

単極性超音波パルスの発生と音場観測

Generation and sound field observation of monopole ultrasonic pulse

○高崎 浩司, 今野 和彦, 井上 浩

○Kouji Takasaki, Kazuhiko Imano, Hiroshi Inoue

秋田大学 鉱山学部 電気電子工学科

Department of Electrical and Electronic Engineering,
Mining College, AKITA University

キーワード: 単極性超音波パルス(monopole ultrasonic pulse), 傾斜関数型電圧(finite slope type step voltage), エッジ波(edge wave), 菊形電極(asteroidal-shape electrode), 音場 (sound field)

連絡先: 〒010 秋田市手形学園町 1-1 秋田大学 鉱山学部 電気電子工学科 井上研究室
今野和彦, Tel.(0188)89-2490, Fax.(0188)35-4651, E-Mail:imano@ipc.akita-u.ac.jp

1. はじめに

超音波は, 固体中や液体中をよく伝搬し, 伝搬速度が電磁波に比べ遅いなどの特徴を生かし, ソナーや医療診断装置, あるいは距離計など様々な分野で利用されている. これら超音波を応用した計測において, 測定精度や分解能を向上させるためには短い超音波パルスが有効である. 特に単極性超音波パルスは, 音源から放射される最も短いパルスであり, 時間分解能が高く, 高精度の計測を行うには有効である. さらに単極性超音波パルスは, 音源から放射される音波の極性, さらに音源の音場を構成する音波の成分の時間的及び空間的な分布を容易に知ることがで

きるため, 音源の呈する音場を知る上でも有効な手段となる.

一般に短い超音波パルスを得ようとして, 圧電振動子を短い電気パルスで駆動しても, 振動子の機械的共振によって残留振動が生じる. よって, 得られる超音波パルスの継続時間が長くなってしまい, 時間分解能が低下してしまう.

短い超音波パルスを発生させるためには, 圧電振動子の振動特性を補正し, 残留振動を抑制する必要がある. これまで主として3つの方法が考えられている.

(1)機械的に補正する方法^{1),2)}

(2)電氣的に補正する方法³⁾

(3) 駆動電圧波形の選択による方法⁴⁾

(1)の方法はバッキングや中間層を用いる方法であり、(2)の方法は電気回路を用いて振動子の特性を補正するものである。(3)の方法は、駆動電圧波形を工夫して振動子の残留振動を抑制する方法である。いずれの方法でも、振動子を機械的に加工したり、特別な電気回路の設計・製作が必要である。

本報告では上記の方法と異なった方法、すなわち、振動子の共振周波数成分をもたない駆動電圧波形を用いることによって単極性超音波パルスを発生させる方法について述べる。この方法は、振動子の共振周波数成分の共振現象による残留振動がないので、単極性超音波パルスを発生できると考えられる。また、複雑な装置等を用いることなく、駆動電圧波形の設定だけでできるため、振動子の特性が異なった場合でも、容易に波形を変更して適用することができるという利点がある。

以下では、まず本駆動法を用いた単極性超音波パルスの発生方法について述べる。さらに単極性超音波パルスの時間分解能が高く、音源から発生する音場の考察が容易であるという特徴を利用して、電極形状の異なる平面振動子の音場観測を行った結果について述べる。

2. 単極性超音波パルスの発生方法

単極性超音波パルスを発生させるための駆動電圧波形として、立ち上がりに傾斜を持つ電圧波形、すなわち一定傾斜関数⁵⁾とサイクロイド関数⁶⁾型電圧波形(傾斜関数型電圧波形と呼ぶ)を採用する。

2.1 一定傾斜関数

一定傾斜関数は図1(a)に示すものである。この波形は(1)式で表される。

$$v(t) = \begin{cases} t/\tau & (0 \leq t \leq \tau) \\ 1 & (t \geq \tau) \end{cases} \quad (1)$$

(1)式をフーリエ変換すると次のようになる。

$$V(\omega) = \frac{1}{\tau\omega^2} (e^{-j\omega\tau} - 1) \quad (2)$$

これより $|V(\omega)|$ は、

$$|V(\omega)| = \frac{1}{\tau\omega^2} (2 - 2\cos\omega\tau)^{1/2} \quad (3)$$

となる。ここで $|V(\omega)| = 0$ となるのは、

$$\omega = \frac{2n\pi}{\tau} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (4)$$

$$f = \frac{n}{\tau} \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (5)$$

のときである。 $|V(\omega)|$ は一定傾斜関数の周波数特性を表し、図1(b)となる。この図から一定傾斜関数は、その立ち上がり時間 τ の逆数の整数倍の周波数 f では成分をもたないことがわかる。つまり、共振周波数 f_r の振動子に対して、立ち上がり時間を $\tau = 1/f_r$ として振動子を駆動することで、共振周波数成分を0にすることができるため残留振動を抑制でき、単極性超音波パルスが得られると考えられる。

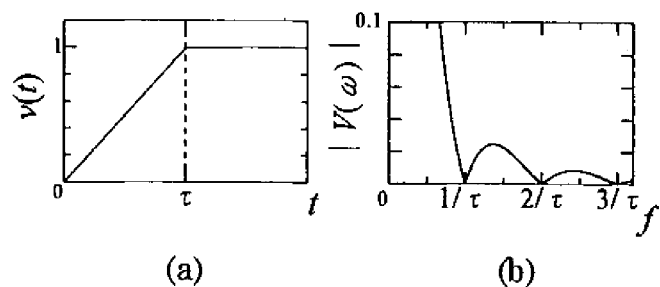


図1(a)一定傾斜関数、(b)一定傾斜関数の周波数特性

2.2 サイクロイド関数

サイクロイド関数は、図2(a)に示されるような関数であり、次式で表される。

$$v(t) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2\pi t}{\tau} - \sin \frac{2\pi t}{\tau} \right) & (0 \leq t \leq \tau) \\ 1 & (t \geq \tau) \end{cases} \quad (6)$$

これをフーリエ変換すると、

$$V(\omega) = \left\{ \frac{1}{\omega^2 \tau} + \frac{\frac{1}{\omega^2 \tau}}{\left(\frac{2\pi}{\omega \tau}\right)^2 - 1} \right\} (e^{-j\omega \tau} - 1) \quad (7)$$

となる。(7)式より $|V(\omega)|$ を求めると、

$$|V(\omega)| = \frac{\left| \frac{\sin \frac{\omega \tau}{2}}{2} \right|}{\frac{\omega^2 \tau}{2} \left| 1 - \left(\frac{\omega \tau}{2\pi}\right)^2 \right|} \quad (8)$$

となる。サイクロイド関数の周波数特性 $|V(\omega)|$ は、(8)式より図2(b)のようになる。サイクロイド関数も、 $f = n/\tau$ ($n=2,3,\dots$)において周波数成分をもたないことがわかる。サイクロイド関数の場合、共振周波数 f_r をもつ振動子に対して立ち上がり時間を $\tau = 2/f_r$ として印加することにより振動子の共振周波数成分を0にでき、残留振動を抑制できると考えられる。

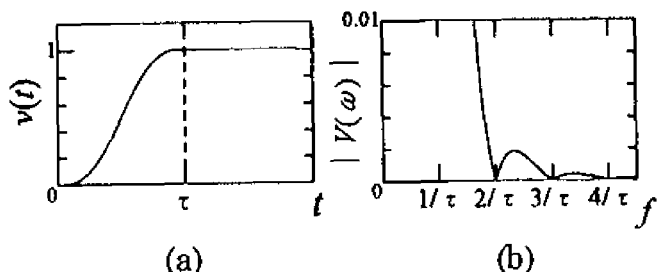


図2(a)サイクロイド関数、(b)サイクロイド関数の周波数特性

3. 平面ピストン音源の音場と使用した振動子

3.1 平面ピストン音源から放射された

単極性パルスの音場

振動面がピストンのように一様な速度で振動する平面ピストン音源から放射される超音波パルスの音場は、音源から単極性のパルスが放射された場合、図3に示すように振動子の表面からその法線方向に直進伝搬する単極性の直接波 (Direct Wave : DW) と、振動子の輪郭部から拡散伝搬する単極性の

エッジ波 (Edge Wave : EW) から構成されている。

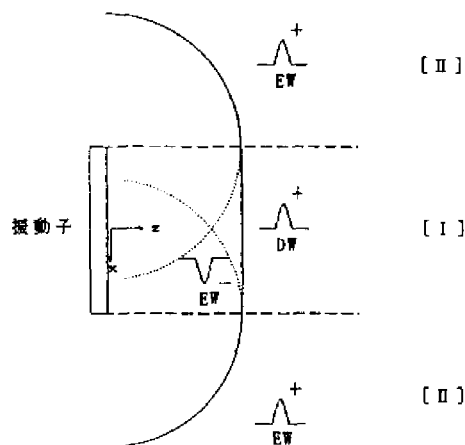


図3 平面ピストン音源の音場⁷⁾

その音場特性は、観測点の位置が図3の領域 [I] と [II] では異なる。領域 [I] では、直接波とエッジ波の両方が存在し、まず直接波が到達し、その後直接波とは逆極性のエッジ波が観測される。一方、領域 [II] ではエッジ波のみが観測され、その極性は領域 [I] の直接波と同じである。

このことから、直接波だけの単極性パルスを得るためには、何らかの方法でエッジ波を抑制する必要があることがわかる。

3.2 菊形電極振動子

振動子輪郭部からの音波の発生を抑制する方法としてガウス振動子を用いる方法が知られている⁸⁾。この方法は、振動子の振動面速度をガウス分布に従った分布を与えるようにすることにより、振動子輪郭部の振動を抑制するもので、エッジ波の発生を抑制できるものと考えられる。

ガウス分布の振動を励起する方法として、振動子上の電極面積をガウス分布になるようにし、かつそれを8枚の花弁状に分散させることにより、近似的にガウス分布に近い振動をさせる。図4はその電極の形である。この電極は、形が菊の花弁に似ていることから

菊形電極(asteroidal-shape electrode)と呼ばれるている。

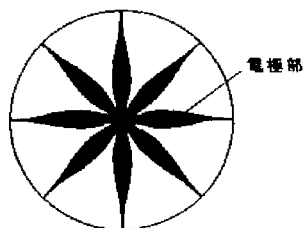


図4 菊形電極

3.3 実験に用いた振動子の形状及び諸特性

本実験では、円形の圧電振動子(富士セラミック社製)を用いた。振動子には、両面が全て電極で覆われた全面電極と、片面だけが菊形電極の2種類を用いて比較実験を行った。表1に用いた振動子の形状及び諸特性を示す。

表1 振動子の形状及び諸特性

	全面電極振動子	菊形電極振動子
材質	PbTiO ₃	PbTiO ₃
直径	30 [mm]	30 [mm]
厚さ	2 [mm]	2 [mm]
共振周波数	1.07 [MHz]	1.07 [MHz]
反共振周波数	1.22 [MHz]	1.18 [MHz]
自由容量	655 [pF]	328 [pF]
電気機械結合係数 k_t	0.52	0.53

また、全面及び菊形電極振動子を周波数1.07MHz、振幅20Vpp、20サイクルのバースト波で駆動した場合の音圧分布は図5に示すようになり、全面電極振動子では直接波とエッジ波の干渉により音圧分布が複雑であり、これは振動子からの距離 z によって分布が大きく変化する。一方、菊形電極振動子の場合、全面電極振動子のような分布は見られず、振動子輪郭部の音圧が小さくなっていることから、振動子輪郭部からのエッジ波の発生が抑制されていると考えられる。この場合、全面電極振動子の場合と異なり、振動子からの距離 z に対して音圧は単調に減少するのみで、変化は小さい。

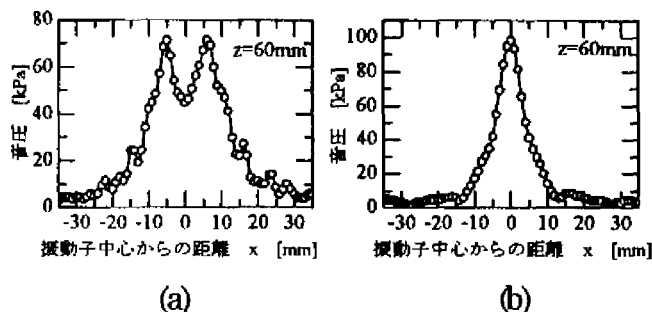


図5 音圧分布 (a)全面電極振動子,(b)菊形電極振動子

4. 単極性超音波パルスの伝搬特性の観測

4.1 観測方法

超音波パルスの測定系を図6に示す。全面及び菊形電極振動子を駆動する駆動電圧として、以下に示すものを用いる。

- (a)ステップ電圧
- (b)一定傾斜関数型電圧
- (c)サイクロイド関数型電圧

パソコン (EPSON ENDEAVOR AT-3050) 上で描いた振幅 20Vpp の傾斜関数型電圧波形を RS-232C インターフェースを通して発振器 (HP 33120A) に転送し、水槽中に設置した振動子を駆動する。全面及び菊形電極振動子とも共振周波数は約 1MHz であり、この成分を抑制するように一定傾斜関数型電圧波形の立ち上がり時間を $\tau=1 \mu s$ 、サイクロイド関数型電圧波形の立ち上がり時間を $\tau=2 \mu s$ とした。図7、図8に実際の電圧波形と周波数特性を示す。これより、振動子の共振周波数である 1MHz の成分が抑制されていることが確認できる。ステップ電圧波形については、立ち上がり時間 20ns 以下のステップ電圧を発振器より発生させ、振動子を駆動する。振動子より発生した超音波は直径 1mm の PVDF ハイドロホンで受波され、利得 30dB の増幅器で増幅後デジタルオシロスコープ (DL1200) で観測される。ハイドロホンは、3軸方向に $10 \mu m$ の精度で移動できる3次元移動系に固定する。受波した超音波パルスは、GP-IB インターフェース

を通してパソコン (EPSON PC-286LS) へ送られ、高速フーリエ変換(FFT)される。観測は、振動子の中心軸上で振動子からの距離 z を変化させて行った。

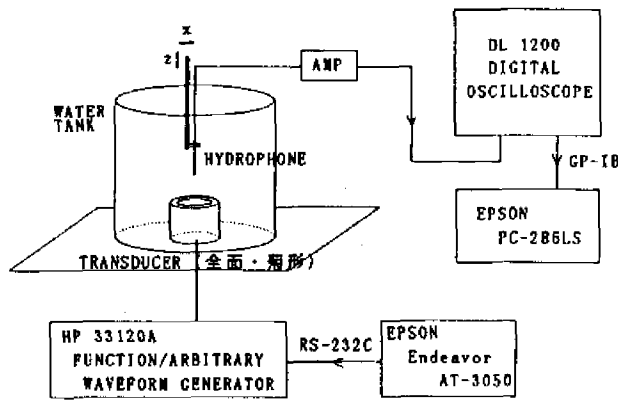


図6 超音波パルス測定系

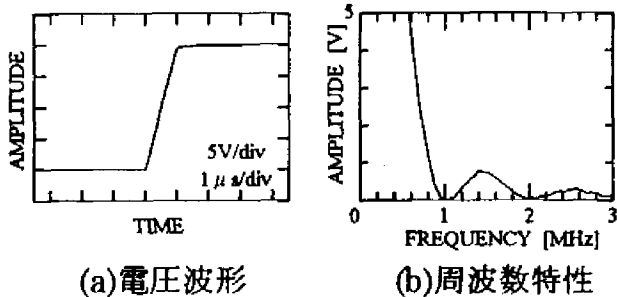


図7 実際の一定傾斜関数型電圧波形
及びその周波数特性

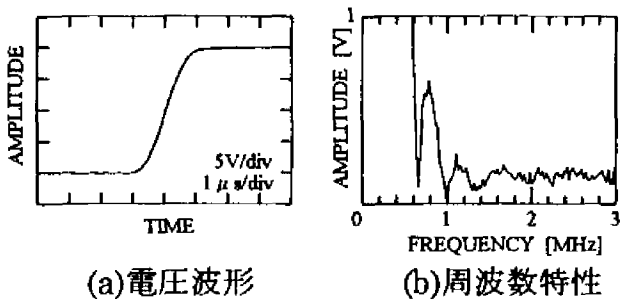


図8 実際のサイクロイド関数型電圧波形
及びその周波数特性

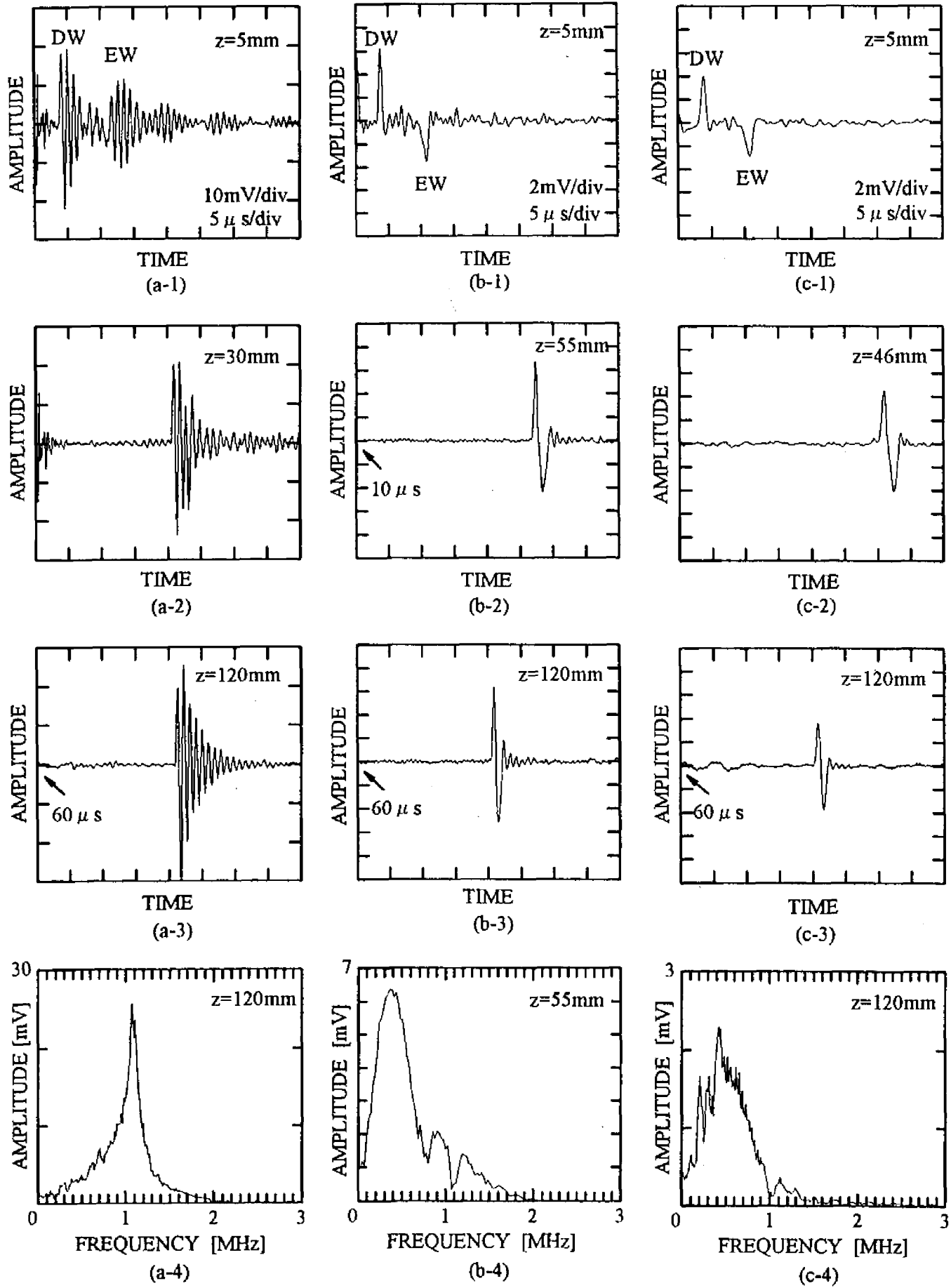
4.2 観測結果

図9に全面電極振動子の場合の観測結果を示す。図9(a)はステップ電圧波形駆動の場合の結果であり、振動子からの距離 $z=5\text{mm}$ の場合、残留振動により長くなった直接波と

エッジ波が、時間的に分離して観測されている。これは、観測点から振動子中心と輪郭部までに距離差があり、伝搬時間に差が生じるためである。受波波形の周波数特性は、振動子の共振周波数成分による残留振動のため、共振周波数である 1MHz 付近にピークを持っている。振動子からの距離 z が長くなると、直接波とエッジ波の時間差が小さくなっていき、両者が干渉した1つの波形となる。このような駆動法によってパルスの送受信を行った場合、振動子からの距離 z が小さい場合には2つの反射波があるように観測される。また距離 z が大きく、直接波とエッジ波が重畳している場合でも、パルスが長くなり時間分解能の低下を招く。

一方、図9(b), (c)はそれぞれ一定傾斜関数型電圧及びサイクロイド関数型電圧波形駆動の場合の結果であり、残留振動が抑制され、単極性超音波パルスが得られている。周波数特性は、共振周波数 1MHz 付近が抑えられている。振動子からの距離 $z=5\text{mm}$ では、単極性の直接波と、直接波とは逆極性のエッジ波が時間的に分離されて観測されている。振動子からの距離 z が長くなると、この時間差が小さくなっていき、一定傾斜関数型電圧波形駆動では $z=55\text{mm}$ 、サイクロイド関数型電圧波形駆動では $z=46\text{mm}$ のとき直接波とエッジ波が重畳し、1つの両極性パルスとなる。さらに距離が長くなり $z=120\text{mm}$ となると、直接波とエッジ波の重畳が進み、パルス幅が狭くなり、振幅が小さくなっている。さらに距離 z が大きくなると、パルス幅は単調に減少する。

図10は菊形電極振動子の場合の結果である。図10(a)はステップ電圧波形駆動の場合の結果であり、残留振動により超音波パルスが長くなっているものの、全面電極振動子の場合ようなエッジ波は明確には見られない。

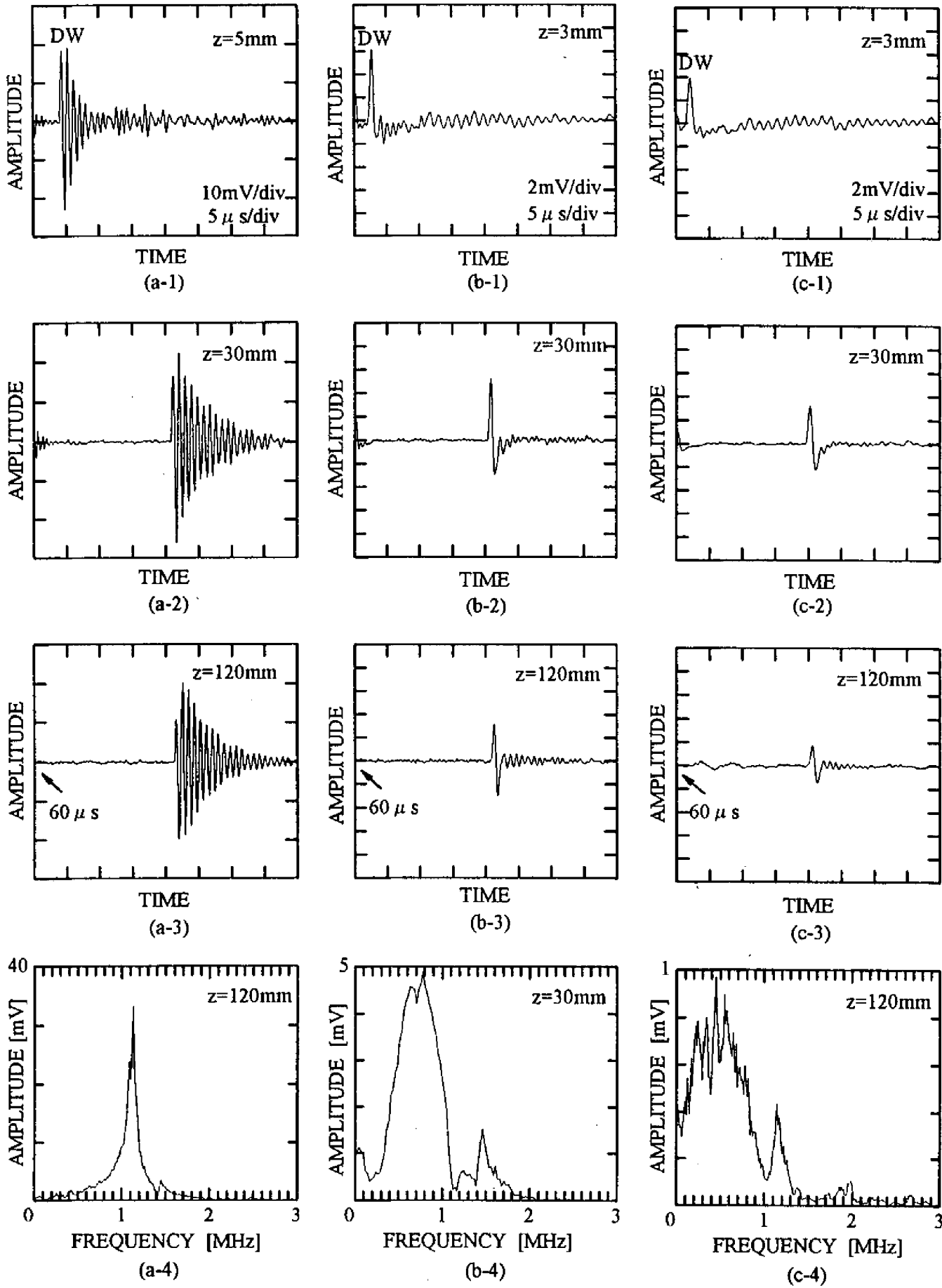


(a)ステップ電圧波形

(b)一定傾斜関数型電圧波形

(c)サイクロイド関数型電圧波形

図9 全面電極振動子を3種類の駆動電圧波形で駆動した場合の受波波形及びその代表的周波数特性



(a)ステップ電圧波形

(b)一定傾斜関数型電圧波形

(c)サイクロイド関数型電圧波形

図10 菊形電極振動子を3種類の駆動電圧波形で駆動した場合の受波波形及びその代表的周波数特性

図 10(b)(c)の傾斜関数型電圧波形駆動の場合の結果では、共振周波数成分が抑制され、振動子からの距離 $z=3\text{mm}$ の場合、直接波だけの単極性超音波パルスが得られている。しかし、直接波の後に振幅の小さい波が続いており、振動子からの距離が遠くなるにつれ両極性のパルスへと変化していくことが確認できる。両極性に変化する原因は、直接波の後に続く細かいパルスがエッジ波であり、それが距離 z が大きくなるにつれて直接波と重畳することによる可能性が考えられる。

駆動電圧波形（一定傾斜関数・サイクロイド関数）による違いは、得られる超音波パルスのパルス幅が異なるという点である。従って、全面電極において直接波とエッジ波が重畳する距離 z が異なる。すなわち、駆動電圧波形の違いにより音圧パルスの幅が異なり、音場も変化するものと考えられる。

5. 単極性超音波パルスの音場観測

本章では、単極性超音波パルスの特徴を利用し、菊形電極振動子から放射されたパルスの音場を観測した結果について述べる。また比較のために、全面電極振動子の音場の観測結果についても述べる。

5.1 観測方法

図 6 の測定系で、全面及び菊形電極振動子をサイクロイド関数型電圧波形($\tau=2\ \mu\text{s}$)で駆動し、発生した単極性超音波パルスを振動子からの距離 $z=5\text{mm}$ で観測する。距離 z を一定としたまま、ハイドロホンを振動子の中心から径方向 (x 方向) に 1mm 間隔で移動させて音圧波形を観測した。菊形電極振動子については、電極形状による音圧波形の影響を観測するため、図 11 に示すように $a-a'$ 、 $b-b'$ の 2 方向についての観測を行った。

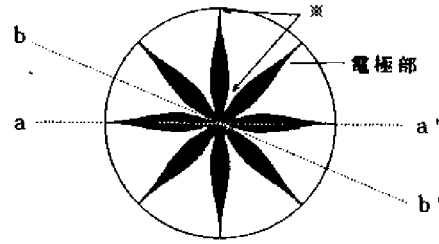
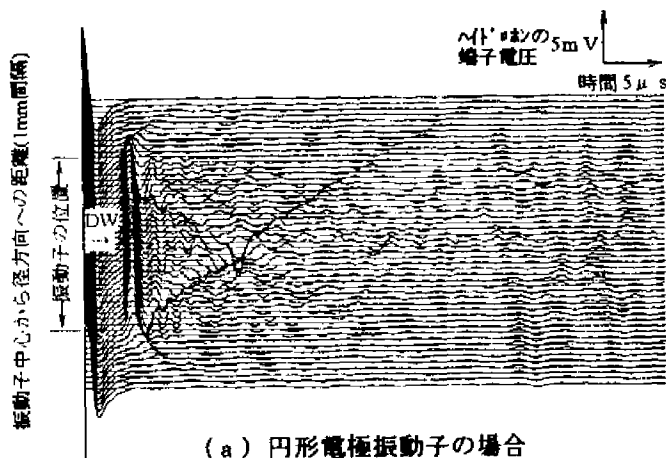


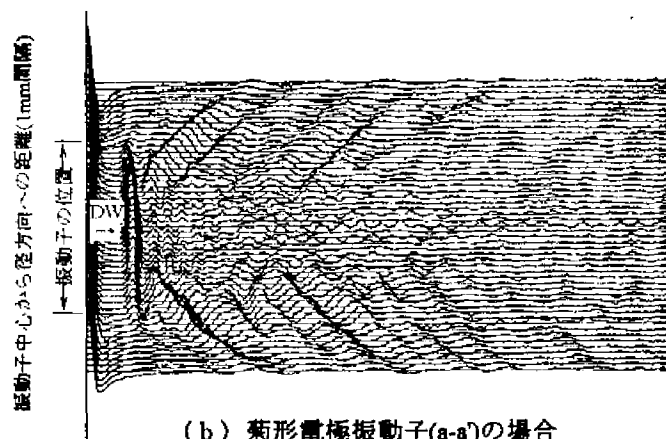
図 11 菊形電極振動子の場合のパルスの観測方向

5.2 観測結果

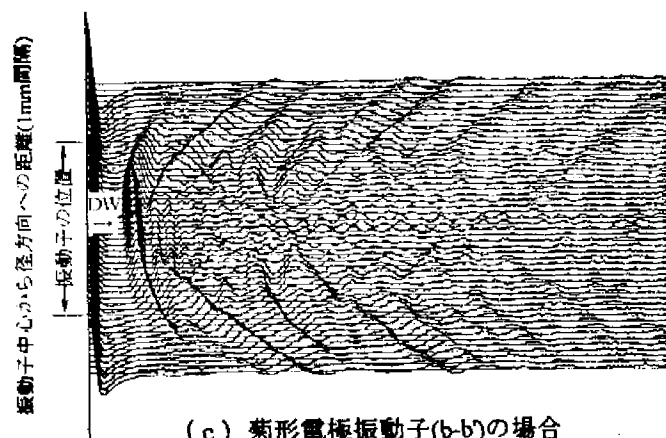
観測結果を図 12 に示す。図中"DW"が直接波である。全面電極振動子の場合、振動子の輪郭部からエッジ波が発生しており、振動子の中心軸上ではエッジ波が重なり合い一つのパルスを形成し、単極性の直接波とエッジ波が観測されている。菊形電極振動子の場合、振動子の輪郭部からのエッジ波は明確には観測されていないが、直接波以外の波が存在していることがわかる。この波について、伝搬時間と水の音速から伝搬距離を算出し、その発生源を推定してみたところ、電極形状が急激に変化する部分(図 11※印)から発生している可能性が高いことがわかった。しかし電極の縁全体から発生している可能性もあり、今後更なる検討が必要である。観測方向($a-a'$, $b-b'$)による違いをみると、 $b-b'$ では振動子の輪郭部に近づくとつれ、直接波が時間的に遅れて観測されていることがわかる。この波は、電極の存在する部分から発生した直接波が到達したものか、あるいは電極の縁から発生したエッジ波そのものであると考えられる。



(a) 円形電極振動子の場合



(b) 菊形電極振動子(a-a)の場合



(c) 菊形電極振動子(b-b)の場合

図 12 音場の観測結果

6. おわりに

振動子の共振周波数成分を持たないような傾斜関数型電圧波形で振動子を駆動することにより、残留振動のない単極性超音波パルスを得られることがわかった。また、駆動電圧波形の違いによってパルス幅が変化し、音場も変化することがわかった。さらに、振動子輪郭部からのエッジ波の発生を抑制できるとされる菊形電極振動子においては、振動子輪郭部からのエッジ波発生は抑制されているものの、菊形電極の縁からエッジ波が発生している可能性があることが明らかになった。今後は、菊形電極振動子から放射される単極性超音波パルスを2次元空間上で走査・観測し、菊形電極振動子からのエッジ波の発生源についてさらに詳細な実験的解明を行う予定である。

参考文献

- 1) G. Kossov: The effect of backing and matching on the performance of piezoelectric ceramic transducers, IEEE Trans., SU-13, (1), 20/25 (1966)
- 2) C. Kasai, D. Okuyama and Y. Kikuchi: Generation and detection of short ultrasonic pulses via piezoelectric transducer with an intermediate layer of quarter wavelength, Electron. Comm. Jpn., 56-A, 95/101 (1973)
- 3) Lakestani, J. C. Baboux and P. Fleischmann: Broadening the bandwidth of piezoelectric transducers by means of transmission lines, Ultrasonics, 13, 176/180 (1966)
- 4) C. Kasai, D. Okuyama and Y. Kikuchi: Active damping of piezoelectric transducer to generate extremely short ultrasonic pulse, Tech. Rep. IEICE. Jpn., US-69, 16/21 (1969)
- 5) K. Imano, H. Inoue: Technique for generating monopole ultrasonic pulses, Electron. Lett., 30, 1551/1552 (1994).
- 6) C. M. Harris, C. E. Crede: Shock and vibration hand-book 2nd edition, McGRAW-HILL BOOK COMPANY, chap. 8, 17/18 (1976).
- 7) K. Imano, Y. Yoshida and D. Okuyama: A method of observing the sound field in transient radiation from a piston source, J. Acoust. Soc. Jpn. (E) 12, 5 (1991)
- 8) 日本学術振興会製鋼第19委員会編: 超音波探傷法, 日刊工業新聞社, 62/63 (1974).