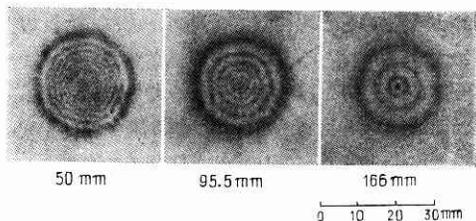


円形ピストン音源付近の音場

鳥 銅 安 生

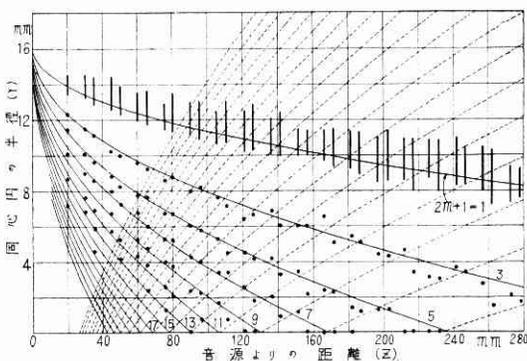
先に発表した超音波映像の新しい方法¹⁾を用いて、円形音源付近の音場像を音源からいろいろの距離で求めたが、その例をあげると第1図に示す通りである。音源は直径 33mm の Xcut 円形水晶で、周波数は 6.9mc、媒質液体の音速を 1500m/s とすると、波長は 0.22mm となる。図に見られるとおり、像は同心円よりなり、音源に近づくにしたがってその数を増している。



第 1 図 音源回折像 (音源の直径 33mm, 図の下の数字は音源よりの距離を示す)

この同心円の半径と音源からの距離との関係を図に描くと、第2図黒丸のようになる。ただし一番外側の像については幅を持たせて描いてある。

これらの像は、音源を円形のピストン音源としたとき



第 2 図

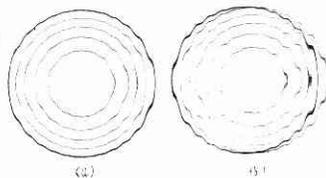
のフレネル回折像と考えられ、最近筆者の行っている詳しい計算によって完全に説明されるが、これを簡単に次のようなフレネル輪帯による方法で説明することもできる。

はじめ観察点が中心軸上にあるとし、この点に関するフレネル輪帯を音源の平面上に描くと、それらは音源の円と同心の円周群となる。相隣る輪帯からの寄与は互いに打消すことから、たとえば第3図(a)のように音源内にちょうど奇数個の輪帯が含まれたとき、観察点での音圧振幅は極大となる。ここで観察点の位置を音源に平行にずらして、最外部輪帯の幅だけ中心軸から離れたとき、第3図(b)のようになるので、最外部の輪帯の音源内の部分はほぼ前の半分となり、その代りにもう一つ外

の輪帯の寄与がほぼ半分加わってこれと消し合うために、この付近で音圧振幅は極小となる。

観察点をさらにずらしてゆくと、同様な変化を繰り返し、フレネル輪帯の幅だけ移るごとに音圧振幅の極大極小を生ずるのである。

第1図の回折像の黒い輪の部分音が音圧振幅の極大に対応するとすると、上の考え方と実験値とが非常によく一致する。



第 3 図 フレネル輪帯と音源 (太線は音源の外縁)
 すなわち、 n 次のフレネル輪帯の外径を b_n とすると、

$$b_n = \sqrt{n \lambda z}, \quad n=1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

(λ = 超音波の波長, z = 観察点と音源との距離) となるが、先の考え方から、第1図の同心円の半径 (r) は音源の半径 (a) と次の関係にあることが推論される。

$$r = a - b_{2m+1} \\ = a - \sqrt{(2m+1) \lambda z}, \quad 2m+1=1, 3, 5, \dots \quad (2)$$

第2図に実線で描いたのは、(2)式で $a=16\text{mm}$, $\lambda=0.22\text{mm}$ としたときの同心円の半径の理論曲線である。実験値と非常によく一致を見せているのは、上の考え方の正しいことを示すものである。

なお、上式では第3図(b)で音源の右縁をフレネル輪帯が通過するごとの変化を考えているのだが、音源の左縁におけるフレネル輪帯の移動も極大、極小を生ずる原因となるはずである。この場合の極大値を与える位置は

$$r' = \sqrt{(2m+1) \lambda z} - a \quad (3)$$

となるが、変化の度合は前に比べて小さい。すなわち(2)で与えられる主極大に(3)で与えられる副極大が重ね合っていると考えられる。(3)の r' と z の関係を第2図に点線で示した。第2図に記した実験値は主極大に対応するものであるが、回折像をよく見ると、ものにより副極大も認められる。

円形ピストン音源付近の音場については、Stenzel の完全な解²⁾を始め数多くの理論的研究があるが、どの理論式も非常に複雑で、実験結果をよく説明するような具体的計算は到底できないのに反し、上のようなフレネル輪帯による考えを用いると、これが簡単に説明でき、また実験とよく一致を示すのである。

筆者の最近行っているさらに厳密な新しい計算法によると、回折像の同心円の半径 r および r' は、(2)、(3)で与えられるものよりもやや大きくなる。(1956.10.6)

文 献

- 1) 根岸, 鳥銅: 生産研究 5, 246 (1953).
- 2) H. Stenzel, Leitfaden zur Berechnung von Schallwellen (Verlag. Julius Springer, Berlin, 1939), S. 67 ff.