アームコ鉄のフェライト粒子平均直径が超音波 減衰に与える影響について*

榎木義一** 寺石 稔** 明石 一*** 藤井太一****

Influence of Average Diameter for Ferrite Crystallites on Ultrasonic Attenuation in Armco Iron

by

Yoshikazu SAWARAGI, Minoru TERAISHI
(Faculty of Engineering, Kyoto University, Kyoto)

Hajime AKASHI
(Faculty of Engineering, Doshisha University, Kyoto)

and Taichi FUJII
(Faculty of Engineering, Osaka City University, Osaka)

It is known that the ultrasonic attenuation changes by microstructure and grain size of polycrystalline metals.

Generally, it is considered that the mechanisms that cause loss in metals are mainly elastic hysteresis, forced motion of dislocations and scattering by the grains.

Several authors have reported that ultrasonic attenuation of polycrystalline metals is fit by the equation

$$\alpha = A_1 f + A_2 f^2 + A_4 f^4$$

Here α is ultrasonic attenuation, f is ultrasonic frequency, A_1 , A_2 and A_4 are the coefficients. The component proportional to the frequency shows the presence of elastic hysteresis (including motion of magnetic domain wall in ferromagnetic metals). The second term proportional to the second power of frequency is indicative of the motion of dislocation (in this study, the term is negligibly small). The last term proportional to the fourth power of frequency is Rayleigh scattering loss.

The theory of Mason and McSkimin gives the following form for A_4 on longitudinal wave when α is neper/cm :

$$A_4 = \frac{2\pi^3 T}{v^4} \left\langle \left(\frac{\Delta K}{K} \right)^2 \right\rangle_{av}$$

where T =volume of grain, v =velocity of the ultrasonic wave, K =average effective elastic modulus over all directions for propagating the ultrasonic wave in a given direction in a crystallite, ΔK =difference of the effective elastic modulus from its average as function of direction and $\langle (\Delta K/K)^2 \rangle_{av}$ =average of the fraction over all directions in the crystallite $(\Delta K/K)^2$.

Lifshits, Parkhomovskii and other authors also give the same form as above for A_4 which is proportional to the third power of grain diameter D .

Therefore, we prepared five samples of armco iron with different ferrite grain size.

Transducer was X-cut quartz disk 2 cm in diameter for longitudinal wave measurement. The attenuation was measured at the 1, 3 and 5 megacycles per second.

Theoretical and experimental results were compared with respect to the attenuation of Rayleigh scatter in specimens.

(Received July 23, 1963)

* 原稿受付 昭和38年7月23日
** 正員 京都大学工学部
*** 正員 同志社大学工学部
**** 正員 大阪市立大学工学部

1. 緒 言

金属材料中の超音波減衰が、組織の種類によって異なったり、結晶粒子の大きさによって変化することは

すでによく知られている。これらの原因として考えられることは、前者ではおもに弾性履歴⁷⁾や転位の運動^{8,9)}あるいは強磁性体では磁区壁の運動^{10)~12)}などがあり、後者では散乱によるものといわれている。

散乱については、Rayleigh の散乱理論に基づいて Mason および McSkimin³⁾ や Lifshits および Parkhomovskii¹³⁾ そのほかによつて散乱減衰の理論が記述されている。しかしこれらは、いずれも粒子平均直径の3乗、周波数の4乗に比例するとされている。

そこで本研究は、アームコ鉄のフェライト粒子直径を変えることにより、減衰定数がいかに変化するかを

実験的に求め、これと理論値との比較検討をした。

2. 実験方法

(1) 試験片としては、Table 1 に示す化学成分のアームコ鉄で、直径 25mm ϕ 、長さ 10cm のものを5本用意し、それぞれ熱処理をすることにより、フェラ

Table 1 Chemical composition of specimen (%)

C	Si	Mn	P	S
0.03	0.26	0.05	0.005	0.008

(a)

(b)

(c)

(d)

(e)

Photo. 1 Microstructure of specimens subjected to different heat treatment ($\times 100$)

イト粒子の大きさを変えた。そしてこれらの組織を Photo. 1 に示すように、倍率×100 の顕微鏡写真を撮り、ASTM の比較法によってフェライト粒子平均直径を求めたものおよび熱処理によって機械的性質も変化すると思われるので、念のためマイクロビッカース硬度計によりフェライト粒子の硬度を求めたものを Table 2 に示す。

(II) 測定に使用した超音波の装置は今までのものと同じで、周波数は 1, 3 および 5 Mc の 3 種類を用い、それぞれ直径 2cmφ, X-カットの水晶によりマシン油を媒体として、縦波の超音波のパルスを試料端面より入射し、反射法により抵抗減衰器で直接デシベルにて読取る方法で測定した。

3. 実験結果

上に述べた方法により求めた減衰定数の周波数特性を調べるために、縦軸に減衰定数を、横軸に周波数を取り、粒子直径をパラメーターとしてプロットしたものを Fig. 1 に示す。これによれば周波数特性は 3Mc

Table 2 Heat treatment, grain size and hardness of specimens

Specimen	Heat treatment	ASTM grain size	Average diameter (cm)	Micro-Vickers hardness number (500 g)
a	1050°C, 2hr quenched in water	7	3.6×10^{-7}	301
b	None	5.5	6	193
c	1050°C, 2hr annealed	5	7.19	133
d	1050°C, 5hr annealed	4.5	8.7	128
e	1050°C, 10hr annealed	2	20	121

Fig. 1 The attenuation of longitudinal wave plotted as a function of frequency for each specimen

で最小値を示し、5Mc にて急激に増大している。そして粒子直径が大きくなるに従って減衰定数も大きくなっている。なお試料(e)については減衰が大きく測定ができなかった。

次に粒子直径と減衰定数との関係を調べるために、縦軸に減衰定数を、横軸に粒子直径を取り、周波数をパラメーターとしてプロットしたものを Fig. 2 に示す。これによれば、粒子直径が大きくなるに従って減衰定数も増大し、周波数が高いほどその傾きも大きくなっている。

4. 散乱減衰の理論

Mason および McSkimin によれば、多結晶体中の超音波減衰定数は次のように与えている。

$$\alpha = A_1 f_1 + A_4 f^4 \quad (1)$$

ただし α : 減衰定数

A_1, A_4 : 係数

f : 周波数

ここで第1項は弾性履歴による損失で、周波数に比例し、強磁性体の場合には磁区壁の運動による損失も含む。また、第2項は散乱によるもので、周波数の4乗に比例する。これら以外に場合によっては、転位の運動による損失として周波数の2乗に比例する項 $A_2 f^2$ を考慮するが、本実験ではほとんど零に近く省略した。

散乱減衰に対して Mason および McSkimin は縦

Fig. 2 The attenuation of longitudinal wave plotted as a function of grain size

波の場合に, Rayleigh の散乱理論より $\lambda \gg 2\pi D$ に対して

$$A_4 = \frac{2\pi^3 T}{v_l^4} \left\langle \left(\frac{\Delta K}{K} \right)^2 \right\rangle_{Av.} \quad (2)$$

neper/cm/cycle⁴ なる式を誘導している.

ここに λ : 波長

D : 粒子直径

T : 粒子体積

v_l : 縦波の速度

K : 媒質の弾性率

ΔK : 粒子と媒質との弾性率の差

$\langle (\Delta K/K)^2 \rangle_{Av.}$: 弾性率異方性の空間平均

$$= \langle \{ (C_{11}' - \langle C_{11}' \rangle_{Av.}) / C \langle C_{11}' \rangle_{Av.} \}^2 \rangle_{Av.}$$

ただし

$$C_{11}' = C_{11} + \{2(C_{12} - C_{11}) + 4C_{44}\} \{l^2 m^2 + l^2 n^2 + m^2 n^2\}$$

$$\langle C_{11}' \rangle_{Av.} = C_{11} + \frac{\{2(C_{12} - C_{11}) + 4C_{44}\}}{5}$$

C_{ij} : 各方向における弾性率

l, m, n : 3 応力軸に対する方向余弦

また, Lifshits および Parkhomovskii によれば

$$A_4 = \left(\frac{4\pi^4 \mu^2 D^3}{1125 \rho v_t^3} \right) \left(\frac{2}{v_l^5} + \frac{3}{v_t^5} \right) \quad (3)$$

neper/cm/cycle⁴ である.

ただし

ρ : 密度

v_t : 横波の速度

μ : 弾性率

$$= C_{11} - C_{12} - 2C_{44}$$

このほかにも Bhatia および Moore などの理論もあるが, いずれも粒子直径の 3 乗, 周波数の 4 乗に比例している. すなわち (1) 式の第 2 項は

$$A_4 f^4 = A D^3 f^4 \quad (4)$$

である.

5. 考 察

(I) そこで実験結果において, 3 および 5 Mc の減衰定数が (1) 式に従うものと考え, 弾性履歴の項および散乱の項に分けたものを Fig. 3 に示す. これによれば, これらの項以外の損失(点線で示したもの)が 1 Mc から 3 Mc の間に現われているが, これは水晶の指向性による拡散の影響と考えられる. すなわち, 直径 R の円板水晶を用いたとすれば, 大部分の超音波勢力が集中する円錐の頂角 $2\theta_0$ は

$$\sin \theta_0 = 1.2 \frac{\lambda}{R} \quad (5)$$

である. したがって, 媒質中の波長 λ が小さくなるほど, すなわち周波数 f が大きくなるほど指向性ビームは鋭くなる. (5) 式によれば 1~3 Mc 付近では急激に指向角が変化するが, 3~5 Mc ではあまり顕著な変化はないから, 上のように考えてもそれほど大きい差異

はない.

(II) Fig. 3 によれば, 散乱による損失は弾性履歴の項に比して 3 Mc では 5% 以下で非常に小さく, 5 Mc では試料 (d) が 20%, (c) が 10%, ほかはほとんど問題にならない程度である.

さて, ここで散乱減衰の係数について理論値と実験値とを比較してみると, 実験値については Table 3 に示すようで, 理論値については, 単位を揃えるために (2), (3) 式よりそれぞれ

$$A = \frac{2.89 \pi^4}{v_l^4} \left\langle \left(\frac{\Delta K}{K} \right)^2 \right\rangle_{Av.} \quad (2')$$

$$A = \frac{0.0308 \pi^4 \mu^2}{\rho^2 v_l^8} \left(\frac{2}{v_l^5} + \frac{3}{v_t^5} \right) \quad (3')$$

db/cm/ $D^3 f^4$ とし, これらの式に Fe に対する値

$$v_l = 5850 \times 10^2 \text{ cm/sec}$$

$$v_t = 3230 \times 10^2 \text{ cm/sec}$$

$$\langle (\Delta K/K)^2 \rangle_{Av.} = 6.7 \times 10^{-3}$$

$$\mu = C_{11} - C_{12} - 2C_{44}$$

$$C_{11} = 23.7 \times 10^{11} \text{ dynes/cm}^2$$

Fig. 3 The terms in Eq. (1) for experimental result as functions of frequency

Table 3 Coefficients A_1 and A calculated from experimental result

Specimen	A_1 db/cm/cycle	A db/cm/ D^3 cycle ⁴
a	2.86×10^{-8}	7.29×10^{-23}
b	3.73	5.99
c	4.23	10.02
d	4.98	10.74
e	—	—

$$C_{12}=14.1 \times 10^{11} \text{ dynes/cm}^2$$

$$C_{44}=2.84 \times 10^{11} \text{ dynes/cm}^2$$

$$\rho=7.7 \text{ g/cm}^3$$

を代入して計算すると(2')式より

$$A=1.61 \times 10^{-23} \text{ db/cm/D}^3 f^4$$

また(3')式より

$$A=3.42 \times 10^{-23} \text{ db/cm/D}^3 f^4$$

となる。

この違いは(2)式では縦波のいくらかが、媒質中において横波にモード変換するための損失が考慮されていないので小さくなっている。

これらはいずれも実験値より小さいが、比較的近い値となっている。この相違の原因として考えられることは

(1) 実験の場合に粒子の形状が完全な球状でなく、粒子直径にばらつきがある。

(2) 3および5 Mc の範囲で、拡散による損失を無視した。

(3) 材料が純粋な Fe でなくほかの不純物が混入している。

(4) 計算値では、熱処理による影響を考慮していない。

などである。

(Ⅲ) 次に弾性履歴の項についてみると、粒子直径が大きくなるに従って傾きが大きくなっている。すなわち、 A_1 が大きくなっている。このことはおそらく熱処理によって、機械的な諸性質が変化したためと思われる。

Fig. 4 The coefficient of elastic hysteresis A_1 vs Vickers hardness number of ferrite grain

そこで一例として硬度との関係を見るために縦軸に A_1 を横軸にビッカース硬度を取ったものを Fig. 4 に示す。これによれば A_1 と硬度 H_V との関係は

$$A_1 = -aH_V + b \quad (6)$$

となり、本実験値では

$$A_1 = -1/79 H_V + 8.79 \quad (\times 10^{-8} \text{ db/cm/cycle})$$

なる単純な関係となった。

この原因としては、硬度が大きくなるに従って、結晶粒や、磁区壁の運動が拘束されるために損失が少なくなるものと考えられる。

6. 結 言

以上の結果より本実験の範囲内において、次のようなことが結論される。

(1) 拡散による損失を除けば、超音波減衰定数は(1)式に従う。

(2) 散乱による減衰は、弾性履歴(磁区壁の運動を含む)による減衰に比べ、3 Mc では5%以下、5 Mc では(d)が20%、(c)が10%程度で、ほかは非常に小さい。

(3) 散乱減衰の実験値と理論値は比較的近い値となった。

(4) 弾性履歴の項は、硬度と単純な関係がある。

終りに本実験のために試料を提供していただいた新日本工機(株)岬工場に対し深謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) E.P. Papadakis, J. Appl. Phys., **30**, 1463 (1959)
- 2) 広根, 神垣, 金属学会誌, **18**, 185 (1954)
- 3) E.P. Papadakis and E.L. Reed, J. Appl. Phys., **32**, 682 (1961)
- 4) W.P. Mason and H.J. McSkimin, J. Acaus. Soc. Am., **19**, 464 (1947), J. Appl. Phys., **19**, 940 (1948)
- 5) 広根, 神垣, 金属学会誌, **17**, 412 (1953), **18**, 483 (1954)
- 6) E.P. Papadakis, J. Appl. Phys., **34**, 265 (1963)
- 7) 4) に同じ
- 8) A. Granato and K. Lücke, J. Appl. Phys., **27**, 583, 789 (1956)
- 9) A. Granato and R. Truel, J. Appl. Phys., **27**, 1219 (1956)
- 10) W.J. Bratina, U.M. Martius and D. Mills, J. Appl. Phys., **31**, 241 S (1960)
- 11) U.M. Martius and W.J. Bratina, J. Appl. Phys., **32**, 280 S (1961)
- 12) 干潟, 機械試験所所報, **8**, 45 (1954)
- 13) 実吉, 菊地, 能本, 超音波技術便覧, 940 (1960) 日刊工業
- 14) A.B. Bhatia, J. Acous. Soc., Am., **31**, 16 (1959)
- 15) A.B. Bhatia and R.A. Moore, J. Acous. Soc. Am., **31**, 1140 (1959)
- 16) たとえば, 榎本, 明石, 藤井, 寺石, 材料試験, **6**, 534 (1957) 日本機械学会論文集, **24**, 161 (1958)
- 17) 学術振興会編, 超音波探傷法, 9 (1956) 丸善
- 18) W.P. Mason, Piezoelectric Crystals and Their Application to Ultrasonics, 417, 425 (1954), D. Van Nostrand
- 19) 13) の 1319