がある。

$$X_a(k) = \begin{cases} 2X(k) & (k > 0) \\ X(k) & (k = 0) \\ 0 & (k < 0) \end{cases} \quad (24)$$

したがって、解析信号化することにより、時系列の持つ周波数帯域幅は $1/2$ になる。

また、正の周波数における DFT の値は、2 倍になるだけで、そのまま保存されている。もともと、実時系列の DFT では、負の周波数域における値と正の周波数域における値との間に共役複素数の関係があるため、正の周波数域のみから、もとの時系列を完全に復元可能である。つまり、正負どちらかの周波数域の情報は冗長であり、時系列を解析信号化しても、元の時系列の情報は一切失われまいと考えられる。

ある時系列の PWD と、解析信号化された時系列の PWD との関係は、DFT の場合と比べると多少複雑になる。まず、時系列に負の周波数の成分が含まれないため、正の周波数の成分と負の周波数の成分との間の干渉項は全く生じなくなる。このため、干渉項が半減する。次に、時系列の帯域幅が解析信号化により $1/2$ になるため、PWD の計算における折り返しによる重なりが生じない。ここで、重なりは生じないが、折り返しは生じていることに注意する必要がある。なぜなら、時系列の帯域は $[0, \pi]$ であるので、その PWD の計算結果の周波数帯域は $[0, 2\pi]$ となるのだが、前述のように角周波数が π のところで折り返しが生じるため、PWD の計算結果の $[\pi, 2\pi]$ の部分が $[-\pi, 0]$ の部分に現れることになる。しかし、時系列の負の周波数の成分が零であるため、PWD の負の周波数での値も零になり、重なりによる問題は全く生じない。さらに、このことを逆に利用して、PWD の計算結果の角周波数が $[-\pi, 0]$ の部分を $[\pi, 2\pi]$ として解釈することにより、 $[0, 2\pi]$ の計算結果を得ることができるようになる。

このように、解析信号を用いることで、Wigner 分布の実用性がより高まると考えられるが、その代償として、求められた Wigner 分布に、ヒルベルト変換に起因する、時間方向のひろがり (smearing) が生じ、時間領域での finite support の性質 (P_6) が失われることに注意しなければならない。

5. Wigner 分布の応用例

最後に、前節まで検討を行ってきた PWD の計算法を用いて、実際の信号の解析を行ってみた。

まず、auto-Wigner 分布を用いて、時間とともに周波数が増加するチャープ信号を解析した結果を図 1 に示

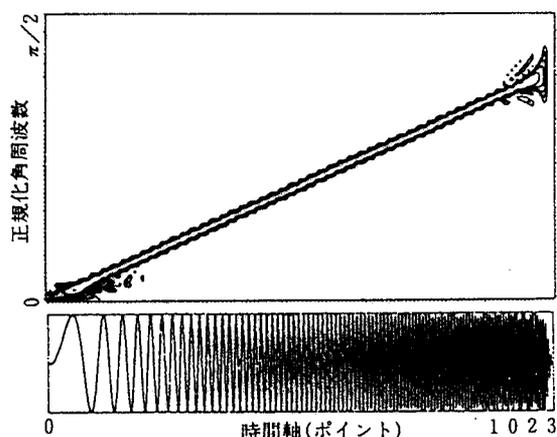


図1 Wigner 分布によるチャープ信号の解析結果

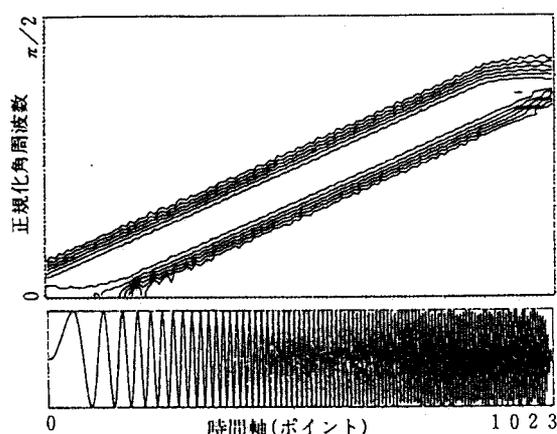


図2 spectrogram によるチャープ信号の解析結果

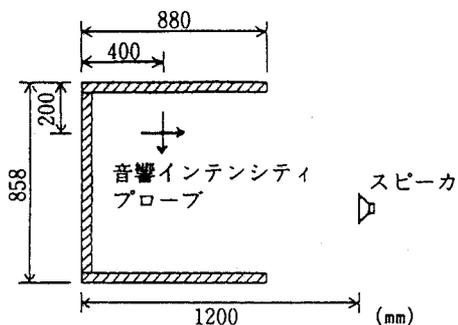


図3 瞬時音響インテンシティの実験における反射板の配置

す。spectrogram の場合は、図2のように、ひろがりが大きくなってしまいが、Wigner 分布では、ひろがりが多いが、つまり分解能が高い結果を得ることができる。

次に、cross-Wigner 分布を用いた瞬時音響インテンシティスペクトルの計算例を示す。図3のように、床、壁、天井に相当する3枚の反射板に囲まれた空間に、音源からバースト信号を放射し、測定点の上下左右の近傍4点における音圧を測定して、瞬時音響インテンシティスペクトルの垂直成分、水平成分を求めた。実験の目的は、Wigner 分布の高い時間一周波数分解能によって、さまざまな径路を伝播してくる反射音の強さと到来方向

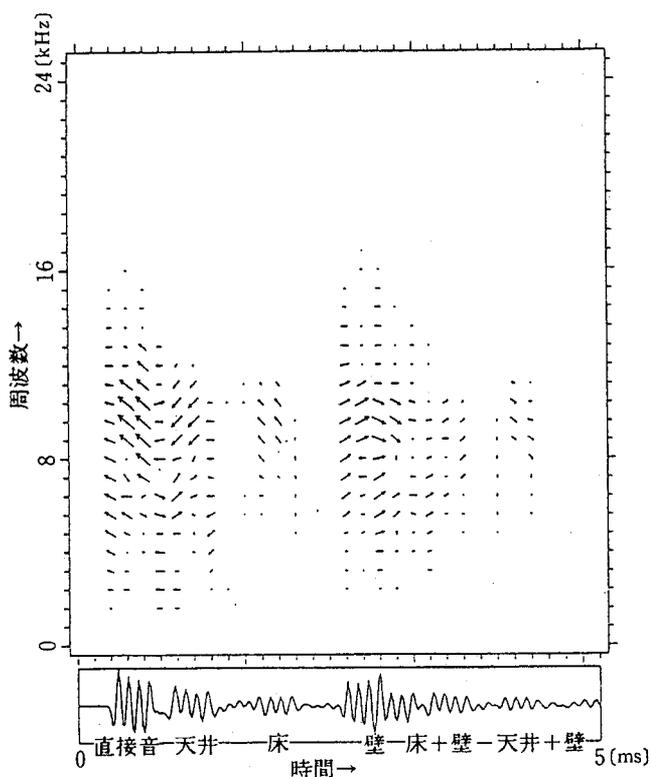


図4 瞬時音響インテンシティの実験結果のベクトル表示

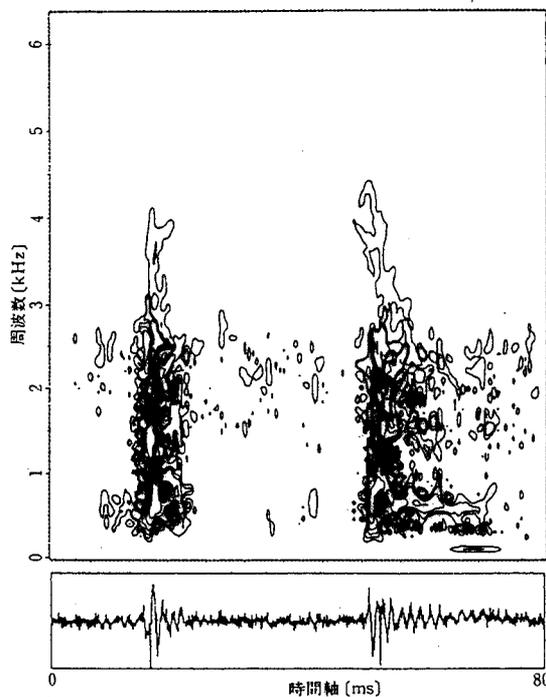


図5 Wigner 分布によるガラス音の解析結果

を知ることが可能かどうか調べることである。

放射した信号は、10 kHz の正弦波4波によるバースト信号で、オーディオ用トウイータから放射された。プ