

電磁浮揚の特性に関する基礎的研究

その1 浮揚力について

白石 裕* 斎藤 恒三*

On the Fundamental Study of the Characteristics of Electro-Magnetic Levitation

Part 1 On the Levitation Force. By Yutaka SHIRAISHI and Tunesô SAITÔ.

From the point of view of metallurgical research, it seems valuable to accumulate the knowledges of characteristics of electro-magnetic levitation. In the present study, the measurements were carried out on the specimens of copper, aluminum, and stainless steel to determine the effect of coil shape and power source frequency on the levitation force by the use of small power oscillator (200W).

By comparing the measured value with theoretical one which is derived by Fromm and Jehn, the following conclusions were obtained ;

- 1) Measured values of strength of magnetic field along the coil axis agree well with the calculated one derived from the assumption of the superposition of single coils.
- 2) Calculated levitation force indicates the semi-quantitative agreement with the observed value. For aluminum and stainless steel specimens the calculations give the values which are 20-30% smaller than that of observed values and for copper specimen it gives about 40% smaller value than the actual one.
- 3) In the experimental range (45 to 160 kHz), levitation force changes linearly with logarithm of frequency and observed dependency on frequency is about 10% larger than that of theoretical.

(Received Nov. 18, 1970)

1. 緒 言

浮揚溶解法は導電性試料を高周波電流の電磁作用により空間に浮かした状態で加熱、熔融するものであり、1952年 Westinghouse Electric 社の Wroughton¹⁾らによって開発された。この溶解法はるつぼなどの耐火材容器を必要としないという大きな特長をもっているため、高純度金属の溶解に用いられ、また最近では熔融金属とガスの反応²⁾、熔融金属とスラグとの反応、あるいは熔融金属の密度測定³⁾などの物理化学的基礎研究の分野でも盛んに使用されるようになった。しかし現在使用されている浮揚溶解炉の多くは単一の浮揚溶解コイルに高周波電流を流し、浮揚と加熱を行わせる方式であるため、適当な浮揚条件を得るには、ある定まった電流を流さねばならず、それに伴って加熱温度も定まってしまうという状況になり、加熱温度を任意に調節することはかなり困難である。通常温度の調節には浮揚溶解コイルの形状を変えたり、試料重量を加減したり、また He などのガスを吹きつけて強制冷却をするなどの手段が講ぜられているが、いずれも抜本的な問題点の解決とはいえない。著者の一人は単一の浮揚溶解コイルに周波数が異なる高周波電流を重畳させ、浮揚力と加熱効果のある程度独立に制御しうる二電源方式の浮揚溶解

選鉱製鉄研究所報告 第551号, 金属学会昭和45年春季大会(東京)発表

* 東北大学選鉱製鉄研究所

1) D. M. Wroughton, E. C. Okress, G. Comentz, P. H. Brace, & J. C. R. Kelly : J. Appl. Phys., **23** (1952), 545.

2) Y. Tsu, & T. Saito : Intrn. Conf. on Sci. and Techn. of Iron and Steel. 1970 sept. (Tokyo).

3) T. Saito, Y. Shiraishi, & Y. Sakuma : Trans. Iron Steel Inst. Japan., **9** (1969), 118.

法を試みて成果を挙げたが⁴⁾, その場合電源周波数と浮揚力, 加熱効果の関係を完全に把握していなければ最適の周波数の組合せを決定することができない。

浮揚溶解に関する基礎的研究は理論, 実際両面より従来よりいくつかの研究がなされており, 特に浮揚溶解を利用するという立場から Fromm⁵⁾ および盛⁶⁾ らの研究が詳細である。前者は理論を実際に利用し易い形にまとめてあるのが特長であり, 後者は 400kHz, 15kW 発振器を用い種々の金属について浮揚力, 加熱温度を実測している。本研究においては主として Fromm らの理論的考察に沿って小出力の発振器を用い実験面からの検討を行ったが, 本報告ではとくに従来あまり実験的検討のなされていないコイル内磁場の強さおよび浮揚力と周波数の関係に注目して実験を行った。

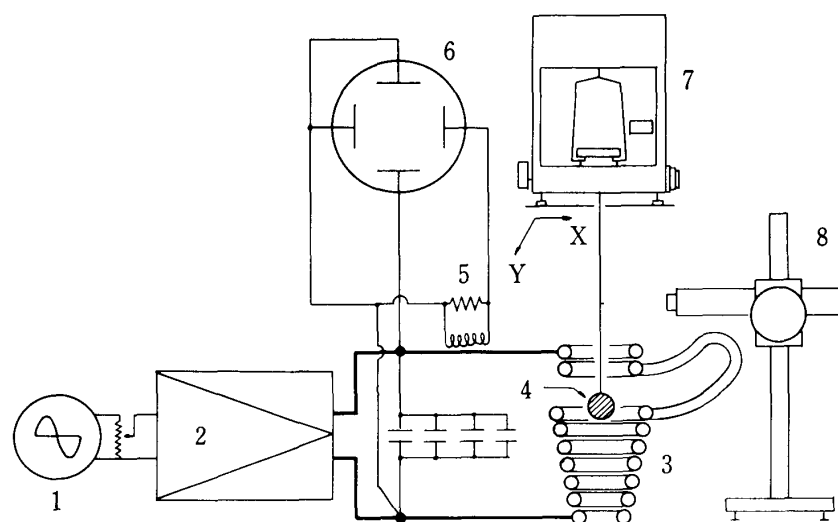
2. 実 験

Fromm らに従うと半径 a の球状試料に働く浮揚力 $-F_z$ は浮揚溶解コイルに電流 I を流したとき (1) 式で与えられる。

$$-F_z = \frac{1}{2} \pi \mu I^2 a^3 G(x) H_0 (dH_0/dz) \dots \dots \dots (1)$$

ここで μ は透磁率, H_0 は単位電流当りのコイルの磁場の強さ, $G(x)$ は表皮効果に関する補正項である。我々が浮揚溶解炉を用いる場合, (1) 式により変えられる因子としてまず, H_0 と dH_0/dz , つまりコイル形状を上げることができ, また浮揚溶解炉の電源周波数は $G(x)$ を通して浮揚力に影響を及ぼすことになる。そこで本研究においては浮揚力に及ぼす浮揚溶解コイルの形状の影響および電源周波数を調べることに以下のような実験を行った。

1) 実験装置



第1図 実験装置模式図

- | | | |
|-----------|------------|---------|
| 1 発振器 | 4 試料 | 7 直示天秤 |
| 2 増巾器 | 5 電流トランス | 8 読取望遠鏡 |
| 3 浮揚溶解コイル | 6 シンクロスコープ | |

使用した実験装置の模式図を第1図に示す。発振器1によって 50~200 kHz の正弦波を発生

4) 斎藤恒三, 橘房春: 昭和44年4月特許出願中。

5) E. Fromm, & H. Jehn: Brit. J. Appl. Phys., **16** (1965), 653; Z. Metalk., **56** (1965), 399.

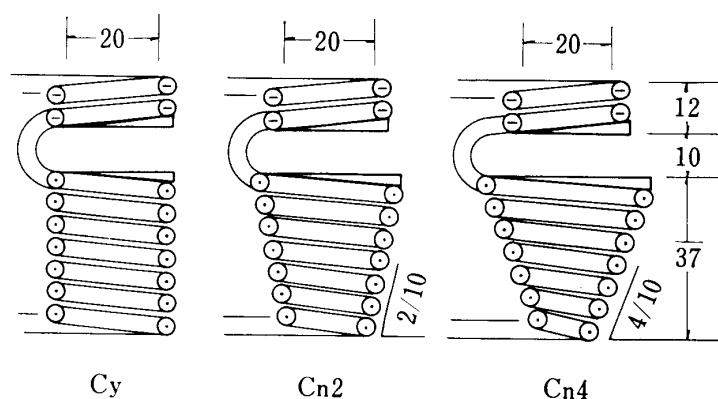
6) 盛利貞, 藤田清比古, 一瀬英爾, 諸岡明, 大谷泰夫: 学振19委資料 147. (1967), 4月。

し出力 200W, 出力インピーダンス 3Ω の増巾器 2 により増巾し, その出力を浮揚溶解コイルとコンデンサーからなる並列共振回路に加える. コイルに流れる電流を測定するために電流トランス 5 を用い, その出力を真空管電圧計またはシンクロスコープで測定した. コイル端子電圧はシンクロスコープにより測定され, 同時に出力波形の歪の有無を調べた. 浮揚溶解コイルの直上に床下秤量用直示天秤 7 を X-Y 可動台上に設置し, 鎖によって直径 10mm の試料球 (銅, アルミニウム, ステンレス鋼) をコイル内に懸垂した. 試料のコイル内位置を決定するために読取り望遠鏡 8 を用いた.

電流トランスは内径 20 mm, 外径 40 mm 60 T の空芯トロイダルコイルで 6 mm 直径の銅管 (高周波リード) に同心に取付けコイル両端を 200 k Ω でシャントしたものである. このトランス

の検定には 3.36 Ω 無誘導巻きマンガン線抵抗 ($L=0.05\mu F$) を用い, 50~100 kHz 間で較正した.

実験に使用した浮揚溶解コイルの形状を第 2 図に示す. いずれも正巻き 7 T, 逆巻き 2 T であり, Cy コイルは内径 20mm の円筒状, Cn 2, Cn 4 コイルは円錐状の正巻きコイルをもち正巻き中央部で内径 20 mm と Cy コイルに類似させ, Cn 2 は 2/10, Cn 4 は 4/10 のテーパをつけてある. 正巻きコイルの上



第 2 図 浮揚溶解コイル形状 (単位mm)

端, 逆巻きコイルに対する面に銅製の半ピッチネジ状の環を臘付けし磁束分布を整えるよう努めたが本実験においてはその効果はあまり顕著でなかった⁷⁾. これらのコイルのインダクタンスは並列共振の同調周波数より求めた結果, それぞれ 0.880, 0.845, 0.844 μH であった. なおこれらのコイルは外径 4 mm, 内径 2 mm のパイプを木型に捲いて作ったものである.

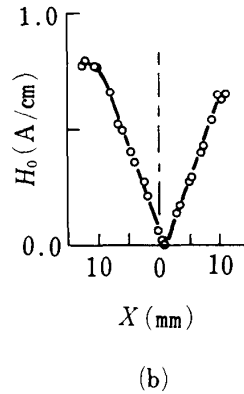
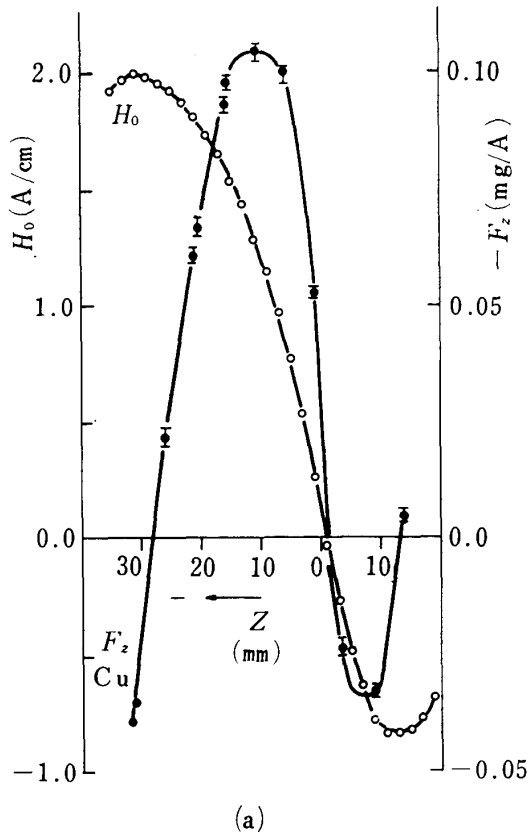
2) コイル内の磁場の強さの測定

浮揚溶解コイル内の磁場の強さを測定するため, 直径 0.3mm ホルマール銅線を 10 T, 2 層に巻き, アラルライト樹脂で固めて外径 3 mm, 長さ 2.5 mm のピックアップコイル (以下 p.u. コイルという) を作製した. この p.u. コイルの起電力と磁場の強さとの対応を得るため, 標準磁場として内径 25mm, 長さ 57mm, 40 T の空芯ソレノイドを用いた. この空芯ソレノイドはブリッジによる測定の結果 $L=10.5\mu H$, $Q=1.6$ であった. ソレノイド中に p.u. コイルを挿入し, 位置と起電力の関係を観察した結果, 中心附近約 10 mm にわたって起電力一定の範囲が見出され, この範囲においては無限長ソレノイドとみなせることが判った⁸⁾. そこでソレノイド中心に p.u. コイルを置きソレノイド電流と p.u. コイル起電力の関係を 25~100 kHz 間において求め, 空芯ソレノイドの磁場の強さを表わす $H=nI$ 式より p.u. コイルの起電力と磁場の強さの対応を求めた.

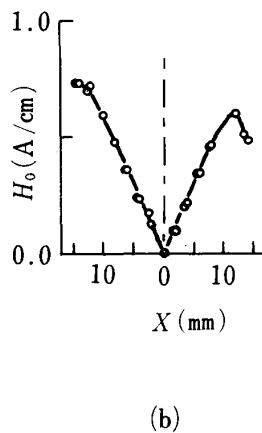
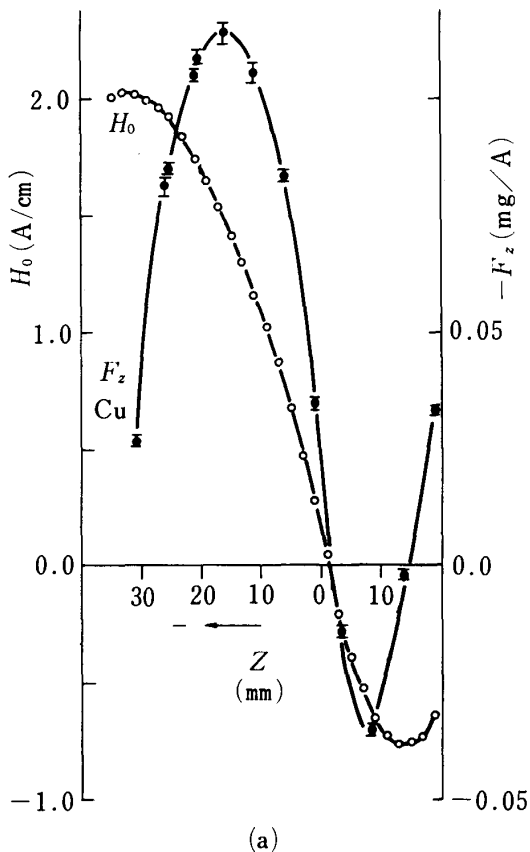
このようにして検定した p.u. コイルを用い, 1 A の電流を流した浮揚溶解コイルについて中心軸および正巻き一逆巻きの中心で直径方向に沿って 2 mm 間隔で磁場の強さを求めた. この測定

7) 熔融状態における浮揚試料の形状においてはかなりの効果があることが知られている³⁾.

8) 有限長ソレノイドとして本実験条件下で計算すると無限長とみなした場合, 約 2 % の誤差を生ずることになる.



第3図 Cy コイル内の磁場の強さ H_0 と浮力 $-F_z$
(a) コイル軸上, (b) $Z=0$ での水平方向 (84.5 kHz)



第4図 Cn2 コイル内の磁場の強さ H_0 と浮揚力 $-F_z$
(a) コイル軸上, (b) $Z=0$ での水平方向 (87 kHz)

の際の電源周波数は約45kHzである。

3) 浮力の測定

金属球の試料が供試コイルの正一逆捲きの丁度中間に位置するように吊線を調節し、その位置を距離の原点とした。並列回路のコンデンサー容量を加減して共振周波数が適当な値となるようにし、ほぼ共振周波数附近において浮力の測定を行った。測定手順はまず適当な電圧を浮揚溶解コイルに与え、電流トランスの起電力、試料重量を測定し、読取り望遠鏡により位置を決める。次に電圧を零にもどし重量を測定する。この一連の操作を電圧を3段階に変えて3～5回測定しその平均をもってある周波数、位置、電圧における測定値とした。この操作をコイル内の位置を変え(2.5 mm あるいは 5 mm)、周波数を変えて測定した。この測定中に試料金属は加熱され、それによって対流が生じ秤量指度にふらつきを生じる。そのためなるべく一連の操作を短時間に行う必要があった。本測定では一連の操作時間 約 30sec でありそのうち通電時間は約 15sec であった。また直示天秤で重量測定を行ったため、秤量指度により試料位置が変化し、浮力がコイル内位置によって大きく変化する場合には測定の再現性が悪くなった。

3. 実験結果

浮揚溶解コイル内の磁場の

強さおよび浮力測定結果の一例を第3, 4, 5図に示す. 浮揚力はコイル電流の2乗に比例することが実験的にも確かめられた

のでコイル電流5~15Aでの測定結果を単位A当りに換算して示してある. 図の横軸はコイル中心軸に沿い逆捲き側を正方向, 正捲き側を負方向にとり正一逆捲きの中点を0として目盛っている. 図に見られるように $H_0 = 0$ および $dH_0/dz = 0$ の位置で浮揚力 $-F_z$ は0となり(1)式の関係を満たしている.

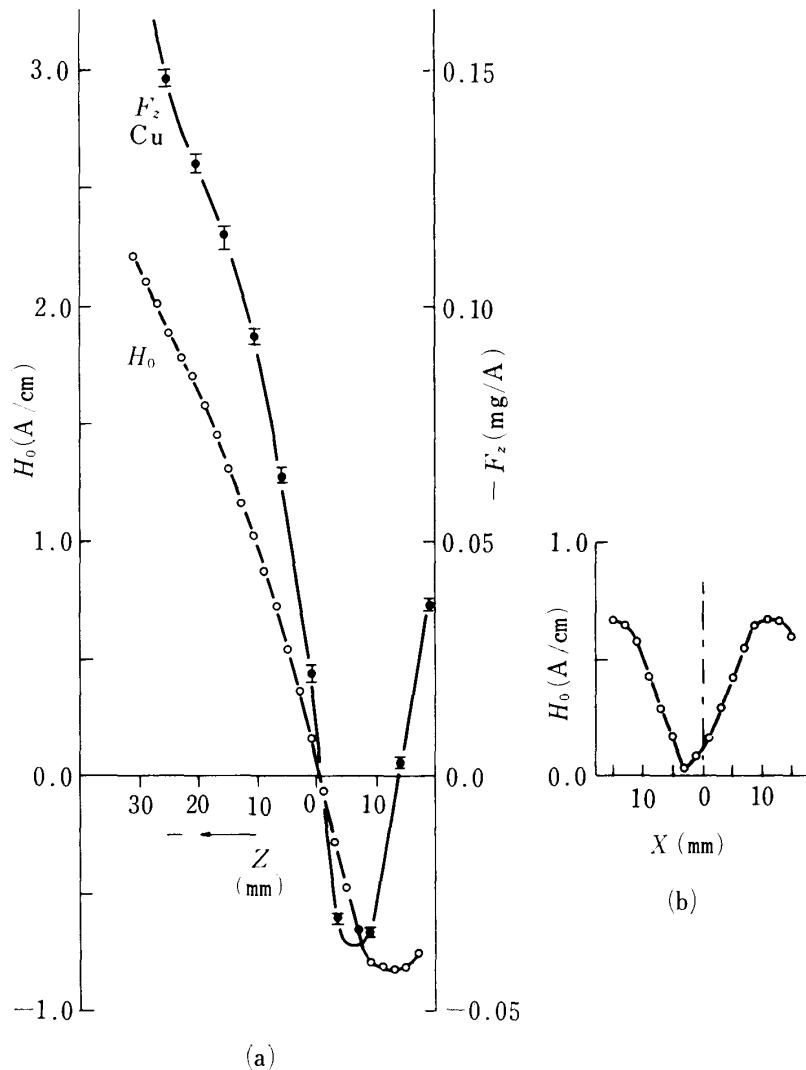
Cy, Cn2 コイルでは試料がある程度正捲きコイル中に入った位置において $-F_z$ の最大値が生じており, Cn4 コイルでは正捲きコイルの下端の径が小さいため測定した範囲では H_0 および $-F_z$ の最大値が現われていない. しかし $Z = -25\text{mm}$ 附近で H_0 の, $Z = -20\text{mm}$ 附近で $-F_z$ の変曲点がそれぞれ観察されこの点がCy, Cn2 コイルにおける極大値に対応するものと思われる. 第3b, 4b, 5b図は $Z=0$ 附近において水平方向の磁場の強さを測定した結果を示す. 対称性の悪いのは正捲きより逆捲きに折返しているリ

ードの影響とCn4 コイルではコイルの幾何学的非対称性の影響が僅かにある. $-F_z$ と Z の関係は金属の種類, 周波数によって絶対値を異にするが全体の傾向は図示したものと同様であるので省略する.

浮揚力の最大値(Cn4 コイルにおいては変曲点)を示す位置に試料を置き, 電源周波数を変化させて $-F_z$ を測定した結果を第6図に示す. 結果には若干のバラツキはあるが浮揚力は周波数の増加と共に一様に増大する. 増加の割合はCu, Al, S.S. の順に大きくなるがコイルによる差異はあまり認められない. コイルの差を無視して平均化するとCuでは $d(-F_z)/d \log(f/f_0) = 0.023$, Alでは $d(-F_z)/d \log(f/f_0) = 0.03$, S.S.では $d(-F_z)/d \log f/f_0 = 0.06 \text{ (mg/A)}$ である. ここで f_0 は標準の周波数を示し, ここでは45 kHzを採用した.

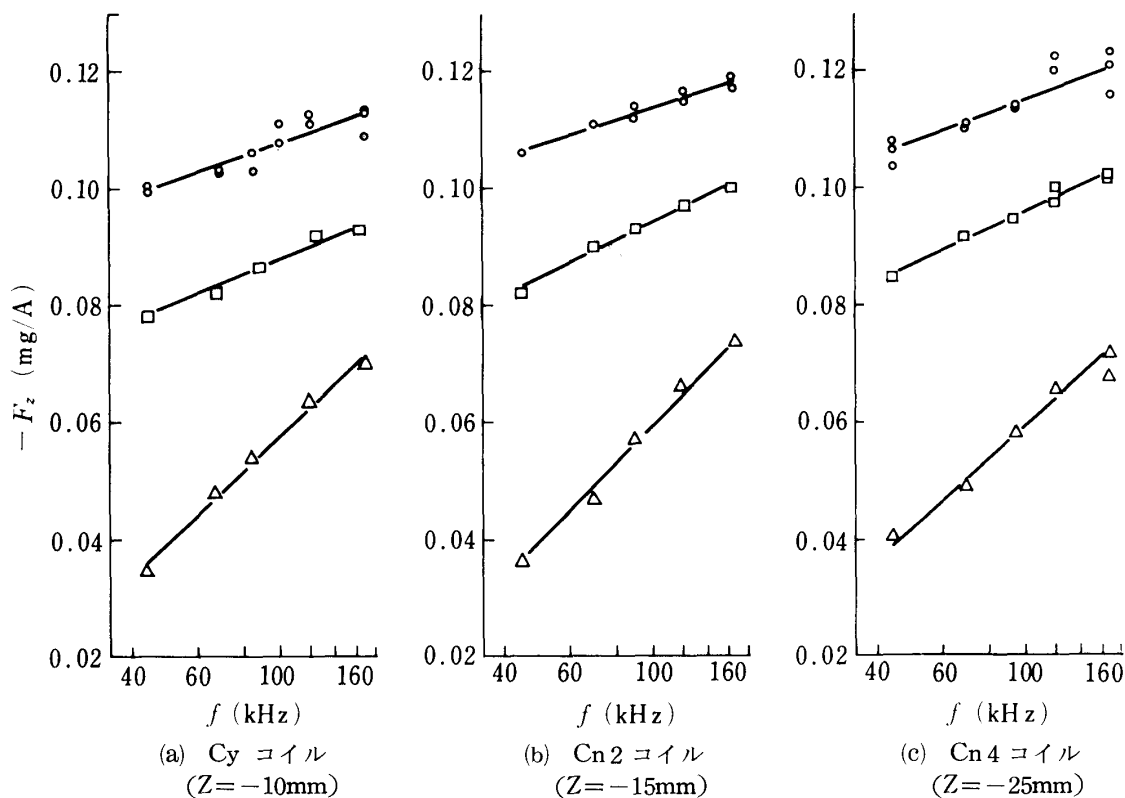
4. 考 察

浮揚力についての理論式である(1)式と本実験結果を比較してみる. Fromm, Jehn⁵⁾ は(1)式中の H_0 を単層コイルの積み重ねであると考え次式によって H_0 が表現できるとしている.

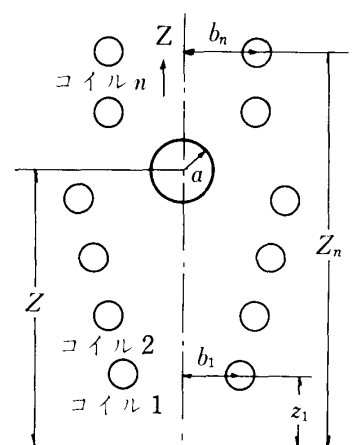


第5図 Cn4 コイル内の磁場の強さ H_0 および浮力 $-F_z$
(a) コイル軸上, (b) $Z=0$ での水平方向 (87kHz)

$$H_o = \sum_n \frac{b_n^2}{(b_n^2 + (z - z_n)^2)^{3/2}} \dots\dots\dots(2)$$

第6図 浮力 $-F_z$ の周波数 f による変化

○ : Cu 試料 □ : Al 試料 △ : S.S. 試料



第7図 (2)式に用いた記号の説明

ここで b_n は第7図に示すように n 番目のコイルの半径, z_n はコイルまでの距離を示す.

(2) 式を用いて本実験に使用したコイルの磁場の強さを計算することができる. 一例として Cn2 コイルにつき計算された磁場の強さをコイル内位置に対して図示すると第8(a)図のようになる. 計算値は実測値と良く類似した曲線を与えるが絶対値において10~15%低目である. 実測に使用した p.u. コイルが有限の体積をもっているので, 点として計算した結果より実測値が高目になることは当然であり, (2) 式はコイル内の磁場の強さを十分な精度で表現しているものと考えられる.

(1) 式中の $G(x)$ は次式で与えられる.

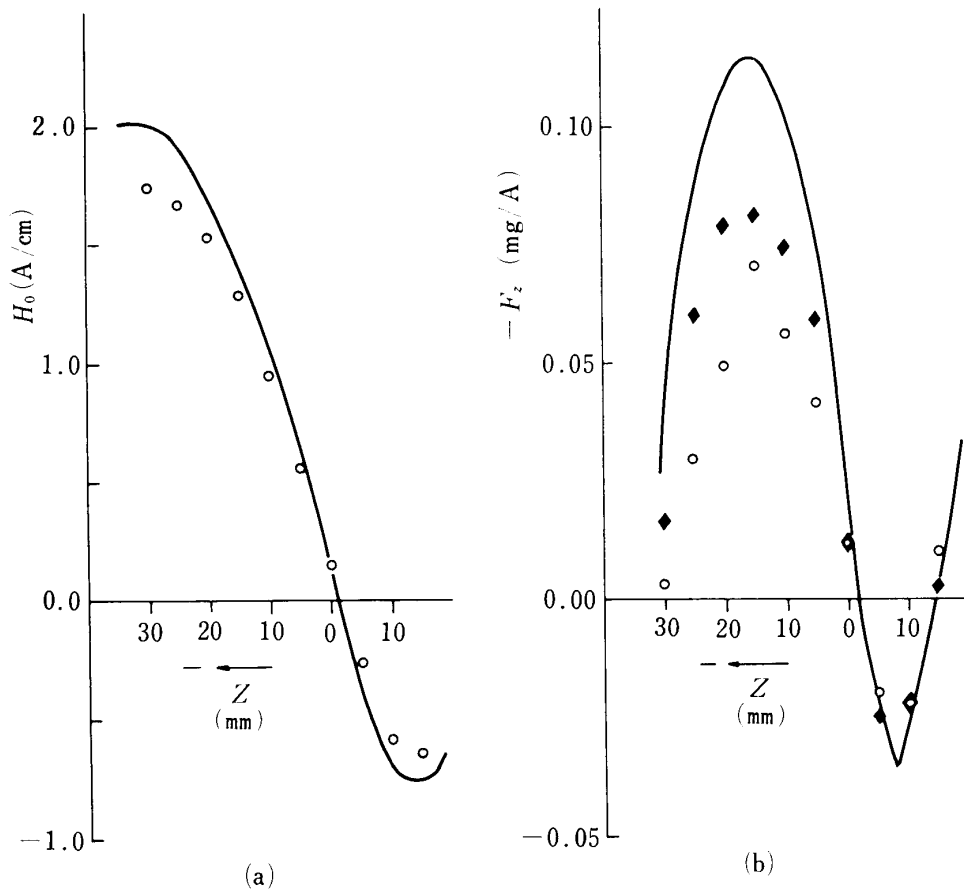
$$G(x) = 1 - \frac{3}{4x} \frac{\sinh 2x - \sin 2x}{\sinh^2 x + \sin^2 x} \dots\dots\dots(3)$$

ここで x は試料半径 a と表皮深度 δ の比を示す無次元量であり, (4) 式で求められる.

$$x = a / \delta = a \sqrt{\pi f \mu / \rho} \dots\dots\dots(4)$$

f は周波数, ρ は比電気抵抗, μ は透磁率である.

(3) 式は $x > 3$ 程度で (5) 式で近似できる。



第8図 (a) コイル内磁場の強さの実測値と計算値の比較および

(b) 浮力の実測値と計算値の比較 (Cn2 コイル, Cu 試料)

— 実測値 ○ 計算値 ◆ 実測の H_0 を用いた計算値

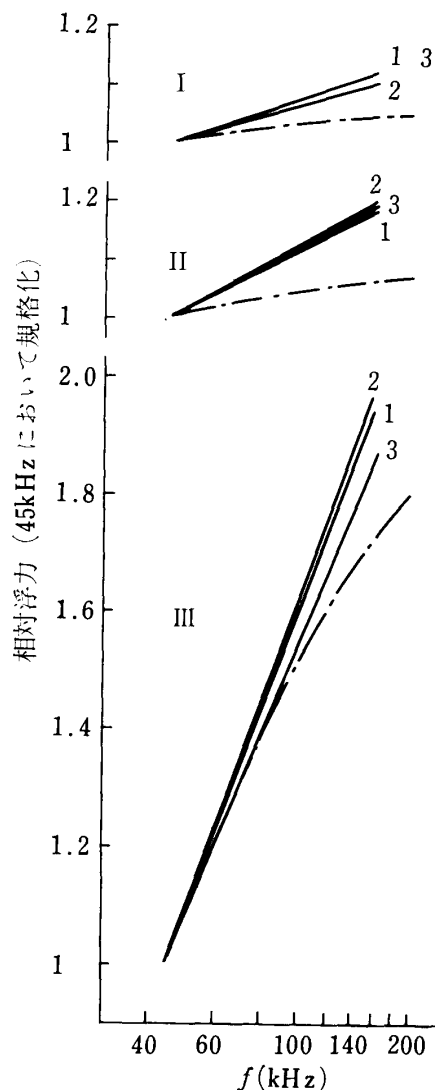
$$G(x) = 1 - \frac{3}{2x} \dots\dots\dots (5)$$

実際に f が数 10 kHz であれば (4) 式より $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-9} \Omega \cdot \text{s/cm}$ として x は Cu の場合ほぼ20程度, S.S. の場合約3程度である。そこで (5) 式の近似を用いて (1) 式より浮力を計算することができ, Cn2 コイルについて 87 kHz における Cu 試料に働く浮力を計算した一例を第8(b)図に示す。計算値は逆捲きコイル近辺では良く実測値と一致するが, 浮揚力の最大値近辺で実測値の約60%を与えるに過ぎない。第8(a)図に見られる実測の H_0 および dH_0/dz を用いて (1) 式で計算すると浮力の一致はやや良くはなるが, それでも実測の約70%を与えるに過ぎない。全体の傾向としてはかなり良い一致を示していることから (1) 式の定数項に若干の問題が残るが一応の目安を得るという意味では (1) 式は有用である。

一方周波数の依存性は (1) 式によれば専ら $G(x)$ を通して現れてくるが, (5) 式の近似を用いて $G(x)$ の周波数特性を浮力の周波数特性と対比してみたものが第9図であり, 図中, 45 kHz を規準として規格化して表現した。図より明かなように実測された浮力の値は $G(x)$ より約10%程度大きい周波数依存性を示している。これは恐らく試料に流れる誘導電流による相互誘導作用によるものと思われる。

金属の種類による浮力の差もやはり $G(x)$ を通して生じる。45 kHz における Cu を基準とし

てみると第1表に示したとおり, 計算値は Al について 20~30% 低く, S.S. でも 20~30% 低



第9図 相対浮力と周波数 f の関係
 1 Cy コイル 2 Cn2 コイル
 3 Cn4 コイル
 I Cu II Al III S.S.
 --- $G(x)$ 曲線

については約40%低目の値を与える。

3) 電源周波数による浮揚力の変化は上式の $G(x)$ で表現されるものより約10%大きい。なお, $x > 3$ (通常の固体金属では数 10kHz, 液体金属では 100kHz 程度以上) で次の近似ができる。

$$G(x) = 1 - \frac{3}{2x}$$

おわりに本研究の遂行に際し, 研究費の一部を文部省試験研究費によったことを記し, 深謝の意を表します。

第1表 相対的浮力の実測値と計算値の比較
 (45 kHz, Cu を規準とする)

試料		周波数 (kHz)		
		45	80	160
Cu	計算	100%	102%	105%
	実測	156	165	181
Al	計算	97	100	104
	実測	122	134	152
S.S.	計算	44	62	76
	実測	55	79	109

目の値を与える。同表にみられるとおり計算値よりの外れは Cu においてもっとも著しく, Al, S.S. はほぼ同程度とみて良い。いずれにせよ計算値は低目に出る傾向をもち浮力の目安をつける程度の目的には用いられるものと考えられる。

5. 結 言

本実験の結果をまとめると次のようになる。

1) 浮揚溶解コイルを特性づける単位電流当りの磁場の強さは単一コイルの積み重ねとして導いた式

$$H_0 = \sum_n \frac{b_n^2}{\{b_n^2 + (z - z_n)^2\}^{3/2}}$$

で定量的に表わされることが確かめられた。

2) 浮揚力 $-F_z$ は半定量的に次式で表わされる。

$$-F_z = \frac{1}{2} \pi \mu I^2 a^3 G(x) H_0 (dH_0/dz)$$

上式は Al, S.S. について 20~30%低目の値を示し, Cu