

## 自由壁円柱群の配列による遮音

中西 俊之\*<sup>1</sup> 土屋 利雄\*<sup>1</sup> 網谷 泰孝\*<sup>1</sup>  
許 正憲\*<sup>1</sup> 新井 嘉人\*<sup>1</sup> 菊池 年晃\*<sup>2</sup>  
松田 和久\*<sup>2</sup>

潜水船や自航式ビークル等による海底調査、測位、通信には水中音波が広く活用されている。しかしながら、自走能力を持つ潜水船では、その動力源や減速歯車による雑音源を合わせ持っているため、音響機器の効率的な運用のためには雑音の低減化が不可避の問題である。雑音低減化の方法として、動力源等の改良による低雑音化や雑音源を適当な遮音材で遮蔽する方法等があるが、本稿では遮音材について検討する。水中における遮音には自由壁が有効であることが知られており、その一方法として自由壁円柱を配列し、円柱群による音波の多重散乱による遮音効果について理論と実験により調査した結果について述べる。また、自由壁円柱としてシリコンゴム平板に小径の中空円柱を配列した試料を作成し、その遮音特性を測定した結果について述べる。

キーワード：遮音材，自由壁円柱，中空円柱

## Sound Insulation by Arrayed Free Wall Cylinders

Toshiyuki NAKANISHI\*<sup>2</sup> Toshio TSUCHIYA\*<sup>3</sup>  
Yasutaka AMITANI\*<sup>3</sup> Masanori KYO\*<sup>3</sup>  
Yoshihito ARAI\*<sup>3</sup> Toshiaki KIKUCHI\*<sup>4</sup>  
Kazuhisa MATSUDA\*<sup>4</sup>

Under water acoustic technics are used for sea bottom surveys, positionings, communications, etc. by manned and unmanned submersibles. However, the free-swimming submersibles generate high-level noise which is caused by power supply units and gears. This noise disturbs the acoustic signals and it is necessary to reduce it. One way to reduce the noise level is to reduce the noise emission from the machineries themselves, and another way is to cover them by noise insulators. The

---

\*1 深海開発研究部

\*2 防衛大学校

\*3 Deep sea Technology Department

\*4 The Defense Academy

paper discusses the noise insulator. The paper discusses the noise insulator. It is well known that a free wall is an effective noise insulator in water. So we analyzed the sound insulation by linearly arrayed free-wall cylinders theoretically and by measuring. Further more, the measured results are described for silicone rubber plates in which parallel air cylinders with small diameter are arrayed straightly.

**Key word:** sound insulator, free wall cylinder, air cylinder

## 1 はじめに

近年、海洋及び海底資源等の調査が盛んに行われ、各国とも深海調査船や無人機の開発が行われている。これらの制御、測位及び通信には水中音波が広く活用されている。しかしながら、自走機能を有するビークルでは、その動力源やプロペラ及び歯車等の雑音源を内部に合わせ持っており、これらから発生する雑音は、海洋の周囲雑音レベルに比べかなり大きい。またビークルには小型化が要求されるため、音響機器を雑音源から十分に隔離するだけの空間が得られず、その効率的な運用には雑音の低減化が不可避の問題である。また海洋土木作業において、杭打などの音が漁獲に悪い影響を及ぼすといわれており、雑音の低減対策が必要となっている。

雑音を低減化する方法としては、第1には雑音源となる動力源等の改良による低雑音化がある。第2の方法として、雑音源を適当な遮音材で遮蔽してしまう方法がある。

空気中の遮音材としては、コンクリートやブロックなどの剛体に近い材料が主として用いられる。しかしながら、水中においては水の音響抵抗が大きいために完全な剛体壁としての境界条件は得にくく、その上に材料の大きさが制限される状況下では、大半の物質で音は透過してしまう。

水中においては、剛体壁とは逆に自由壁が遮音に有効なことが知られている。自由壁として気泡群による遮音も考えられているが、安定した気泡群の発生は難しく、高圧下で用いることを前提とすればさらに困難となる。そこで筆者等は自由壁に近い境界条件を有する平行円柱列を用い、その音場を計算によって再現することで円柱相互による散乱の音響的なメカニズム及び遮音効果の調査

を行った。

自由壁円柱配列体では、間隔が狭くなると各円柱で散乱される音波が別の円柱に到達し再び散乱される多重散乱の現象が生じる。これは自由壁円柱列を用いた遮音の原理となるものであり、音場に重大な影響を及ぼすものと考えられる。しかし、多重散乱波の入射経路と適用される境界条件及び遮音効果との関係は十分に検討されていない。そこで、平行直線配列円柱における多重散乱の解を導き、計算と実験結果の比較を行う。

また、高圧に耐える気柱配列の方法としてシリコンゴム平板中に気柱を配列した試料を作成し、遮音効果をもたらすことを確かめる。

## 2 理 論

均質媒質中を進行する平面波が、媒質中にある円柱を通過するとき、一部の音波は円柱によって散乱され円筒波を形成する。この散乱波によって作り出される音場は、入射波と散乱波の間に円柱表面で成立する境界条件を適用して波動方程式の解を求めることによって得られる。円柱表面における境界条件は円柱の材質によって弾性体壁として内部における横波の発生を考慮しなければならないが、水中の空気円柱、あるいは金属円柱でも横波の発生が無視できる状況にあれば、それぞれ自由壁あるいは剛体壁円柱に単純化して考えることができる。

円柱によって散乱される音波については古くから研究され、空気中の剛体円柱による音波の散乱は、Rayleigh<sup>1)</sup>やMorse<sup>2)</sup>が、弾性体円柱についてはFaran<sup>3)</sup>が、吸収性円柱についてはFlax<sup>5)</sup>など多くの研究があり、様々な場合の散乱パターンが計算されている。円柱列の多重散乱については

V. Twersky<sup>5)</sup> が理論解析を行っているが、実際の散乱音場はきわめて複雑で十分な検討はされていない。音場の解析については、まず1本の円柱の散乱パターンを求め、平行直線配列の1次散乱まで重ね合わせによって拡張してTwerskyの理論を適用の後、式を簡素化した。

## 2.1 1本の円柱の散乱音場

### 2.1.1 基本式

図1に示すように無限媒質中に無限長の円柱の中心軸をz軸とし、平面波がこの軸に垂直なx軸の方向から入射するものとする。入射波の速度ポテンシャルを $\psi_i$ とすると、この座標系(x, y, z)では、

$$\psi_i = A \exp(ikx - i\omega t) \quad \dots\dots\dots(1)$$

で表される。ここでAは入射波の振幅、 $\omega$ は角周波数、 $k$ は波数である。

円筒波散乱の計算に都合がよいように円筒座標(r,  $\theta$ , z)に変換し、

$$\left. \begin{aligned} x &= r \cos \theta \\ y &= r \sin \theta \\ z &= z \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(2)$$

とおくと、平面波の式は、

$$\psi_i = A \exp(ikr \cos \theta - i\omega t) \quad \dots\dots\dots(3)$$

となる。振幅を1としてこの式を展開すると、

$$\psi_i = \sum_{n=-\infty}^{\infty} i^n \cdot J_n(kr) \exp(in\theta) \quad \dots\dots\dots(4)$$

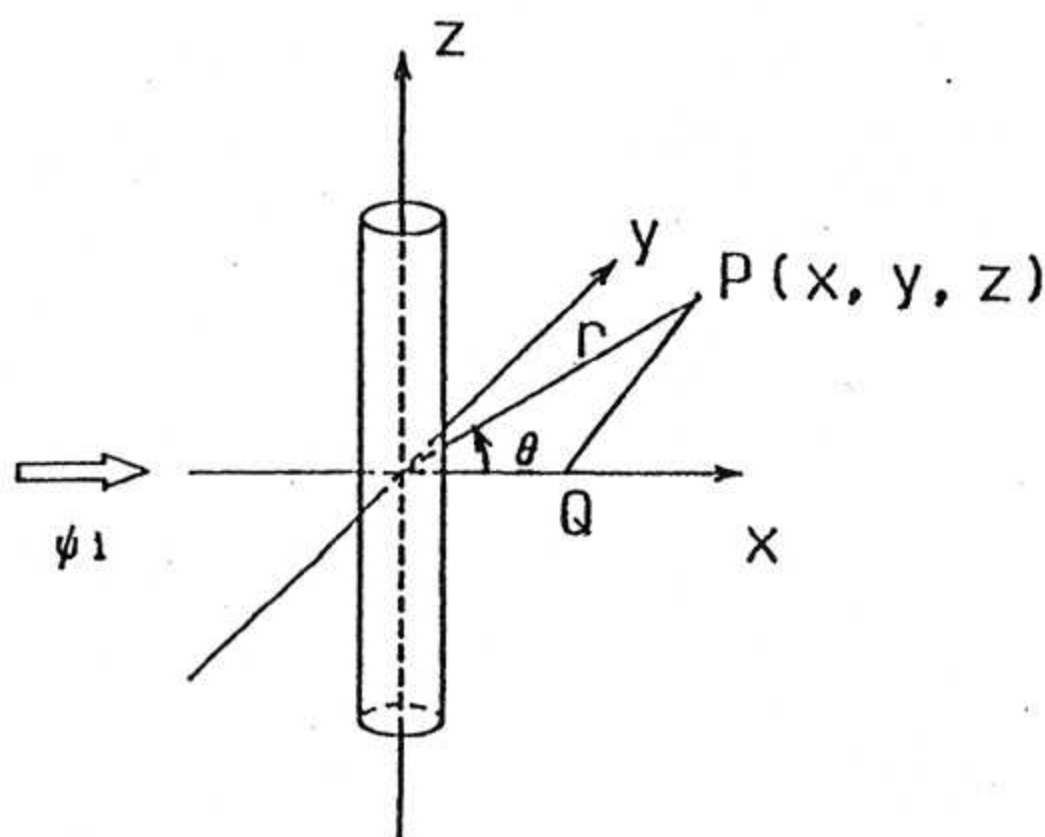


図1 円筒に対する入射波の座標  
Fig.1 Coordinates of incident wave for a cylinder.

ここで $J_n$ は第1種ベッセル関数である。

一方円柱によって散乱される音場は、円柱を新たな音源として円柱を中心とする外向円筒波で表わされる。従って散乱波の速度ポテンシャルを $\psi^1$ とすると、その一般形は

$$\psi^1 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n i^n H_n(kr) \exp(in\theta) \quad \dots\dots\dots(5)$$

で表わされる。ここで $H_n$ は第1種ハンケル関数である。

### 2.1.2 境界条件と散乱音場

一般の材質を用いた円柱では、媒質との境界面で弾性体壁を境界条件として横波の発生を考えなければならないが、ここでは簡単にするため特別な場合としての自由壁及び剛体壁の場合について考える。

#### (1) 自由壁円柱の散乱音場

円柱の境界面ですべての音圧が零になる場合、自由壁としての境界条件を満たす。円柱の半径をa、入射波の音圧を $P_i$ 、散乱波の音圧 $P_1$ の間には、

$$p_i + p_1 = 0, \quad (r = a) \quad \dots\dots\dots(6)$$

の関係が成立つ。音圧pと速度ポテンシャル $\psi$ の間には

$$p = -i\omega r \psi \quad \dots\dots\dots(7)$$

の関係があるから(6)式は(8)式に書換えられる。

$$\psi_i + \psi^1 = 0 \quad (r = a) \quad \dots\dots\dots(8)$$

この式に(4)及び(5)式を代入して散乱波の振幅係数 $A_n$ を求めると

$$A_n = -\frac{J_n(ka)}{H_n(ka)} \quad \dots\dots\dots(9)$$

で表わされる。従って散乱波 $\psi^1$ は

$$\psi^1 = -\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n(ka)}{H_n(ka)} i^n H_n(kr) e^{in\theta} \quad \dots\dots\dots(10)$$

である。自由壁円柱について、円柱から等距離円周上の代表的散乱パターンを図2に示す。

#### (2) 剛体壁円柱の散乱音場

円柱の境界面で径方向の粒子速度が零になる場

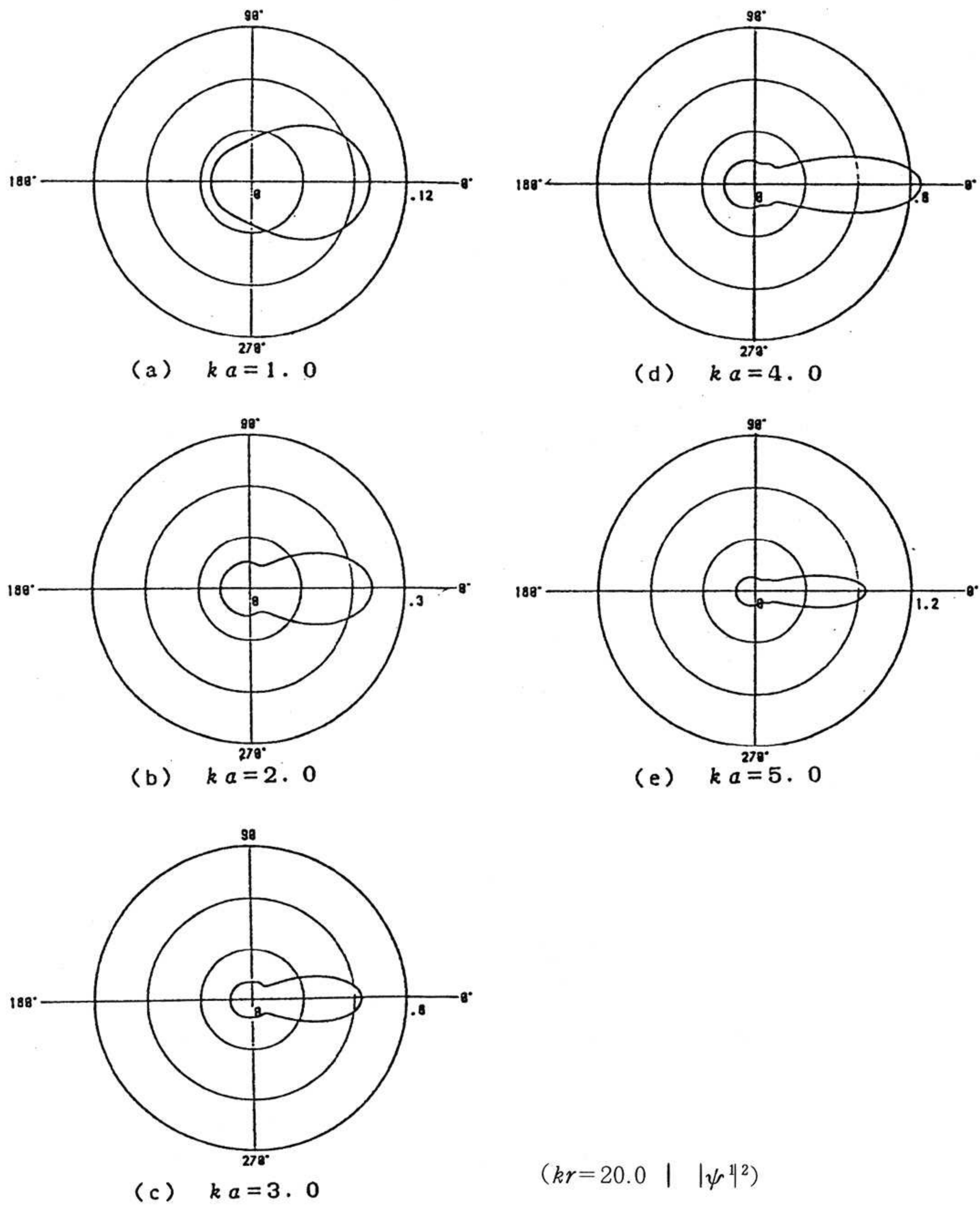


図2 自由壁円柱の散乱特性  
 Fig.2 Scattering characteristics of a free wall cylinder.

合、剛体壁の境界条件を満足する。円柱の半径を  $a$ ，入射波の粒子速度  $u_i$ ，散乱波の粒子速度  $u_1$  の間には，

$$u_i + u_1 = 0 \quad (r = a) \quad \dots\dots\dots(11)$$

の関係が成立つ。粒子速度  $u$  と速度ポテンシャル  $\psi$  の間には

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial r} \quad \dots\dots\dots(12)$$

の関係があるから、(11)式は

$$\frac{\partial}{\partial r} (\psi_i + \psi^1) = 0 \quad (r = a) \quad \dots\dots\dots(13)$$

と書換えられる。この式に(4)及び(5)式を代入して散乱波の係数  $A_n$  を求めると、

$$A_n = -\frac{J_n'(ka)}{H_n'(ka)} \dots\dots\dots(14)$$

で表される。ここでプライムは微分を表す。

(14)式を(5)式に代入すると散乱波  $\psi^1$  は、

$$\psi^1 = -\sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n'(ka)}{H_n'(ka)} i^n H_n(kr) \exp(in\theta) \dots\dots\dots(15)$$

である。剛体壁円柱の等距離円周上の代表的な散

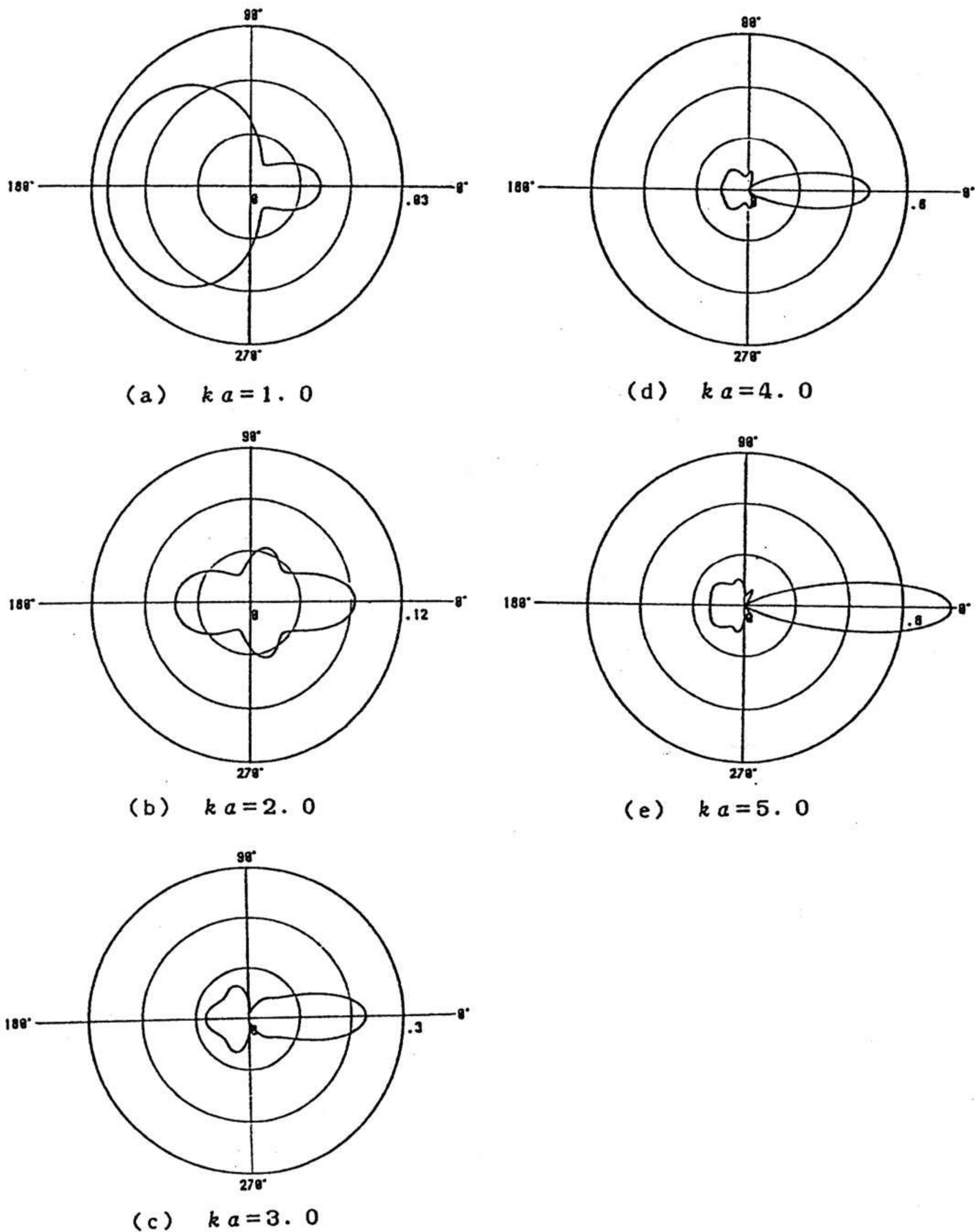


図3 剛体壁円柱の散乱特性  
Fig.3 Scattering characteristics of a rigid cylinder



が成立つ。ここで  ${}^s A_n^m$  は各次数ごとの散乱係数である。従って総合の散乱波  $\psi$  は、

$$\begin{aligned} \psi &= \sum_{s=0}^N \sum_{m=1}^{\infty} {}^s \psi^m \\ &= \sum_{s=0}^N \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_n(kr_s) \exp(in\theta_s) \sum_{m=1}^{\infty} {}^s A_n^m \dots\dots\dots(21) \end{aligned}$$

であり、総合の音場  $\Psi$  は(17)式と同様に直接波を加え、

$$\Psi = \psi_i + \psi = \sum_{m=1}^{\infty} \Psi^m \dots\dots\dots(22)$$

で求められ、 $\Psi^1, \Psi^2, \dots, \Psi^m$  は必要とされる境界条件をすべて満す。

入射波が x 軸に対し角度  $\alpha$  で入射すると、その伝搬ベクトルを

$$\mathbf{k} = k(\cos \alpha \mathbf{i} - \sin \alpha \mathbf{j}) \dots\dots\dots(23)$$

で表わす。また円柱 0 からの受波点に対するベクトル  $\mathbf{r}$ 、円柱 0 から S に対するベクトル  $\mathbf{r}_{os}$  及び円柱 S から P 点に対するベクトル  $\mathbf{r}_s$  を

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{r} &= r(\cos \theta \mathbf{i} + \sin \theta \mathbf{j}) \\ \mathbf{r}_{os} &= r_{os}(\cos \theta_{os} \mathbf{i} + \sin \theta_{os} \mathbf{j}) \\ \mathbf{r}_s &= r_s(\cos \theta_s \mathbf{i} + \sin \theta_s \mathbf{j}) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(24)$$

で表わすと、入射波は円柱 S の座標を基準として

$$\begin{aligned} \psi_i &= \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) = \exp[i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_{os} + \mathbf{r}_s)] \\ &= \exp\{ikr_{os} \cos(\theta_{os} + \alpha)\} \\ &\times \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(kr_s) \exp\{in(\theta_s + \alpha + \pi/2)\} \dots\dots\dots(25) \end{aligned}$$

表せる。この式と(20)式から円柱の半径を  $a_s$  として自由壁の境界条件を適用すれば、

$$\begin{aligned} (\psi_i + {}^s \psi^1) &= \left[ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \{ \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{os} + in(\alpha + \pi/2)) \right. \\ &\quad \times J_n(ka_s) + {}^s A_n^1 H_n(ka_s) \} \exp(in\theta_s) \Big] \\ &= 0, \quad (r_s = a_s) \dots\dots\dots(26) \end{aligned}$$

が成立つ。従って 1 次の散乱係数は、

$${}^s A_n^1 = {}^s A_n \exp[in(\alpha + \pi/2) + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{os}] \dots\dots\dots(27)$$

が得られる。ここで  ${}^s A_n$  は(9)式の  $A_n$  に等しく、自由壁の代わりに剛体壁の境界条件を適用すれば、 ${}^1 A_n$  は(14)式で表せる。

次に、円柱 S による 2 次散乱係数を求める。S 以外の円柱 S' からの 1 次散乱波の総和は、 $\sum_{s'} {}^s \psi^1$  であり S からの 2 次散乱波は  ${}^s \psi^2$  であるから、それらの和が円柱 S の表面 ( $r_s = a_s$ ) における自由壁の境界条件を適用すると、

$$\begin{aligned} \sum_{s'} {}^s \psi^1 + {}^s \psi^2 &= \sum_{s'} \sum_{n=-\infty}^{\infty} {}^s A_n^1 H_n \exp(in'\theta_{s'}) \\ &\quad + \sum_{n=-\infty}^{\infty} {}^s A_n^2 H_n(ka_s) \exp(in\theta_s) \\ &= 0, \quad (r_s = a_s) \dots\dots\dots(28) \end{aligned}$$

が成立つ。(28)式の第 1 項と第 2 項では基準となる座標が異なるので第 1 項を円柱 S の座標に統一するために watson<sup>6)</sup> の加法定理を用いると、

$$\begin{aligned} H_n' \exp(in'\theta_{s'}) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} H_m(kr_{ss'}) J_{n+m}(kr_s) \\ &\quad \times \exp[i(n'+m)\theta_s + im\theta_{ss'}] \dots\dots\dots(29) \end{aligned}$$

で表せる。また、 $n'+m$  を  $n$  に置換えても式は変化しないから、(28)式の第 1 項は、

$$\begin{aligned} \sum_{s'} {}^s \psi^1 &= \sum_{s'} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{n'=-\infty}^{\infty} {}^s A_{n'}^1 H_{n-n'}(kr_{ss'}) \\ &\quad \times J_n(ka_s) \exp[in\theta_s - i(n-n')\theta_{ss'}] \dots\dots\dots(30) \end{aligned}$$

で表せる。これを(28)式に代入し、2 次散乱係数  ${}^s A_n^2$  を求めると、

$$\begin{aligned} {}^s A_n^2 &= -\frac{J_n(ka_s)}{H_n(ka_s)} \sum_{s'} \sum_{n'=-\infty}^{\infty} {}^s A_{n'}^1 H_{n-n'}(kr_{ss'}) \\ &\quad \times \exp\{-i(n-n')\theta_{ss'}\} \dots\dots\dots(31) \end{aligned}$$

が得られる。3 次以上の高次散乱係数は(28)式を適用して漸化式として求められる。

### 2.3.2 自由壁円柱直線配列の解

#### (1) 1 次散乱波

1 次散乱波の速度ポテンシャルは、円柱数が  $N+1$  本の場合(21)式から  $m=1$  として、

$$\psi = \sum_{s=0}^N {}^s \psi^1 = \sum_{s=0}^N \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_n(kr_s) \exp(in\theta_s) {}^s A_n^1 \dots\dots\dots(32)$$

$$\begin{aligned} {}^s A_n^1 &= {}^s A_n \exp\{in(\alpha + \pi/2) + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{os}\} \\ &= {}^s A_n \exp(in\pi/2) \exp(in\alpha + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{os}) \\ &= {}^s A_n i^n \exp(in\alpha + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{os}) \dots\dots\dots(33) \end{aligned}$$

音波は配列に対して垂直方向から入射するから、  
 $\alpha = 0$  とすると、

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{k} &= k(\cos \alpha \mathbf{i} - \sin \alpha \mathbf{j}) = k\mathbf{i} \\ \mathbf{r}_{os} &= r_{os}(\cos \theta_{os} \mathbf{i} + \cos \theta_{os} \mathbf{j}) \\ \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{os} &= k\mathbf{i} \cdot d\mathbf{s}\mathbf{j} = \mathbf{i} \cdot \mathbf{j} k d_s = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(34)$$

従って(32)式は

$$\begin{aligned} \psi &= \sum_{s=0}^N [{}^s A_0 H_0(kr_s) \\ &+ 2 \sum_{n=1}^{\infty} \{ i^n H_n(kr_s) {}^s A_n \cos(n\theta_s) \}] \dots\dots\dots(35) \end{aligned}$$

$${}^s A_n^1 = -\{ J_n(ka_s) / H_n(ka_s) \}$$

(2) 2次散乱波

2次散乱波の速度ポテンシャルは(21)式から  $m = 2$  として

$$\begin{aligned} \psi &= \sum_{s=0}^N {}^s \psi^2 = \sum_{s=0}^N \sum_{n=-\infty}^{\infty} {}^s A_n^2 H_n(kr_s) \exp(in\theta_s) \\ {}^s A_n^2 &= {}^s A_n \sum_{s'=0}^N \sum_{n'=-\infty}^{\infty} {}^s A_{n'} H_{n-n'}(kr_{ss'}) \\ &\times \exp\{ i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{os'} - i(n-n')\theta_{ss'} + in(\alpha + \pi/2) \} \\ &= {}^s A_n \sum_{s'=0}^N \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{os'}) [{}^s A_0 H_n(kr_{ss'}) e^{-in\theta_{ss'}} \\ &+ \sum_{n'=1}^{\infty} {}^s A_{n'} H_{n-n'}(kr_{ss'}) \exp\{ -i(n-n')\theta_{ss'} \\ &+ in'(\alpha + \pi/2) \} + \sum_{n'=1}^{\infty} {}^s A_{-n'} H_{n+n'}(kr_{ss'}) \\ &\exp\{ -i(n+n')\theta_{ss'} - in'(\alpha + \pi/2) \}] \\ &= {}^s A_n \sum_{s'=0}^N \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{os'} - in\theta_{ss'}) [{}^s A_0(kr_{ss'}) \\ &+ \sum_{n'=1}^{\infty} {}^s A_{n'} \{ H_{n-n'}(kr_{ss'}) \exp\{ in'(\theta_{ss'} + \alpha + \pi/2) \} \\ &+ H_{n+n'}(kr_{ss'}) \exp\{ -in'(\theta_{ss'} + \alpha + \pi/2) \} \}] \dots\dots\dots(36a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} {}^s A_{-n}^2 &= {}^s A_{-n} \sum_{s'=0}^N \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_{os'} + in\theta_{ss'}) [{}^s A_0(kr_{ss'}) \\ &+ \sum_{n'=1}^{\infty} {}^s A_{n'} \{ H_{-n-n'}(kr_{ss'}) \exp\{ in'(\theta_{ss'} + \alpha \\ &+ \pi/2) \} + H_{-n+n'}(kr_{ss'}) \exp\{ -in'(\theta_{ss'} \\ &+ \alpha + \pi/2) \} \}] \dots\dots\dots(36b) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} {}^s A_n &= -J_n(ka_s) / H_n(ka_s) \\ {}^s A_{-n} &= -J_n(ka_s) / H_n(ka_s) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(36c)$$

①  $\alpha = 0, \theta_{ss'} = \pi/2$  のとき

$$\begin{aligned} {}^s A_n^2 &= {}^s A_n \sum_{s'=0}^N \exp(-in\pi/2) [{}^s A_0 H_n(kr_{ss'}) \\ &+ \sum_{n'=1}^{\infty} \{ H_{n-n'}(kr_{ss'}) \exp(in'\pi) \\ &+ H_{n+n'}(kr_{ss'}) \exp(-in'\pi) \}] \dots\dots\dots(37a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} {}^s A_{-n}^2 &= {}^s A_n \sum_{s'=0}^N \exp(in\pi/2) [{}^s A_0 (-1)^n H_n(kr_{ss'}) \\ &+ \sum_{n'=1}^{\infty} {}^s A_{n'} \{ (-1)^n H_{n+n'}(kr_{ss'}) \exp(in'\pi) \\ &+ (-1)^{-n} H_{n-n'}(kr_{ss'}) \exp(-in'\pi) \}] \dots\dots\dots(37b) \end{aligned}$$

②  $\alpha = 0, \theta_{ss'} = 3\pi/2$  のとき

$$\begin{aligned} {}^s A_n^2 &= {}^s A_n \sum_{s'=0}^N \exp(-in3\pi/2) [{}^s A_0 H_n(kr_{ss'}) \\ &+ \sum_{n'=1}^{\infty} {}^s A_{n'} \{ H_{n-n'}(kr_{ss'}) \exp(i2n'\pi) \\ &+ H_{n+n'}(kr_{ss'}) \exp(-i2n\pi) \}] \dots\dots\dots(38a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} {}^s A_{-n} &= {}^s A_n \sum_{s'=0}^N \exp(in3\pi/2) (-1)^n [{}^s A_0 H_n(kr_{ss'}) \\ &+ \sum_{n'=1}^{\infty} {}^s A_{n'} \{ (-1)^n H_{n+n'}(kr_{ss'}) \exp(in'2\pi) \\ &+ (-1)^n H_{n-n'}(kr_{ss'}) \exp(-in'2\pi) \}] \dots\dots\dots(38b) \end{aligned}$$

これらの式において

$$\left. \begin{aligned} \exp(i2n\pi) &= \exp(-i2n\pi) = 1 \\ \exp(in\pi) &= \exp(-in\pi) = (-1)^n \\ \exp(in\pi/2) &= i^n \\ \exp(-in\pi/2) &= (-i)^n \\ \exp(in3\pi/2) &= (-i)^n \\ \exp(-in3\pi/2) &= i^n \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(39)$$

を代入して式を整理すると

①  $\theta_{ss'} = \pi/2$  のとき

$$\begin{aligned} {}^s A_0^2 &= {}^s A_0^2 \sum_{s'=0}^N [{}^s A_0 H_0(kr_{ss'}) \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n {}^s A_n \{ (-1)^n H_n(kr_{ss'}) + H_n(kr_{ss'}) \}] \\ {}^s A_n^2 &= {}^s A_n \sum_{s'=0}^N (-1)^n [{}^s A_0 H_n(kr_{ss'}) \dots\dots\dots(40a) \\ &+ \sum_{n'=1}^{\infty} (-1)^n {}^s A_{n'} \{ H_{n-n'}(kr_{ss'}) + H_{n+n'}(kr_{ss'}) \}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} {}^s A_{-n}^2 &= {}^s A_n \sum_{s'=0}^N (-i)^n [{}^s A_0 H_n(kr_{ss'}) \\ &+ \sum_{n'=1}^{\infty} {}^s A_{n'} \{ H_{n+n'}(kr_{ss'}) + H_{n-n'}(kr_{ss'}) \}] \end{aligned}$$

②  $\theta_{ss} = 3\pi/2$  のとき

$$\begin{aligned}
 {}^s A_0^2 &= {}^s A_0 \sum_{s'=0}^N \{ {}^s A_0 H_0(kr_{ss'}) \\
 &\quad + \sum_{n=1}^{\infty} {}^s A_n \{ (-1)^n H_n(kr_{ss'}) + H_n(kr_{ss'}) \} \} \\
 {}^s A_n^2 &= {}^s A_n \sum_{s'=0}^N \{ i^n [ {}^s A_0 H_n(kr_{ss'}) \\
 &\quad + \sum_{n'=1}^{\infty} {}^s A_{n'} \{ H_{n-n'}(kr_{ss'}) + H_{n+n'}(kr_{ss'}) \} ] \\
 &\quad + \sum_{n'=1}^{\infty} (-1)^{n'} {}^s A_{n'} \{ H_{n+n'}(kr_{ss'}) + H_{n-n'}(kr_{ss'}) \} \} \dots\dots\dots(40b)
 \end{aligned}$$

高次散乱波は(28)式を応用して漸化式として求められる。

### 3 音場の測定

水槽内の散乱体、送波器及び受波器の配置を図6に示す。測定に用いた水槽は  $5 \times 3 \times 3$  m (深さ) で散乱体は水槽の中央部で深さ 1 m の位置に、音波の入射波面と平行になるように 2 本のナイロン系で吊下げる。送波器は  $10 \times 10$  cm の圧電ゴム製で、散乱体から 1.5 m の位置に固定する。受波器は直径 7 mm の P Z T で、散乱体の後側で円柱列から一定の距離を配列に平行に動かすため架台に装着する。

測定回路のブロック図を図7に示す。トリガ発振器のトリガにより、パルス発振器は 20 波以上を含む正弦波パルスを発振する。このパルスを適正

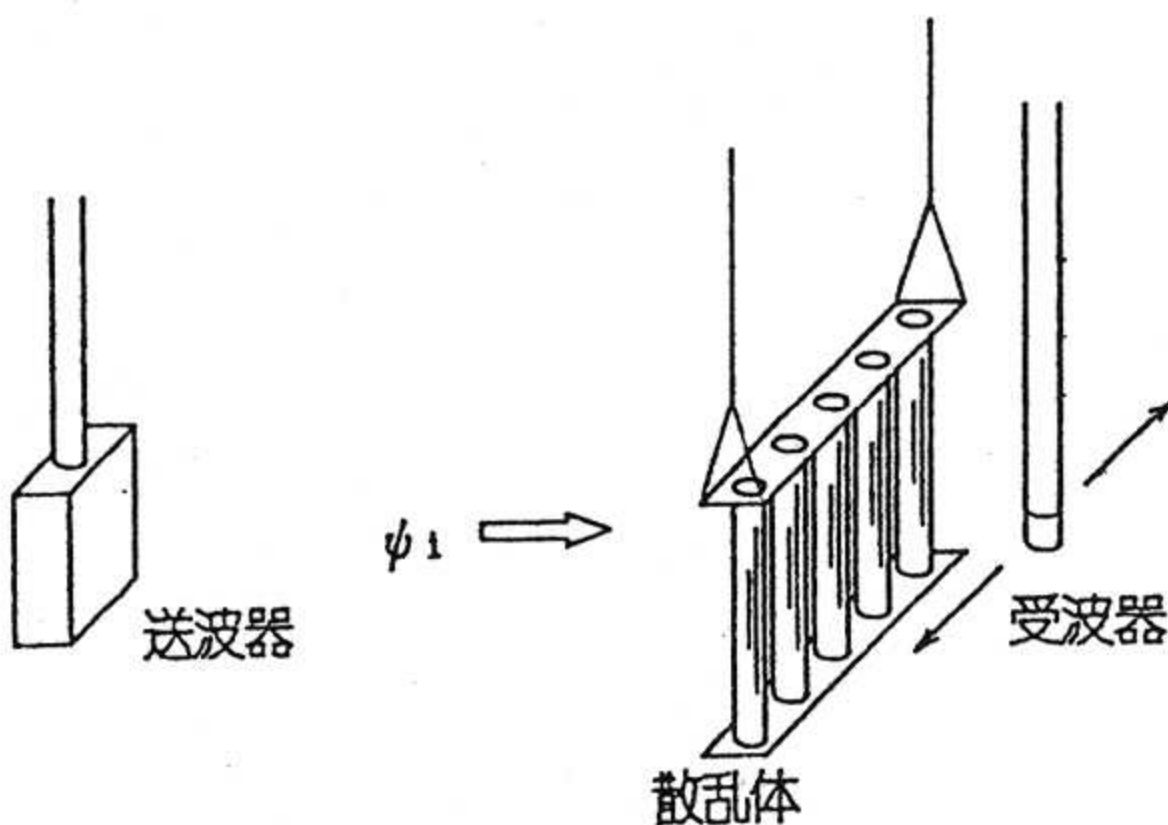


図6 水槽内の機器配置図  
Fig.6 Arrangement of equipments in water tank.

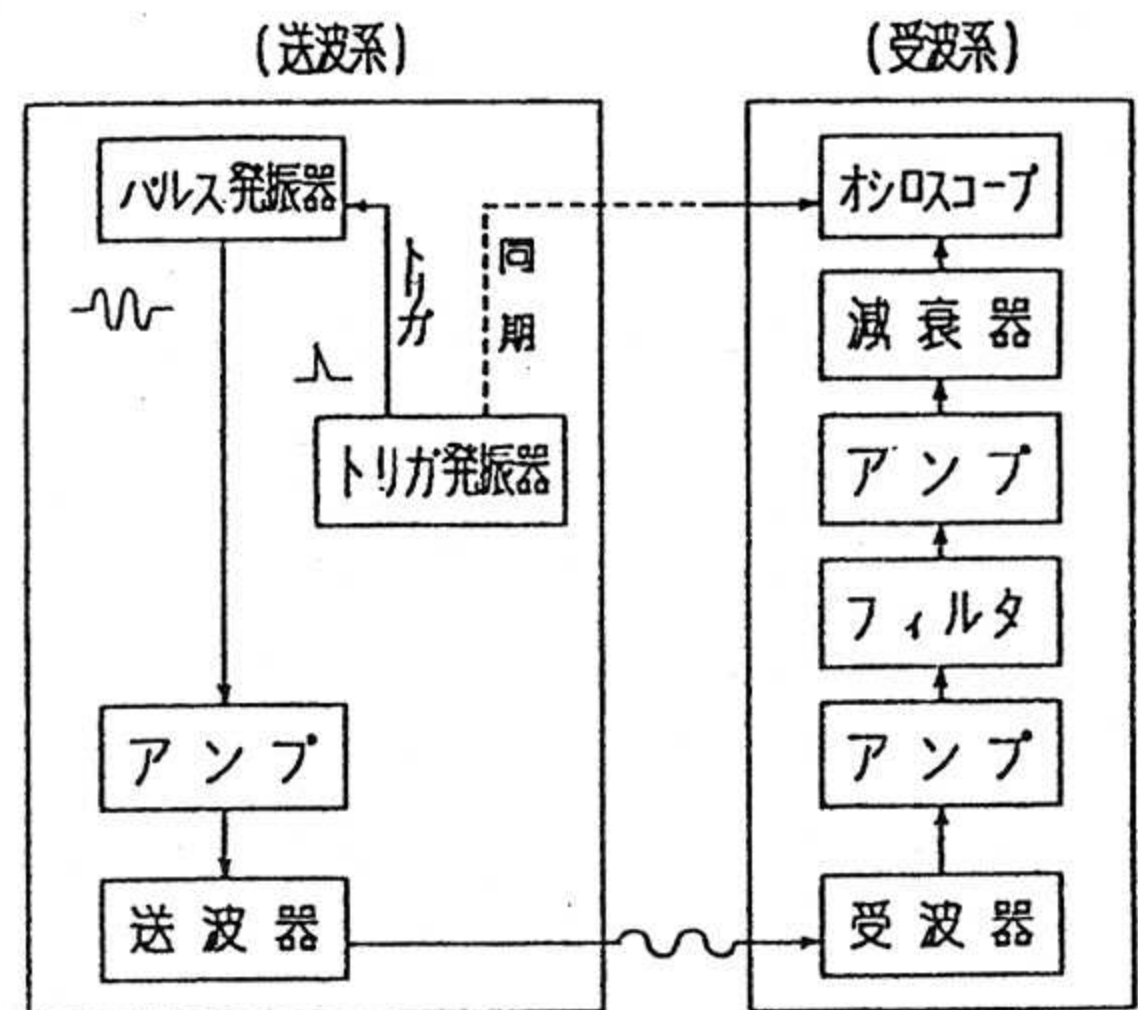


図7 音波散乱測定ブロック図  
Fig.7 Measuring block diagram for sound scattering

レベルに増幅して送波器に給電する。受波音圧は、散乱体を除去した場合の直接波と散乱体をセットした場合の透過波を各測定点において測定する。直接波と透過波の各測定点の受波音圧をそれぞれ  $V_{pp-d}$  及び  $V_{pp-s}$  とすると透過損失  $P_s$  (dB) は、

$$P_s \text{ (dB)} = 20 \log ( V_{pp-d} / V_{pp-s} ) \dots\dots\dots(41)$$

で表される。なお測定は直線配列した散乱体の後方の一定距離を、散乱体に対して平行に 1 mm ごと受波器を移動して行う。

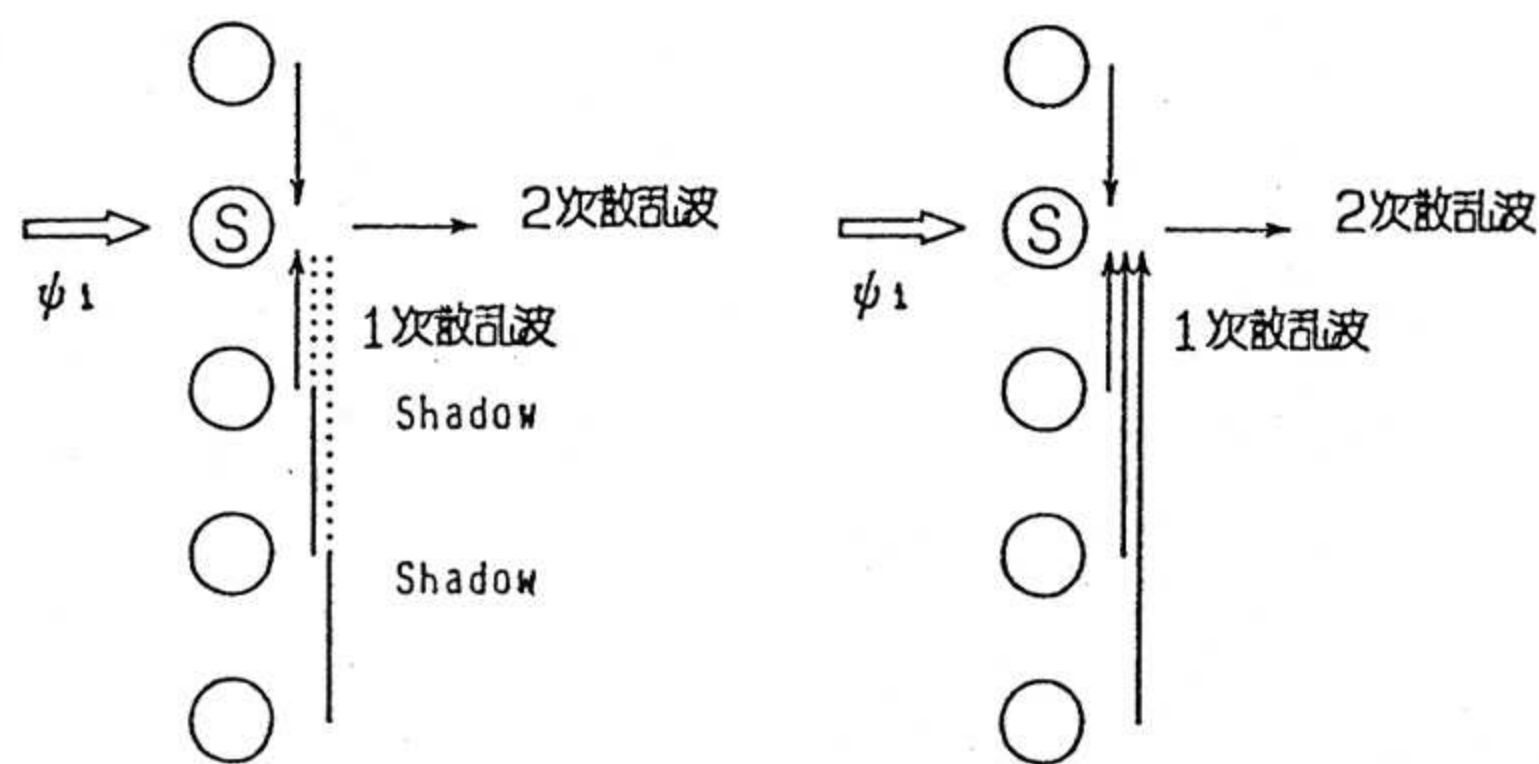
散乱体の円柱は硬質塩ビフォームで作成し、円柱の直径は 8 mm、長さ 30 cm とした。

### 4 測定結果及び検討

#### 4.1 隣接円柱と境界条件

直線配列した円柱において、一本の円柱の多重散乱波を考える場合、その円柱に対して隣接する円柱以外の円柱は幾何的にシャドウとなる。図8(a)に示すように各次数の散乱波が隣接する円柱以外の円柱には作用しない場合と、同図(b)に示すようにすべての円柱に作用する場合とでは、理論的な扱いが異なる。

図9及び図10は規格化半径  $ka$  (波数×半径) を 1.0 とし、規格化間隔  $kd$  (波数×間隔) を 5 及び 4 とした場合である。計算結果は、散乱の次数を 1, 2 及び 5 次までの三種を示す。また図(a)



(a) シャドウ効果が完全な場合 (b) シャドウ効果がない場合

図8 多重散乱波とシャドウ効果

Fig.8 Multiple scatterings and shadow effects.

はシャドウ効果を考慮する場合, (b)はシャドウ効果がない場合の計算結果に対して測定値を重ねて示している。図9及び図10とも測定結果はシャドウ効果がない場合の散乱次数が5次の計算結果に傾向は類似するが一致の度合は悪い。このことは、高次の散乱でシャドウ効果が現われるのではないかと推定される。

図11~図14は  $ka$  を0.5とし,  $kd$  を5, 4, 3及び2とし, シャドウ効果の影響を調べた結果である。これらの図における(b)はシャドウ効果を見捨てた場合の計算結果と測定結果を重ねて示している。これらの図からわかるように, 測定結果は5次散乱までをとり入れた計算結果によく合致する。また,  $ka$  が1の図9(b)及び図10(b)の場合に比べると合致の度合がよくなるのがわかる。

以上のことからシミュレーションによる検討では, 規格化半径が1程度以下であれば, シャドウ効果を見捨て, 5次散乱までを考慮した計画を行えばよいと考える。

#### 4.2 円柱配列間隔と遮音効果

図11~図14(b)に着目する。これらは, 規格化配列間隔  $kd$  (波間×間隔) を5, 4, 3及び2とした場合で,  $kd$  が5及び4では遮音効果は殆んど認められないが, 3及び2では10 dB以上の遮音を期待することができる。すなわち, 10 dB以上の遮音を期待するためには, 遮音を行う周波数の波長の3倍以下の配列とする必要がある。

#### 4.3 円柱の半径と遮音効果

図10(b)は  $ka = 1$ ,  $kd = 4$  の遮音特性で, 測

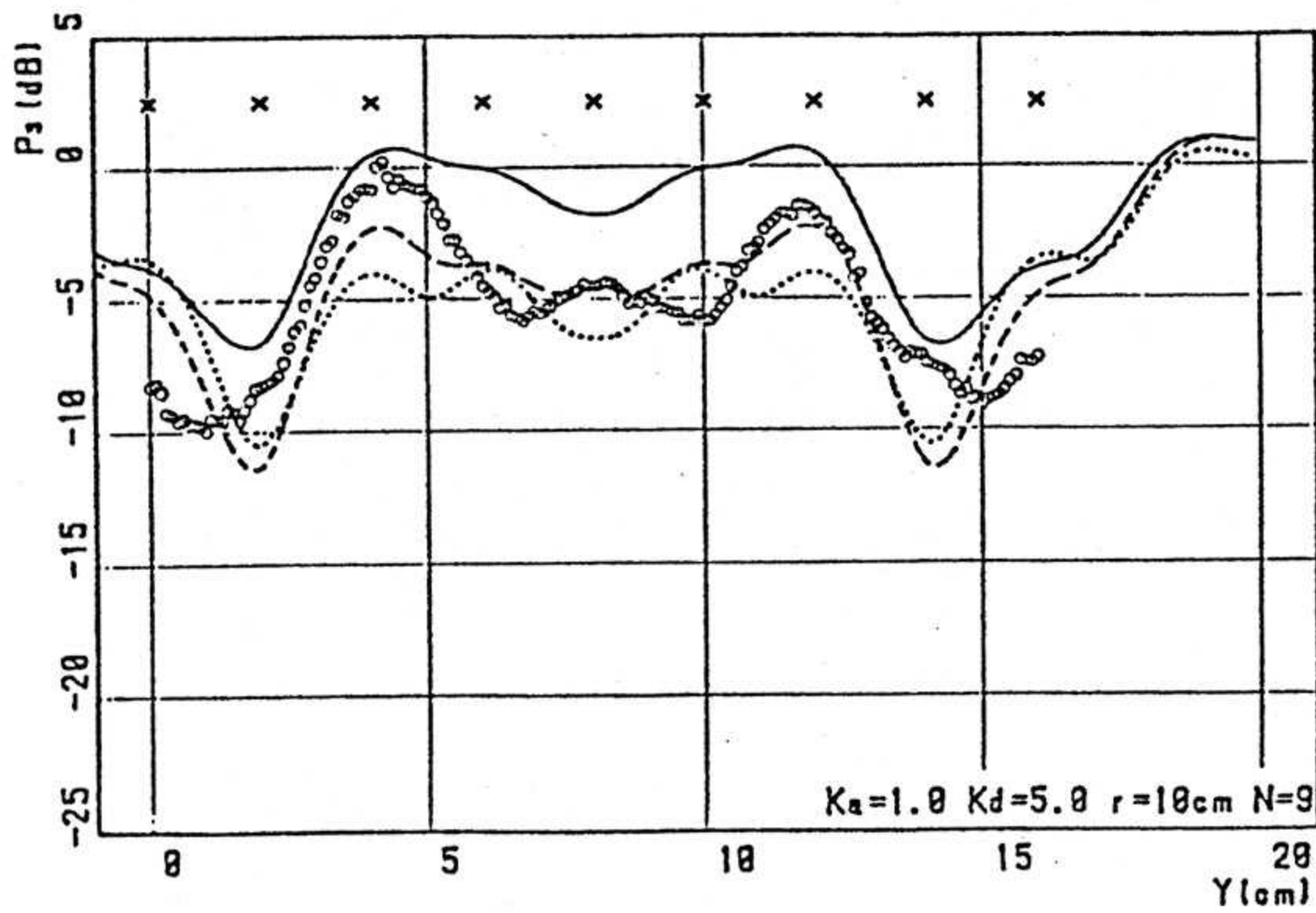
定結果では約10dBの遮音効果が認められる。これに対し,  $ka$  を0.5,  $kd$  を4とした場合の測定結果は図12(b)で, 約1dBの遮音しか得られない。しかし,  $ka$  が0.5でも  $kd$  を3とすれば図13(b)で分かるように10dBの遮音効果が得られる。以上のように配列間隔が同じであれば, 半径の大きな円柱の方が遮音効果をもたらすが, 半径を小さくしても配列間隔を小さくすることにより同等の遮音効果をもたらすことができる。

### 5. 耐圧を考慮した遮音材の検討

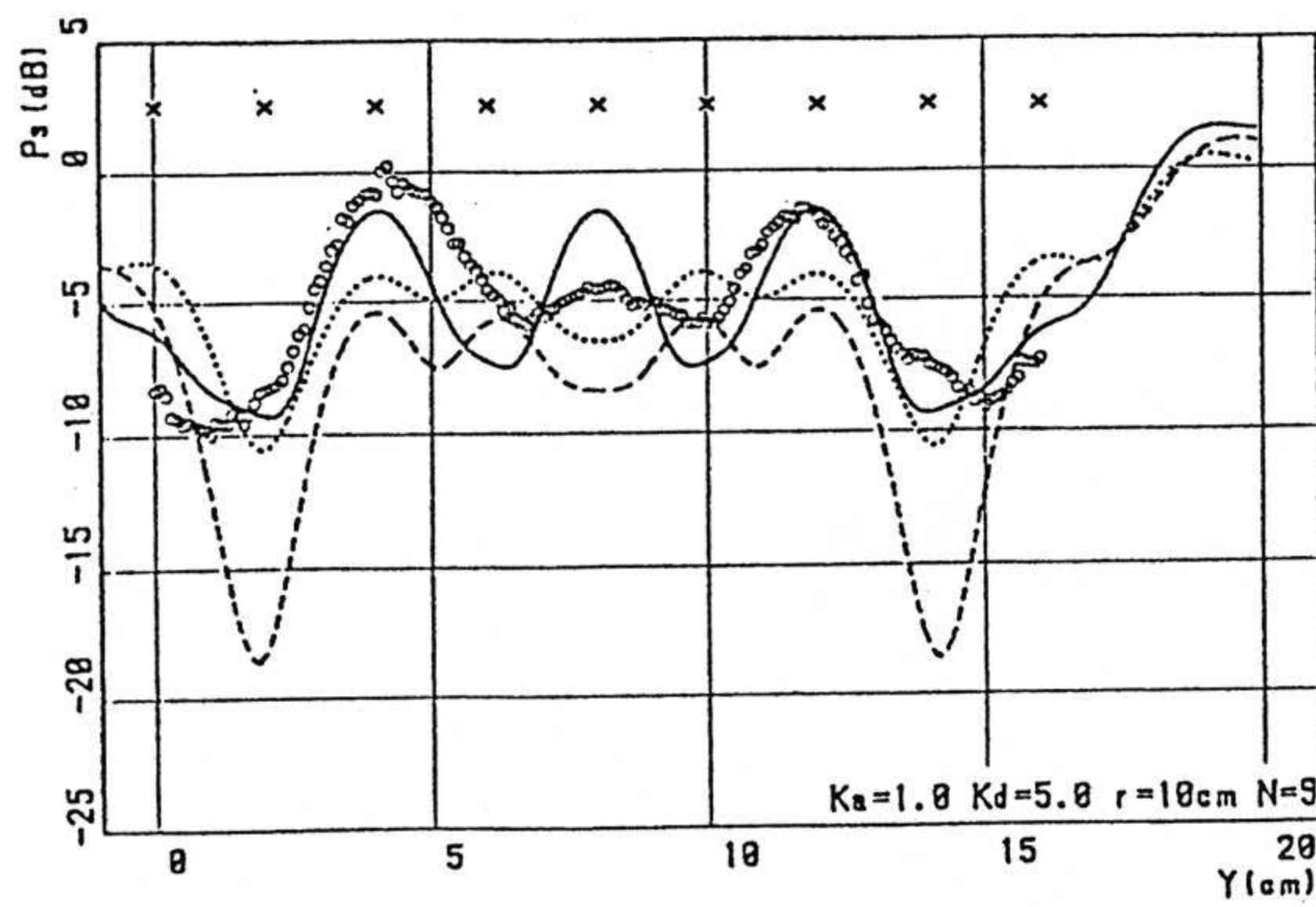
前項までの検討から, 自由壁円柱を配列すると, 各円柱の多重散乱効果によって遮音効果をもたらすことが分かった。しかし, 自由壁円柱を塩ビフォーム円柱の配列構造では, 圧力に耐えることができない。そこで, シリコンゴム平板内に図15に示すように中空の円柱を形成し, その透過損失の測定を行った。

#### 5.1 測定方法

図16に測定装置のブロック図を示す。装置はコンピュータ制御により測定の自動化を図っている。この測定では周波数を, 10~200 kHzの間で1 kHzごとに切替えて測定する。波形は正弦波パルスを送受波し, 直接波と送・受波器間に試料を挿入したときの受波音圧を測定し, (4)式で表される  $P_s$  を求める。送波器は3項の測定で用いた10×10cmの圧電ゴム送波器を用いているが, 受波器は3項の無指向性受波器を, 10×10cmの圧電ゴム平板の受波器に変え, 送波器と受波器のビームが合



(a) シャドウ効果が完全な場合

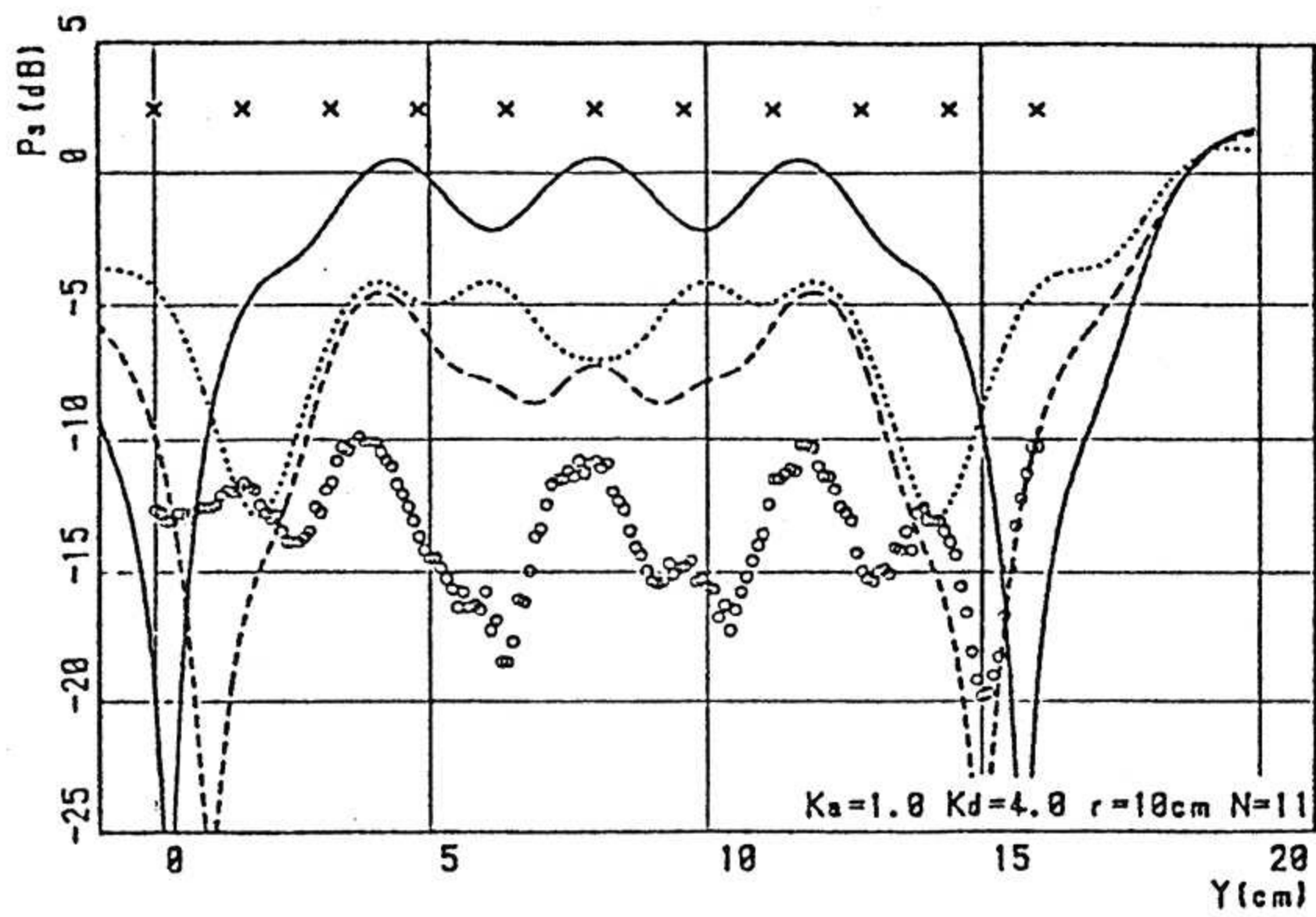


(b) シャドウ効果がない場合

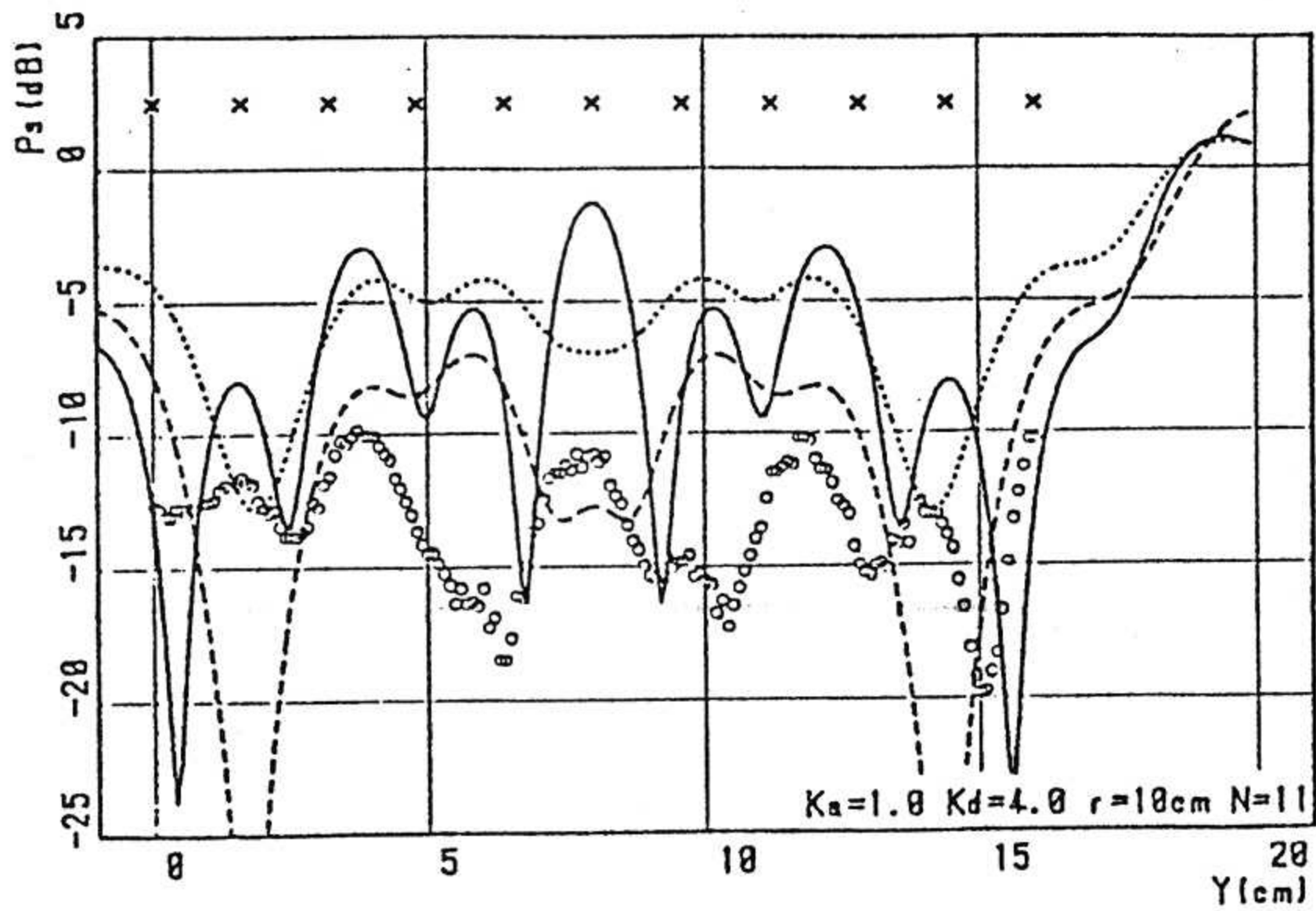
○○○ 測定値 (硬質塩ビ)                      - - - 2次散乱波まで  
 - - - - 1次散乱波のみ                        ——— 5次散乱波まで

$ka=1.0, kd=5.0, N=9$

図9 隣接円柱のシャドウ効果 (その1)  
 Fig.9 Shadow effects with neighbouring cylinders.(case 1)



(a) シャドウ効果が完全な場合

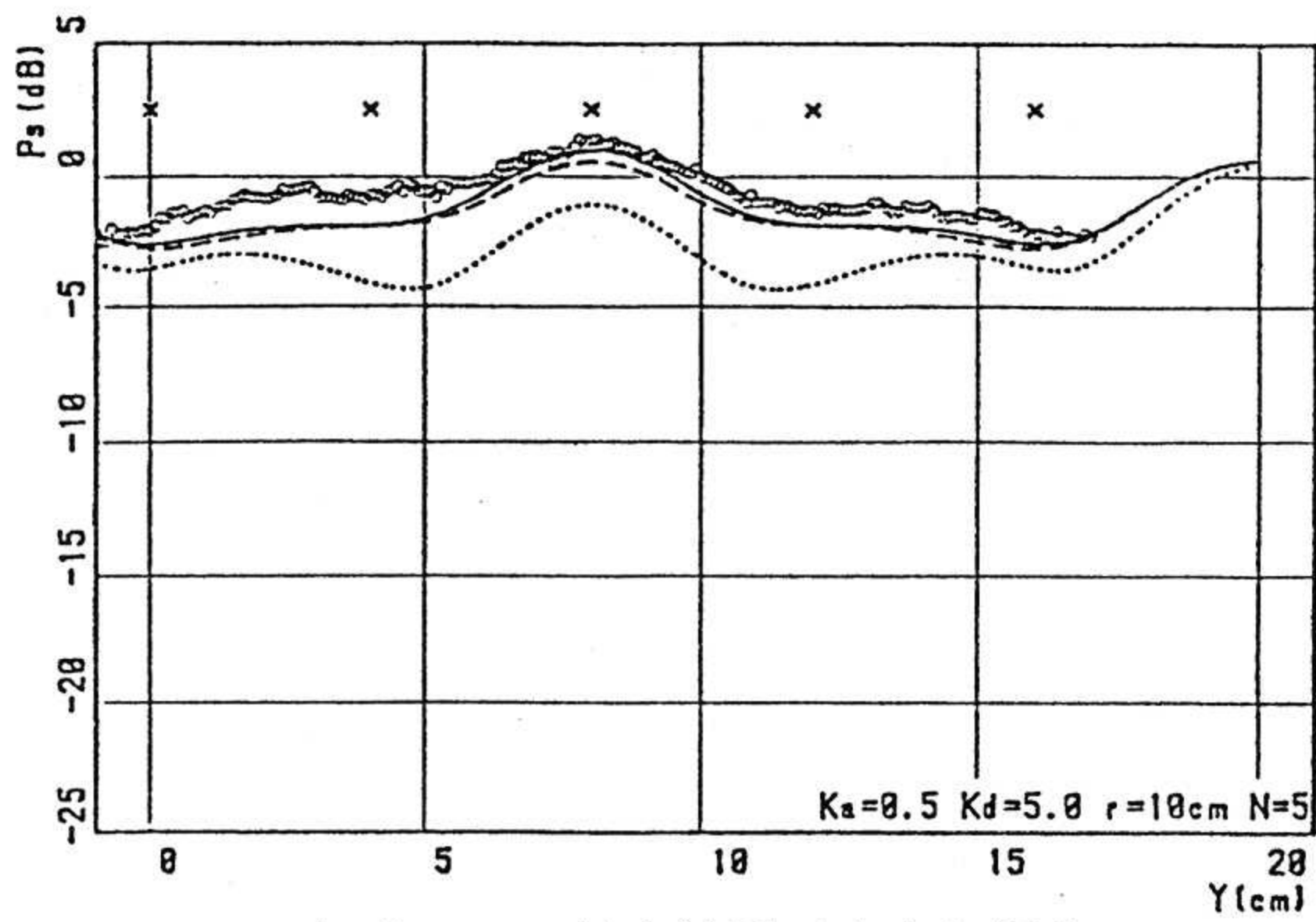


(b) シャドウ効果がない場合

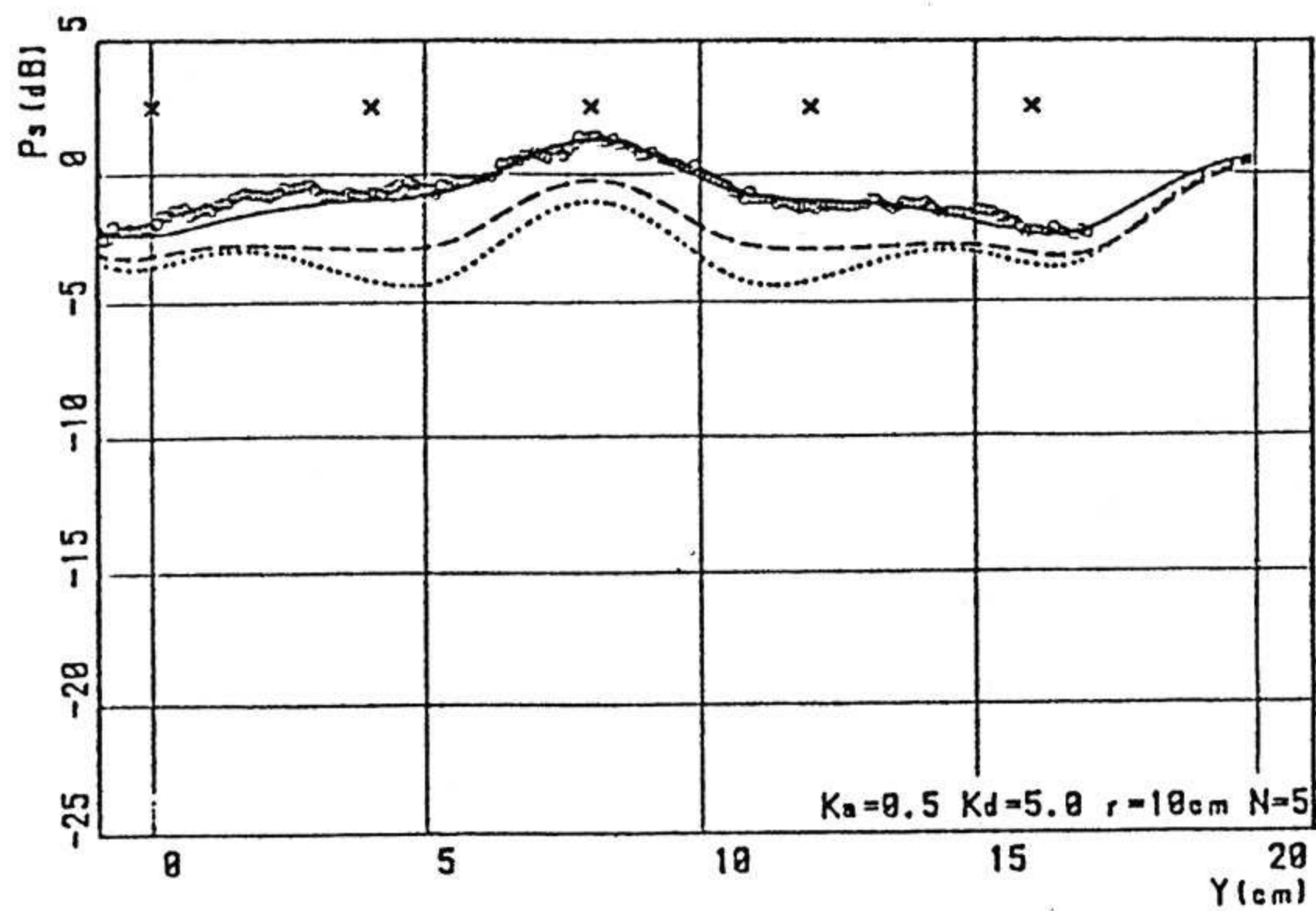
○ ○ ○ 測定値 (硬質塩ビ)                      --- 2次散乱波まで  
 - - - - 1次散乱波のみ                        ——— 5次散乱波まで

$$ka=1.0, kd=4.0, N=11$$

図10 隣接円柱のシャドウ効果 (その2)  
 Fig.10 Shadow effects with neighbouring cylinders.(case 2)



(a) シャドウ効果が完全な場合



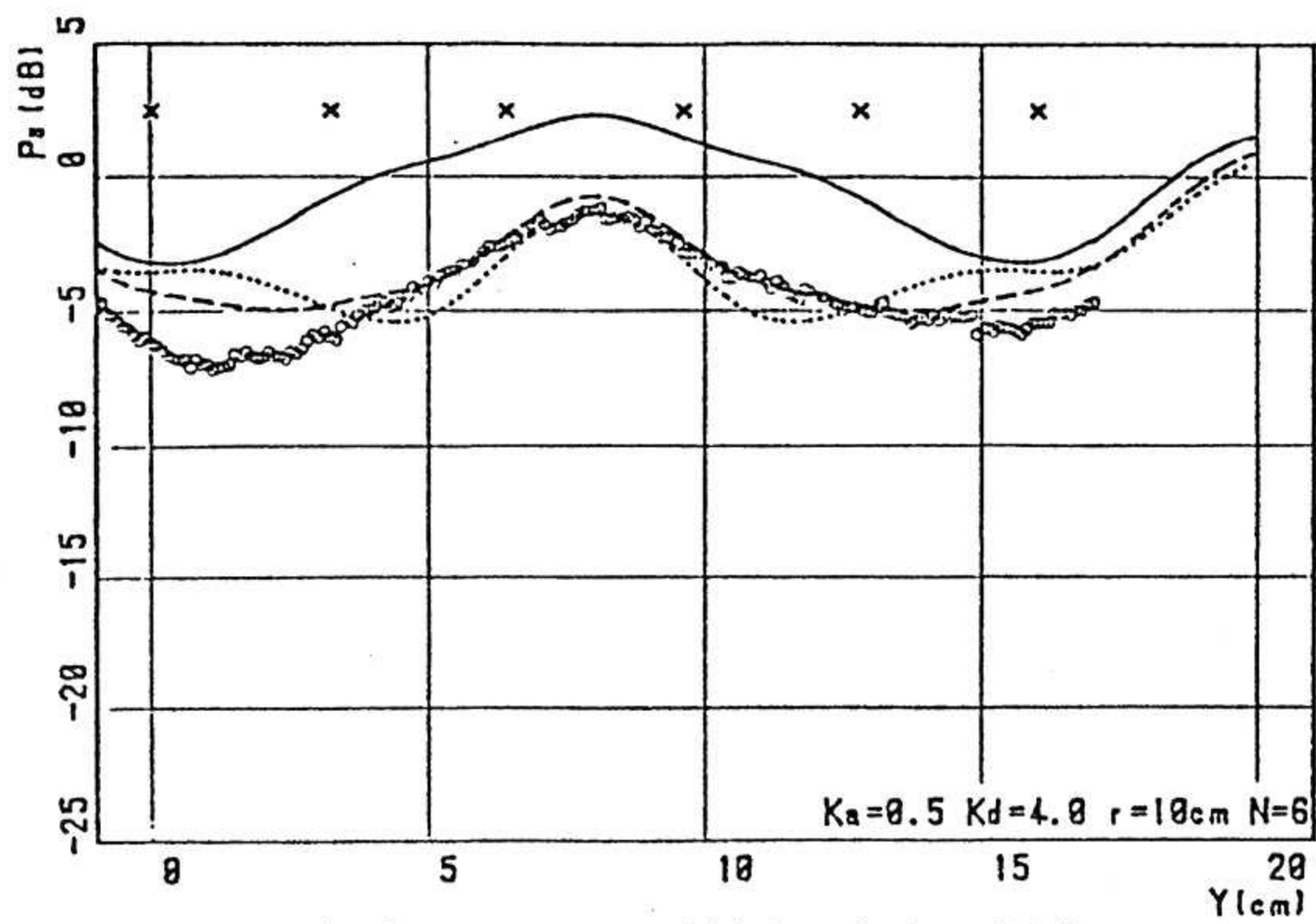
(b) シャドウ効果がない場合

○ ○ ○ 測定値 (硬質塩ビ)                      - - - 2次散乱波まで  
 - - - - 1次散乱波のみ                              ——— 5次散乱波まで

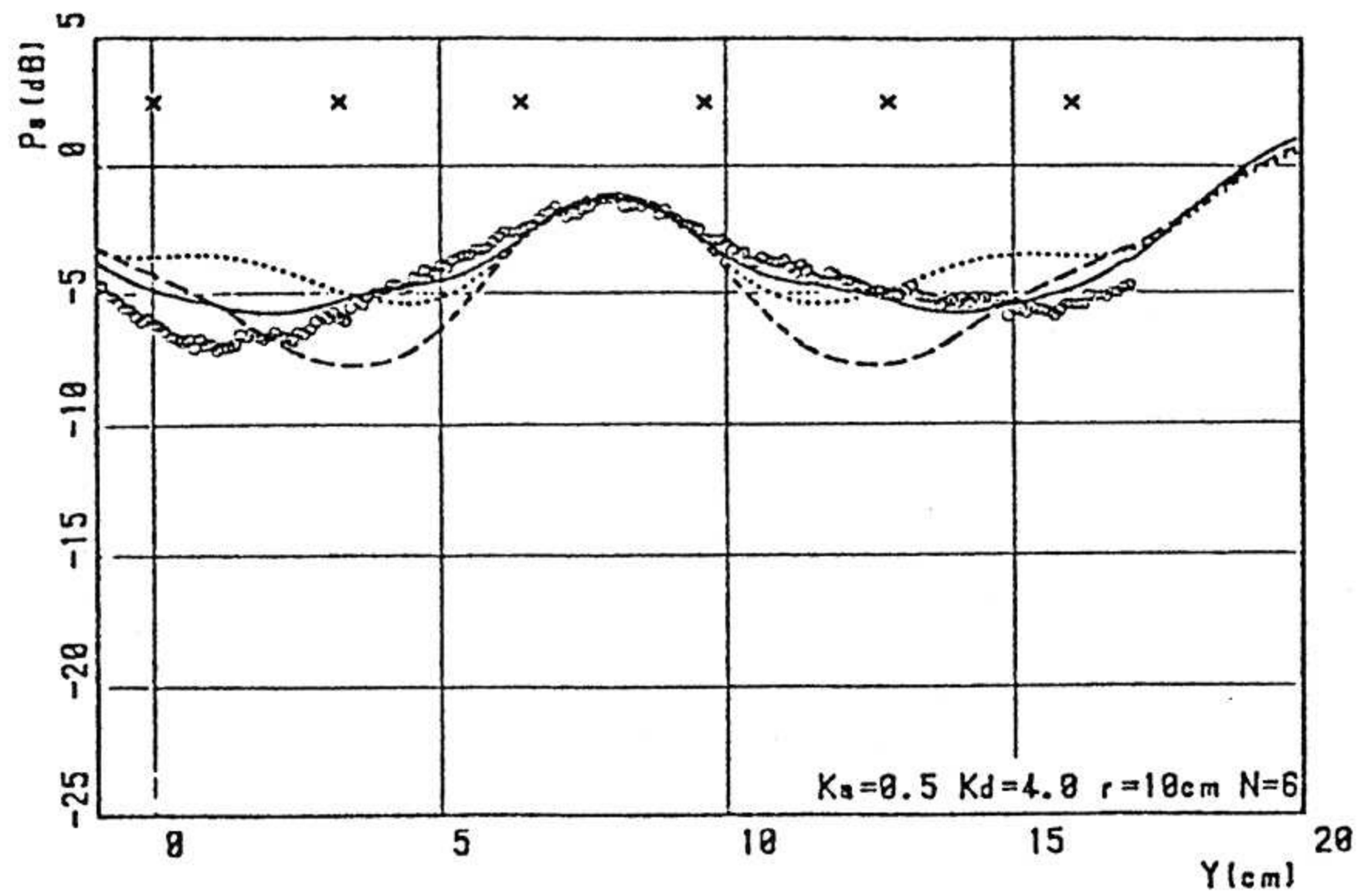
$$ka=0.5, kd=5.0, N=5$$

図11 隣接円柱のシャドウ効果 (その3)

Fig. 11 Shadow effects with neighbouring cylinders. (case 3)



(a) シャドウ効果が完全な場合

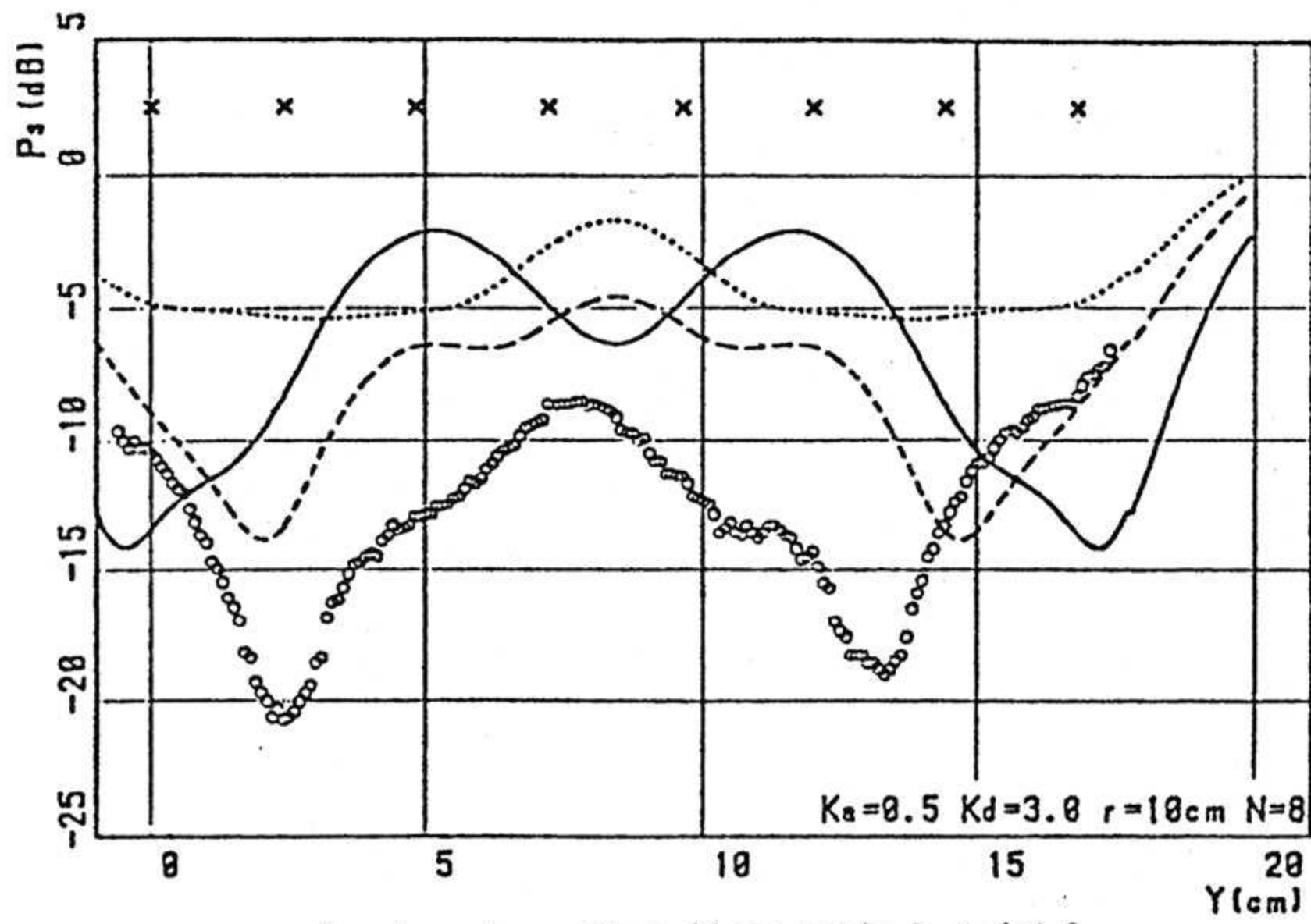


(b) シャドウ効果がない場合

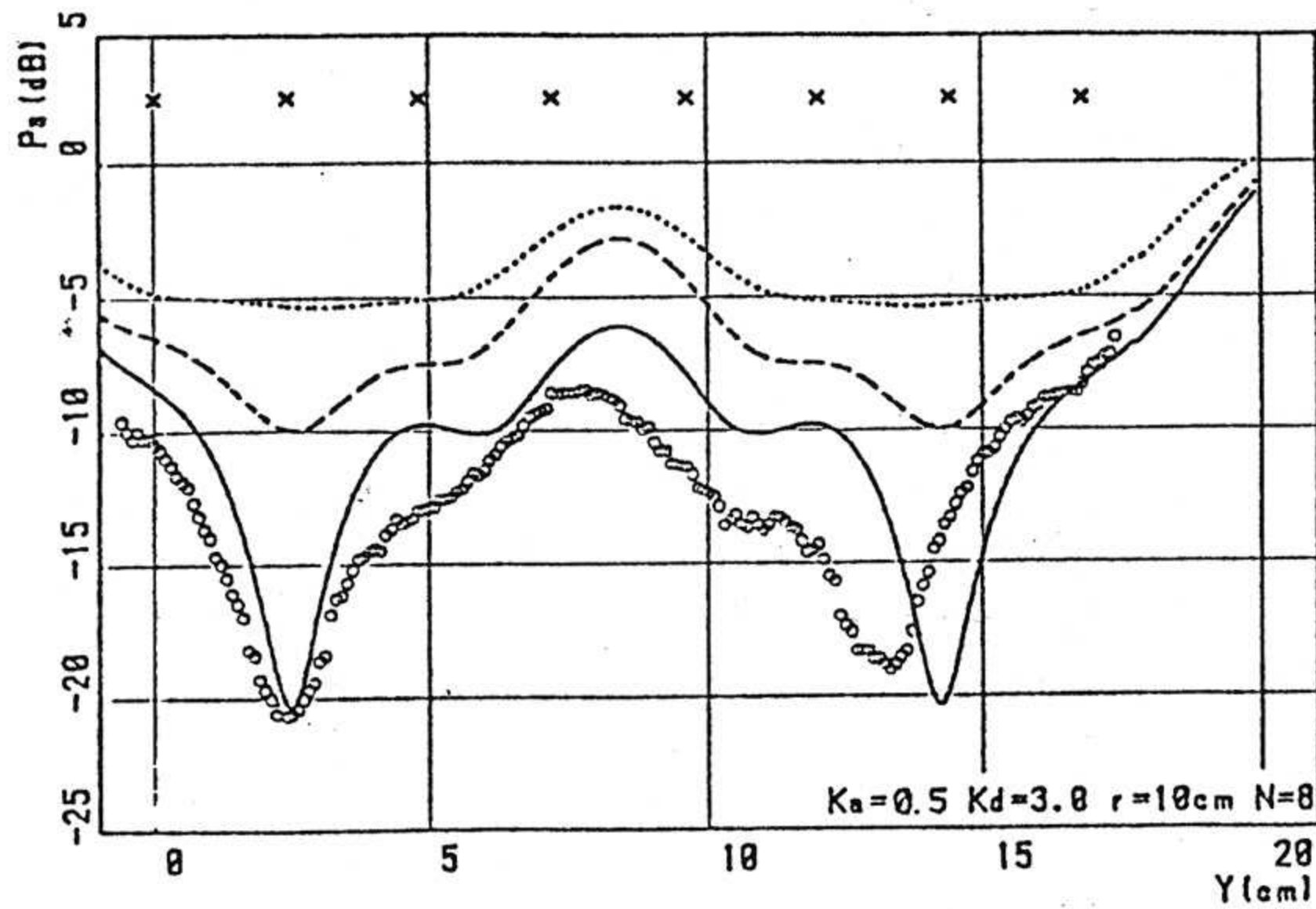
○ ○ ○ 測定値 (硬質塩ビ)                      - - - 2次散乱波まで  
 - - - - 1次散乱波のみ                              ——— 5次散乱波まで

$$ka=0.5, kd=4.0, N=6$$

図12 隣接円柱のシャドウ効果 (その4)  
 Fig.12 Shadow effects with neighbouring cylinders.(case 4)



(a) シャドウ効果が完全な場合

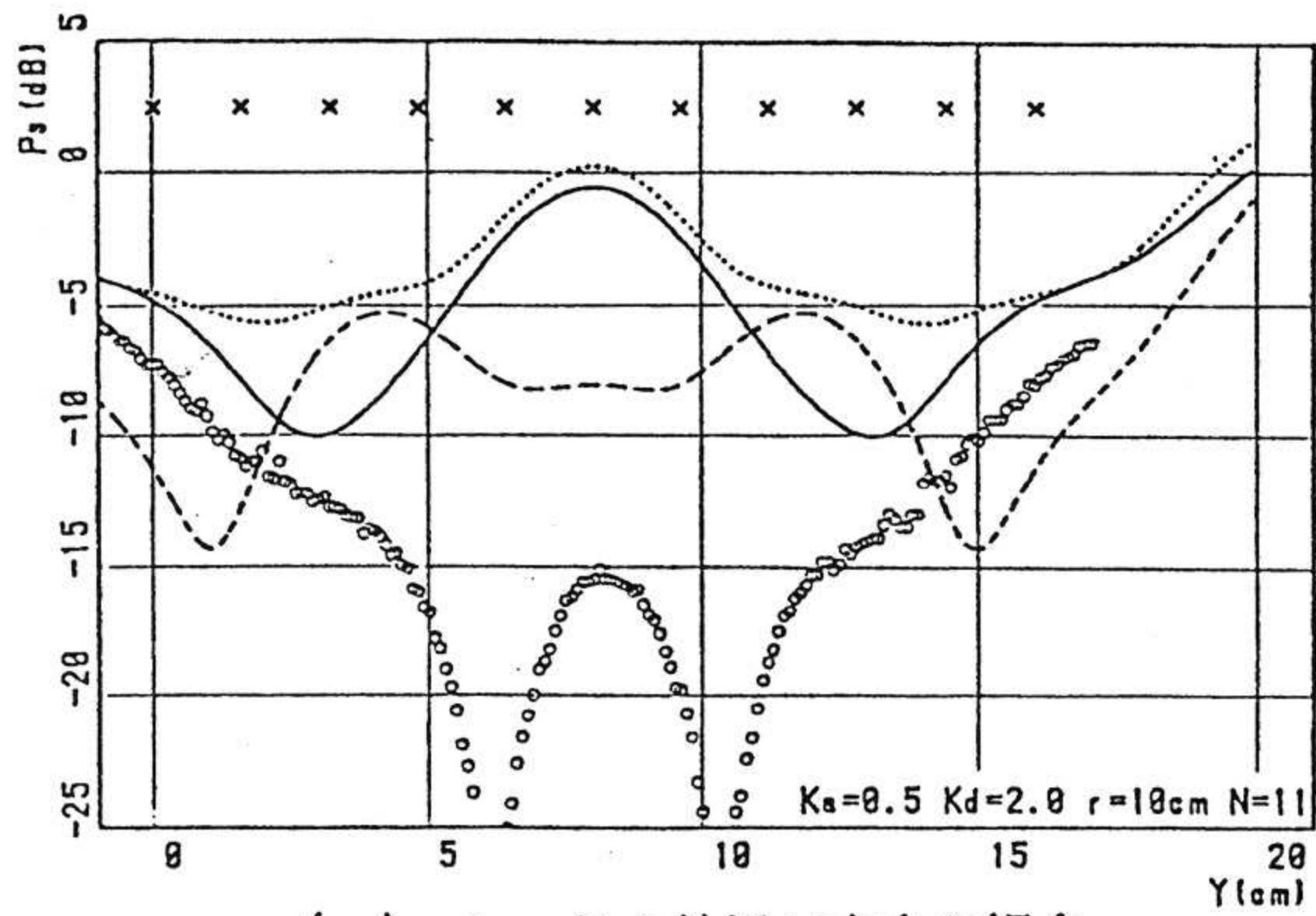


(b) シャドウ効果がない場合

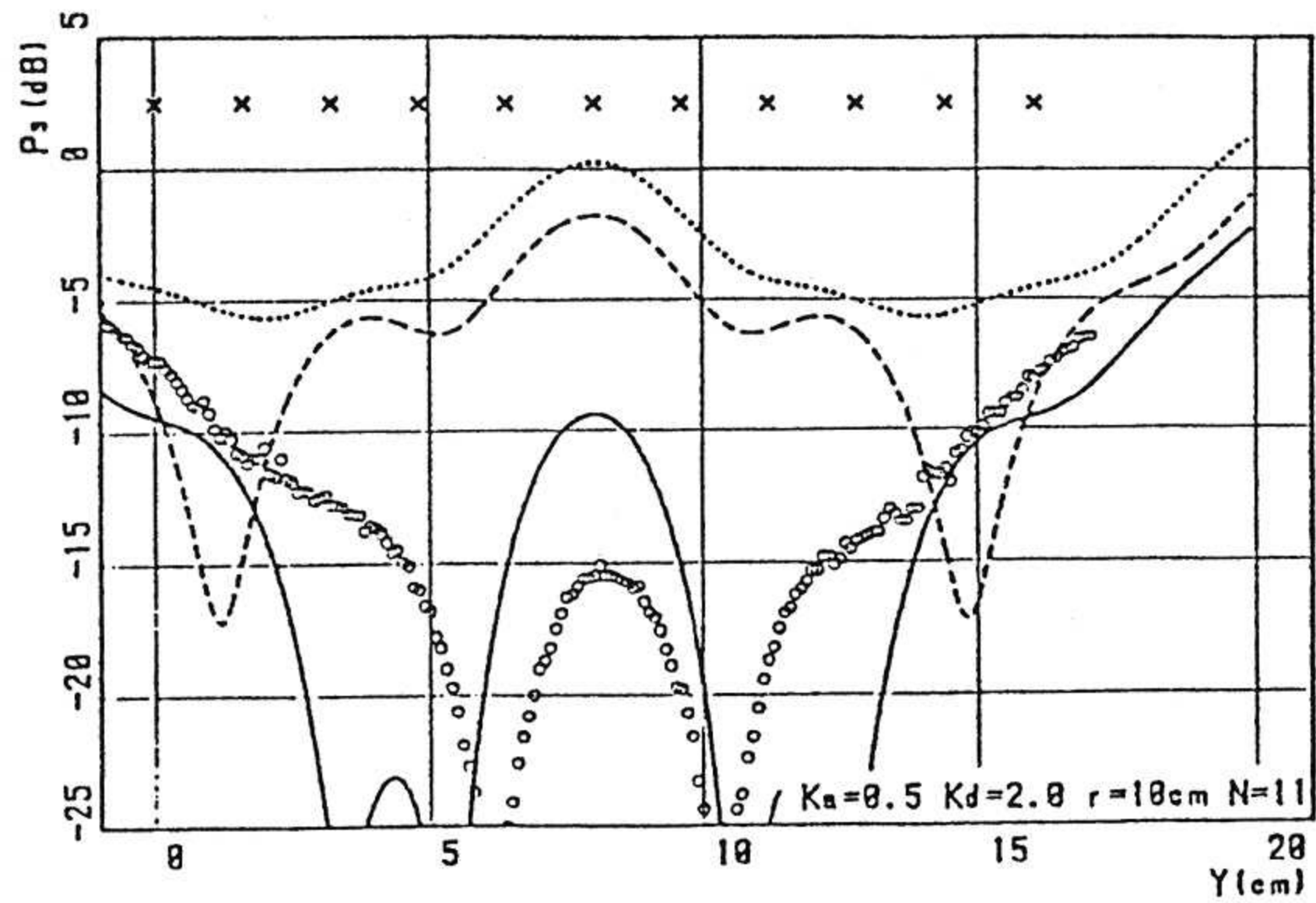
○ ○ ○ 測定値 (硬質塩ビ)                      - - - - 2次散乱波まで  
 - - - - 1次散乱波のみ                        ——— 5次散乱波まで

$ka=0.5, kd=3.0, N=8$

図13 隣接円柱のシャドウ効果 (その5)  
 Fig. 13 Shadow effects with neighbouring cylinders. (case 5)



(a) シャドウ効果が完全な場合



(b) シャドウ効果がない場合

○○○ 測定値 (硬質塩ビ)                      - - - 2次散乱波まで  
 - - - - 1次散乱波のみ                      ——— 5次散乱波まで

$ka=0.5, kd=2.0, N=11$

図14 隣接円柱のシャドウ効果 (その6)  
 Fig. 14 Shadow effects with neighbouring cylinders. (case 6)

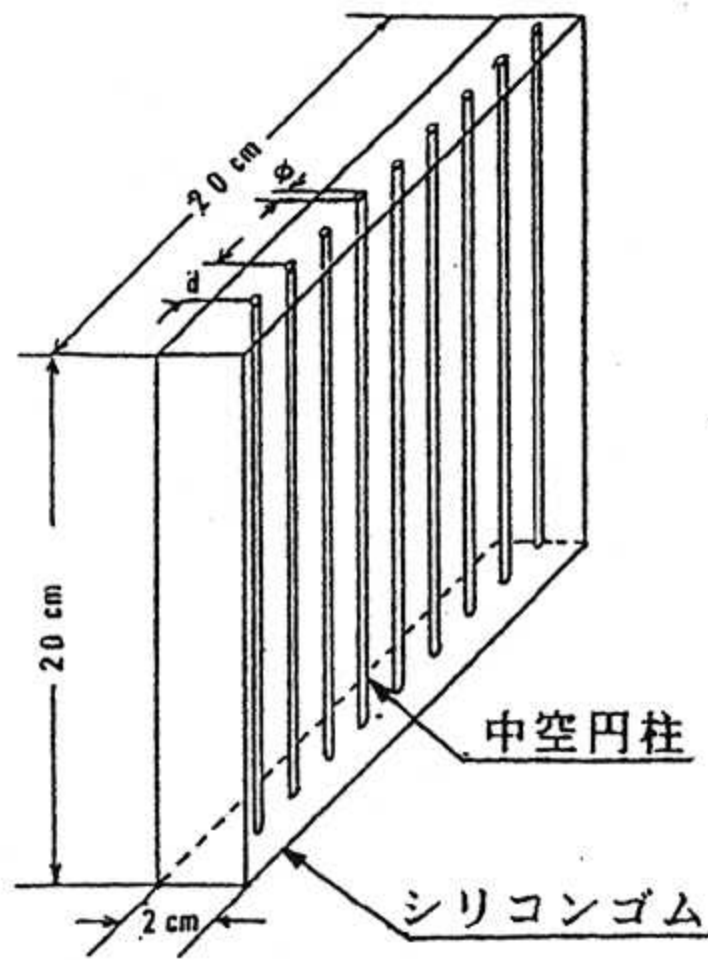


図15 シリコンゴム平板内の中空円柱配列モデル

Fig. 15 Model of air cylinders in silicone rubber plate.

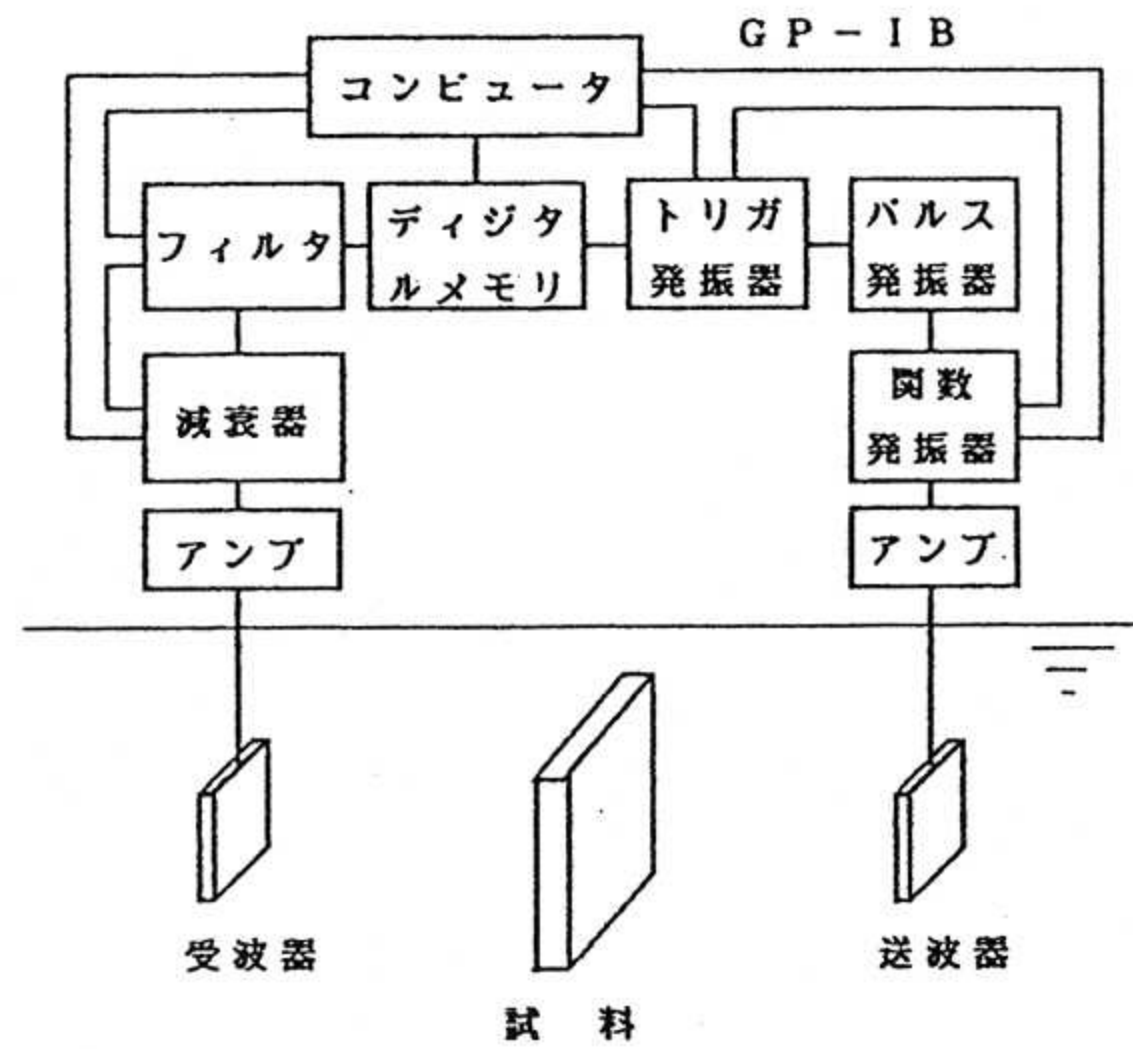
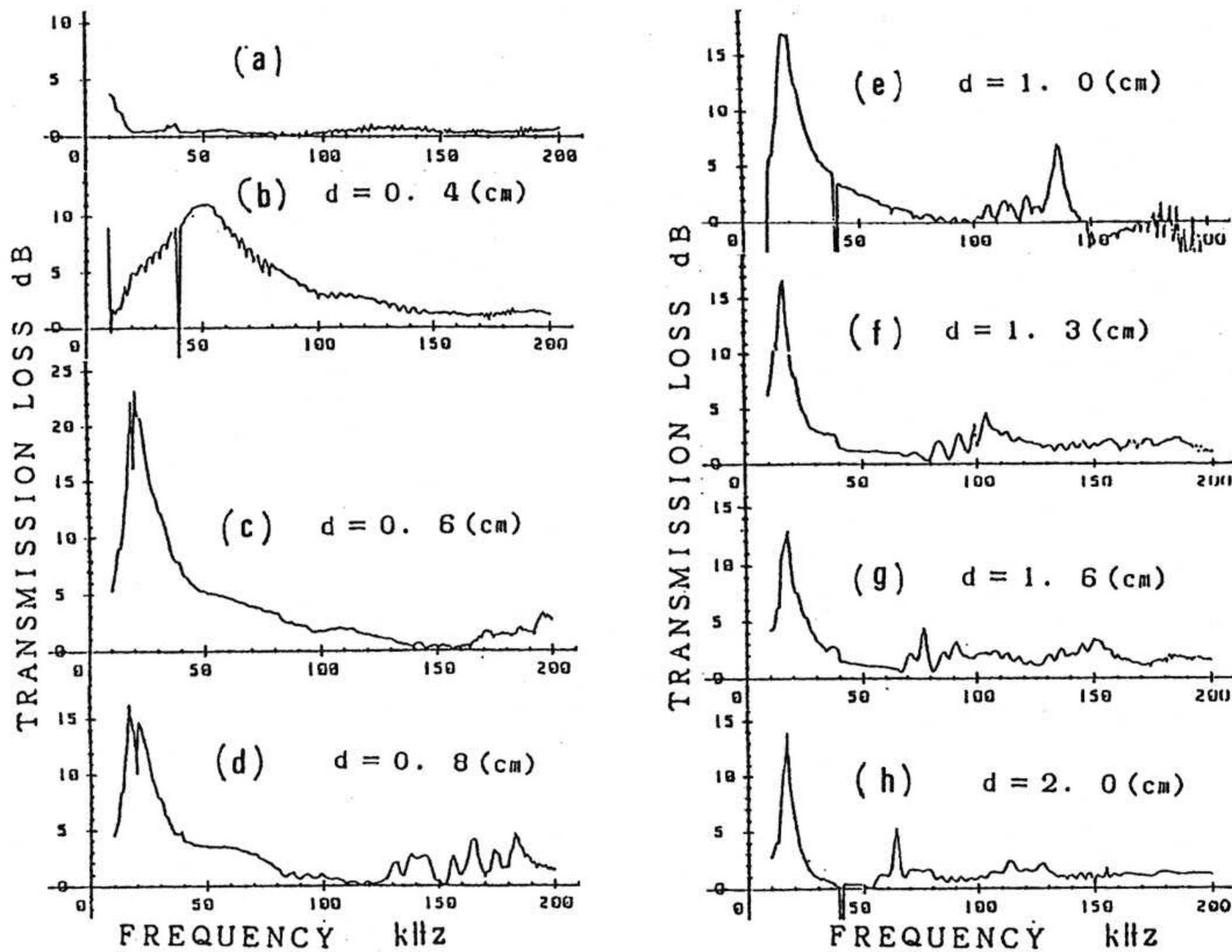


図16 透過損失測定ブロック図

Fig. 16 Measuring block diagram for transmission loss.



中空円柱の直径=0.5mm, 配列間隔dを変化

図17 中空円柱を配列した試料に対する透過損失の周波数特性

Fig. 17 Frequency characteristics of transmission loss for specimen in which air cylinders are arrayed

致するように配置し固定する。また試料はビームに垂直に入射するように設置する。

## 5.2 測定結果及び検討

### 5.2.1 配列間隔と損失極大の周波数

図17は円柱の直径 $\phi = 0.5$  mmとし、配列間隔 $d$ を変化させ、透過損失の周波数特性を測定した結果を示す。同図(a)は材料のシリコンゴム平板の透過損失を周波数10～200 kHzの間で測定した結果で、損失は1 dB以下である。このシリコンゴム平板に配列した中空円柱の間隔を変えた試料に対する透過損失の周波数特性の測定結果が(b)～(h)である。 $d$ を変えることにより、損失極大の周波数が変化し、 $d$ が大きくなるに従い、周波数は低下する。低下の度合は $d < 1$  cmで急激で $d > 1$  cmでは殆んど変化しなくなる。また、 $d = 0.4$  cmでは透過損失は小さいが、損失の周波数帯域が広がっているが、 $d$ が大きくなるに従い、損失の帯域幅が狭まる傾向が認められる。

$\phi$ が1及び2 mmの場合についても同様な測定を行った結果は、図17とほぼ同様な傾向が認められるが、 $\phi$ が大きくなるに従い損失極大の周波数は低周波側に移動する。 $\phi$ を変数とし損失極大の周波数と配列間隔との関係を図18に示す。同図によると、 $\phi = 1$  mmの場合は、損失極大の周波数は、 $d < 2$  cmで変化し、 $d > 2$  cmでは変化しなくなる。 $\phi$ が0.5 mmと1 mmの二者によれば、損失極大の周波数が変化する範囲はほぼ $d < 20 \times \phi$ となっている。

しかし、 $\phi = 2$  mmの場合はこの関係が成立たない。そこで $\phi = 2$  mmの場合について、試料の板厚を3.4 cmとして測定した結果、損失の周波数が低下する傾向が認められた。このことから、 $\phi = 2$  mmにおいて $d < 20 \times \phi$ の関係が成立たないのは試料の厚さに起因することが推定される。

### 5.2.2 透過損失と円柱の配列間隔

透過損失と円柱の配列間隔の関係を図19に示す。同図から10 dBの損失が得られることがわかる。また配列間隔が狭いところで損失のレベルは変化しているが、間隔が広がるに従い損失量は徐々に減少する。配列が狭い状態では、円柱による多重散乱波による干渉が複雑に影響することにより損失レベルと配列間隔の関係が変化するものと考えられる。配列間隔が広がると、多重散乱の影響が

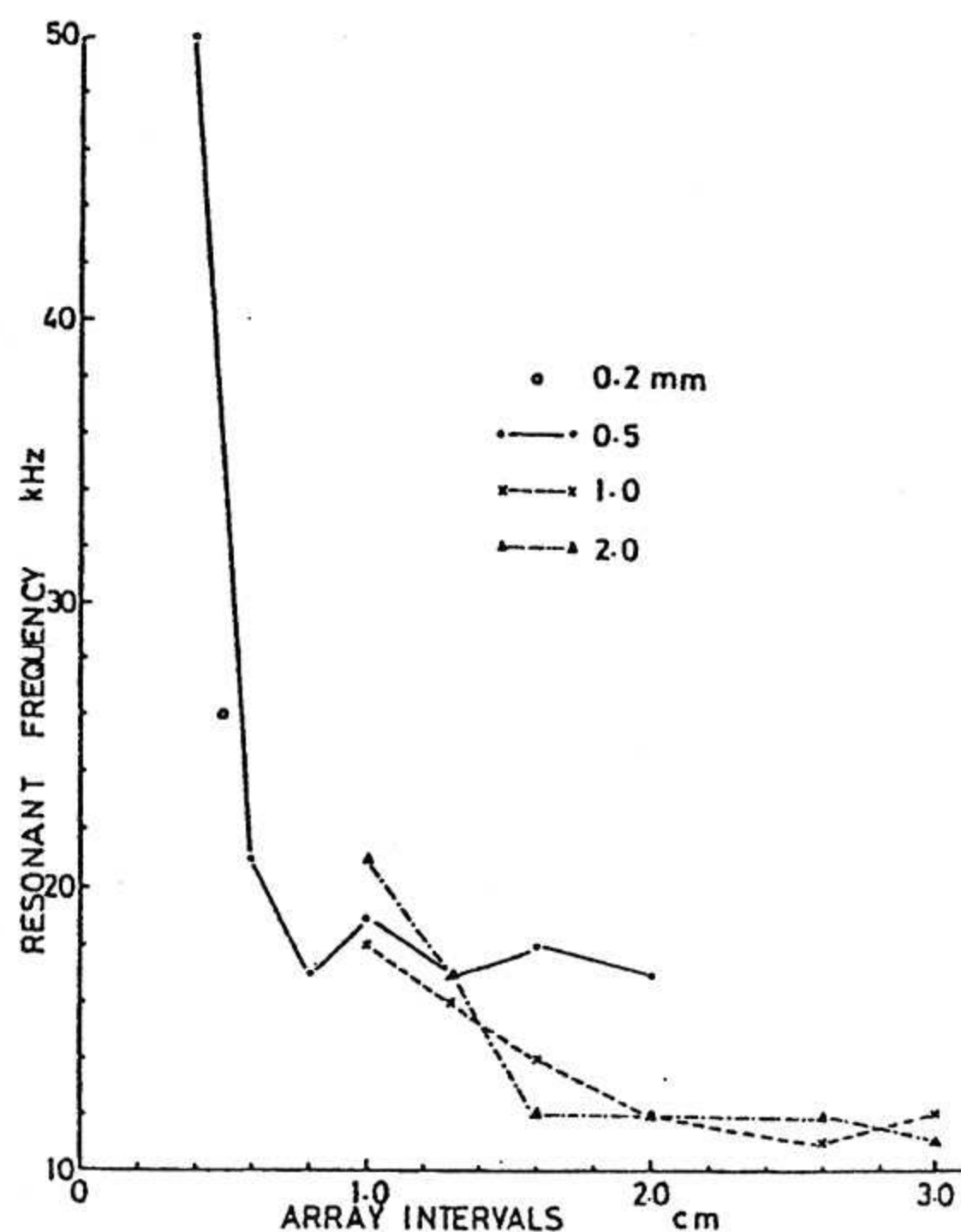


図18 透過損失極大の周波数と中空円柱の配列間隔との関係

Fig. 18 Relation between maximum transmission loss frequencies and array intervals

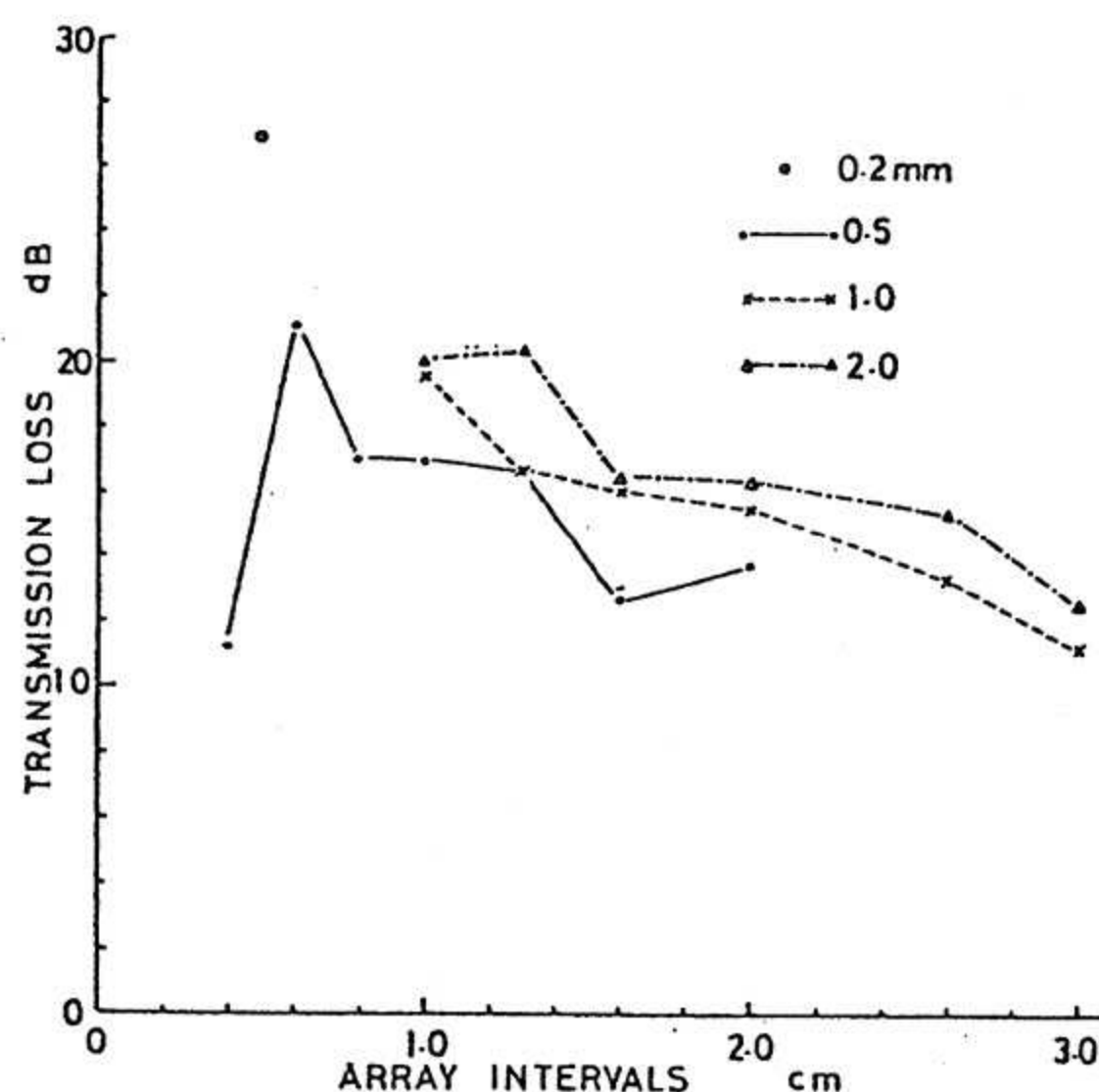


図19 透過損失と中空円柱の配列間隔の関係

Fig. 19 Relation between transmission losses and array intervals

弱まり損失レベルも低下するものと考えられる。

### 5.2.3 中空円柱の二重配列と透過損失

図20及び21は2 cmの平板中に $\phi = 0.5$  mmの中空円柱を二重に配列した試料に対する透過損失の周波数特性である。図20は同図に示すように0.6 cm間隔の配列が、音波の入射方向に対して互に重なるように配列した場合である。このような配列の状態においては、10～200 kHzの範囲で15 dB以上の損失を示す。

図21の場合は同図に示すように、一方の配列と他方の配列の円柱による三角形が二等辺三角形となるように配列した場合である。この場合は約50 kHz以下の周波数帯における損失は大きいですが、周波数が高くなるに従い損失量が低下する。図2で示すように1本の円柱による前方散乱レベルが大きいので、図20の場合のように音波の入射方向に対して前後の円柱が重なるような位置関係にあるとき、良好な損失の周波数特性が得られるものと考えられる。

### 5.2.4 $ka$ 及び $kd$ と損失の関係

4.2項及び4.3項において円柱の配列間隔と遮音の関係及び円柱の半径と遮音の関係について検討した。ここで測定した円柱規格化半径  $ka$  (波数×半径) は、中空円柱0.5 mmの場合、損失極大

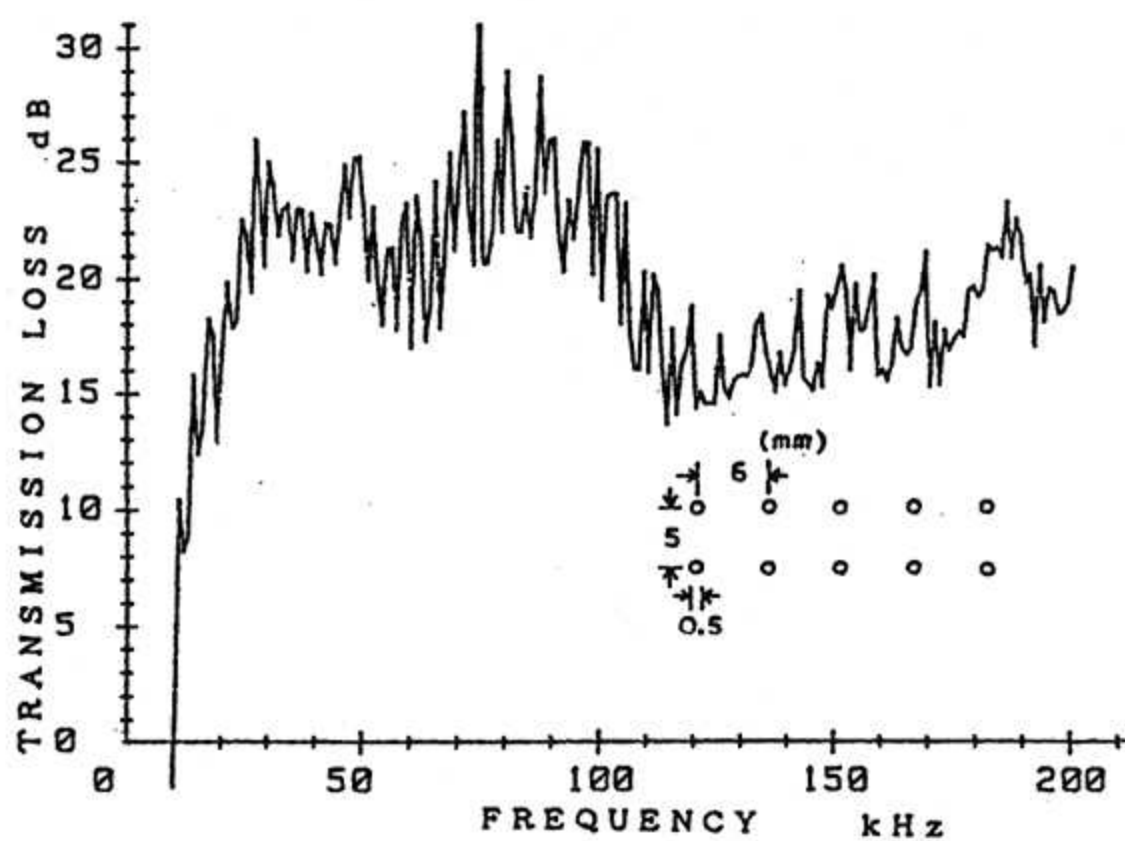


図20 中空円柱二層配列による透過損失の周波数特性 (その1)

Fig. 20 Frequency characteristics of transmission loss for specimen in which air cylinders are arrayed in double lines (case 1)

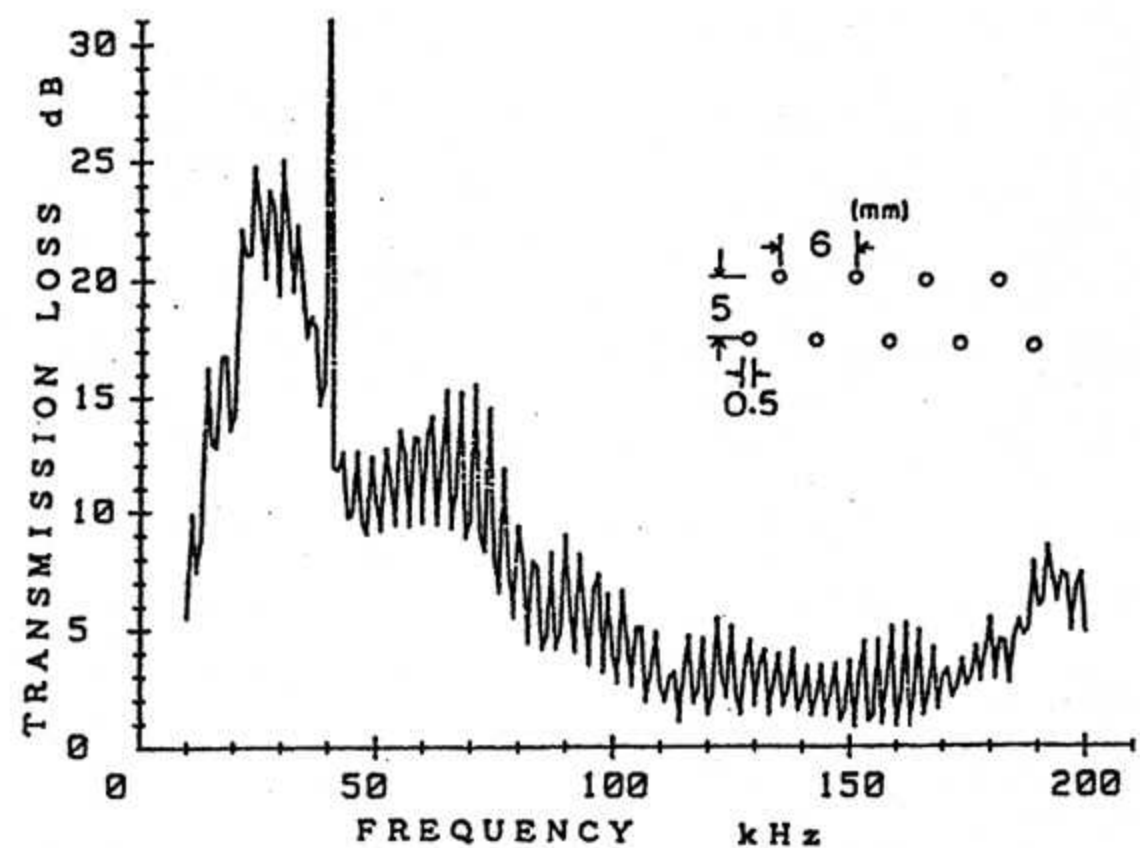


図21 中空円柱二層配列による透過損失の周波数特性 (その2)

Fig. 21 Frequency characteristics of transmission loss for specimen in which air cylinders are arrayed double lines (case 2)

の周波数に対して0.05程度となる。また規格化配列間隔  $kd$  (波数×間隔) は1.0～2.0である。これらの結果から、 $ka$  が0.05でも  $kd$  を2以下にすれば十分遮音効果が得られることを実証している。

## 6. 結 言

音響抵抗が水に対して十分小さな気体円柱を配列することによる遮音方式の検討を行った。

- (1) 自由壁円柱配列により遮音効果が得られることを実証した。
- (2) 計算と測定結果はよく一致するが、2次以上の散乱波の効果は間隔が波長と同程度になると、隣接する円柱のシャドウの効果が変わる。シャドウ効果は円柱の半径の影響があり、 $ka$  が0.5以下では無視できるようで、計算では5次散乱波まで考慮する必要がある。
- (3) 高圧下の遮音方式を検討するため、シリコンゴム内に直径0.5 mmの円柱を配列し、音波の透過損失の測定を行った。その結果10～200 kHzの間で15 dB以上の損失(遮音)が得られた。
- (4) 今後は、耐圧性を持たせるための検討が必要である。

### 参考文献

- 1) Lord Rayleigh: "The Theory of So-

und," Dover Publications, (1945)

2) P.M.Morse : "Vibration and Sound", McGraw-Hill, pp. 347. (1946)

3) J. J. Faran : "Sound scattering by solid cylinders and spheres", J. Acoust Soc. Am., Vol. 23, pp. 405-418, (1951)

4) L. Flax and W.G. Neubauer : "Acoustic reflection from layer elastic absorptive cylinders", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 61, pp. 307-312. (1977)

5) V. Twersky : "Multiple scattering by an arbitrary configuration of parallel cylinders", J. Acoust. Soc. Am., Vol 24, pp. 42-46 (1952)

6) G.N. Watson : "Bessel Function", Cambridge University Press, London, pp. 356-361. (1948)