

No. 40.

(Abstract)

---

**On the Inverse Wiedemann Effect and its allied Phenomena.**

By

Tatuo KOBAYASI,

Member of the Institute.

Hiroto OKUMURA and Kinmatu SIMAMURA,

Assistants in the Institute.

---

The inverse Wiedemann effect, namely the effect that, when a ferromagnetic wire conducting an electric current is twisted, it is longitudinally magnetised, has engaged the attention of many investigators, since it was found by Wiedemann in 1858. However, as far as the author knows, observations of this phenomenon were made with thin rods or wires, and the results have always been given in relation to the angles of twist. In the present investigation, the measurements of the inverse Wiedemann effect have been made with comparatively thick rods of about one inch diameter, and the results are given with respect to its dependency upon the torsional stress.

Phenomena of this kind—the effects that the susceptibility and other magnetic qualities are altered by mechanical stresses—though themselves very interesting subjects of investigation to physical students, are generally considered to have no direct bearing on any of the applications of magnetism. The reason why the author publishes this investigation in this Report is to open the way for the applications of this phenomenon to the investigations of elastic properties of ferromagnetic metals.

For instance, the observation of the variation of the longitudinal magnetisation as the curves shown in Fig. 19 enables us to predict the approach of the yield point, without actually continuing the test until the rod yields. The method explained in the last part of this abstract readily shows us the existence of after-effect of torsional stress of two

kinds corresponding to the hysteresis of strain and to the fatigue of elasticity, which can be detected by no other means. Further, the inverse Wiedemann effect can be applied with great advantage to the measurements of torque, as well as quick variation of torque, acting on an iron rod, either rotating or at rest. The author has succeeded in measuring the torque and recording the variation of torque of a running shaft rotated by an automobile engine, sending longitudinal current by means of contact brushes, and observing the current in the coil wound over the part of the shaft between the brushes. A full explanation of this experiment will be published in the future number of this Report.

The inverse Wiedemann effect was measured with soft iron, mild steel and steel rods of 2.5 cm. diameter and from 50 to 90 cm. in length, and by both ballistic (reversing the longitudinal current) and magnetometer methods. Fig. 1 (第 1 圖 on page 410.) shows the arrangement for the observation. The results of the measurements with low carbon mild steel rods of 2.5 cm. diameter and 50 and 90 cm. in length obtained by the method of reversing longitudinal current, leaving the ends free, are given in Fig. 2. The results with the same rod sunk in a massive iron yoke are given in Fig. 3. Fig. 4 shows the results obtained by magnetometer method with the same rods.

When a cylindrical rod is twisted and traversed by a longitudinal current, the longitudinal magnetisation varies from axis to the surface. In order to avoid this complication, measurements have been carried out with an iron tube of 2.5 cm. external diameter and .126 cm. thick by sending the longitudinal current through a copper wire stretched along the axis of the tube, and sinking the tube in a yoke. From the results of these measurements, the magnetic induction in the longitudinal direction or in the direction perpendicular to the magnetic field can be calculated for the magnetic field and shearing stress. The relations between these three are given in Figs. 8 and 9. From these curves we can find the value of magnetic induction at any point in a solid rod, which is under the action of a certain torque and conducting a certain current, because we can calculate the magnetic field and shearing stress at that point. When this magnetic induction is integrated over a cross section, we get the longitudinal magnetisation due to the inverse Wiedemann effect. The values calculated in this way were tested by being compared with the values measured with a solid rod of the same material as the tube, and were found to coincide with each other satisfactorily. It can be deduced from this fact that in two cylindrical rods of the same material and different diameters, the longitudinal magnetisations (total amounts of flux) are proportional to the squares of the radii, if the longitudinal currents passed are proportional to the radii themselves and the torque applied proportional to the cubes of the radii. Therefore, the longitudinal magnetisation of a rod of any thickness for any amount of longitudinal current and torque can be found by calculation, if we have a complete set of results of measurements with a rod of any one diameter of the same material.

If, moreover, the magnetisations of the tube in the circular direction, or in the direction parallel to the field, under different amounts of torsion and magnetic field are measured, (shown in Fig. 10.) the results, together with Figs. 8 and 9, enable us to calculate the total or resultant magnetic induction and its inclination from the direction of the magnetic field, when soft iron is acted upon by a magnetic field and a shearing stress simultaneously. These values are given in the table on page 425, for shearing stresses of 100, 200, 300, 400 and 500 kg./cm.<sup>2</sup> and for fields of 1, 2, 3, 4, 6, 8 and 10.

When the measurements are made leaving the ends free, the influence of the free poles induced at the ends of the rod must be eliminated. The methods of elimination are discussed, and the method adopted gives quite close results, when the magnetisations are measured with rods of different lengths and reduced to the endless case, and measured by putting the rod in a yoke.

The results with a rod of Swedish Lancashire iron (with many small slags) are given in Figs. 15 and 16, and those with a high carbon steel rod in Fig. 18. (Diameter is 2.5 cm. for both. The measurements were made by sinking the rod in a yoke.)

Fig. 19 shows the results of the magnetometer method with a rod of Lancashire iron of 2.5 cm. diameter and 70 cm. in length, (ends free) when it was twisted up to, and nearly to, the yield point. Fig. 20 (Method of reversing the longitudinal current, rod in a yoke.) and Fig. 21 (Magnetometer method, ends free.) are the curves obtained by sending heavy currents through a copper rod inserted in and held coaxially with the soft iron tube, which is under going torsion.

If an iron rod conducting an alternating current is twisted, an alternating current of some form (not of sine curve) is produced in a coil wound over the rod. Fig. 22 is an oscillogram showing the wave form of this alternating current, in a case where a mild steel rod of 2.5 cm. diameter and 50 cm. in length was twisted to 10 m. kg. and an alternating current of 30 amperes was sent through it. The sine curve superimposed gives the phase of the longitudinal current. When we measure such alternating currents under different torques, we get curves as shown in Fig. 26. If the rod is magnetised longitudinally, (not twisted) we get an oscillogram as shown in Fig. 28.

If a mild steel rod of 2.0 cm. diameter and 70 cm. in length, conducting an alternating current of 25 amperes, is twisted up to

- 1 m. kg., . . . . . we get an oscillogram as shown in Fig. 29;
- 5 m. kg., and then untwisted to 0, . . . . . we get Fig. 30;
- 15 m. kg., and then untwisted leaving 1 m. kg., . . . . . we get Fig. 31;
- 15 m. kg., and then untwisted to 0, . . . . . we get Fig. 32.

Fig. 29 is the same kind of curve as Fig. 26. The curve in Fig. 30 is that of the after-effect of the torsional stress, and has the same form as Fig. 29, which is the curve under actual torsion. This kind of after-effect is produced even by a small torque, and easily vanishes if the rod is tapped briskly. Therefore, this may be called the "temporary after-effect of torsional stress," and corresponds to the hysteresis of strain. This rod yields under the torque of 20–25 m. kg. Hence, 15 m. kg. is about  $2/3$  of the limiting torque. When such torque is once applied, the rod acquires such a property as to produce the curve as shown in Fig. 32. The curve in Fig. 32 is entirely different from that in Fig. 29, and has long narrow protuberances on the opposite sides of the projections of the curve in Fig. 29. This after-effect does not disappear unless the rod is twisted in the reversed direction by a torque of nearly the same amount as that first applied, or is heated in a furnace. Therefore, this may be called the "permanent after-effect of torsional stress," and corresponds to the fatigue of elasticity. In this way, the after-effect of torsion due to both hysteresis and fatigue of elasticity in an iron rod can easily be detected, if an alternating current is passed through the rod and the current in a coil wound over it is observed by an oscillograph. The above phenomena can be observed statically by measuring the variations of longitudinal magnetisation by a magnetometer, when the strength of longitudinal current of direct current is successively altered.

A full account in the English language is published in the Japanese Journal of Physics, Vol. V., No. 1.

## No. 40

(昭和三年九月發行)

# 逆ウィデマン効果及び之に關聯せる現象

所員 理學博士 小林 辰 男  
技手 奥村 寛 人  
島村 金 松

鐵、ニッケル、コバルト等の強磁體の棒に、縦に電流を通じて軸心の周りの圓形帶磁を與へ、且つ是れを振るとき、縦の向きに帶磁せらるゝ現象、即ち逆ウィデマン効果は、1858年ウィデマンが之を發見して以來、多數の人々によりて研究せられ、殊に我國に於ては、長岡半太郎、本多光太郎兩教授の重要なる研究が發表せられて居る。然れども此現象の觀測は、著者の知れる範圍内に於ては、常に細い針金に就て行はれ、其結果は振れの角度に對して表はされて居る。著者は上述の測定を太い棒に就て行ひ、此現象と棒に働くトルクとの關係を示さんとするのである。

從來此の種の現象は、物理學上極めて興味多き問題ではあるが、實用方面には全く關係の無い事實であると考へられて居た。然るに著者が此研究を本報告に掲載する所以は、凡て帶磁の状態は其物質に働くストレスと極めて密接な關係を持つて居るものであるから、帶磁状態の觀測を鐵材其他の弾性の研究に利用するの途を開拓せんとするにある。

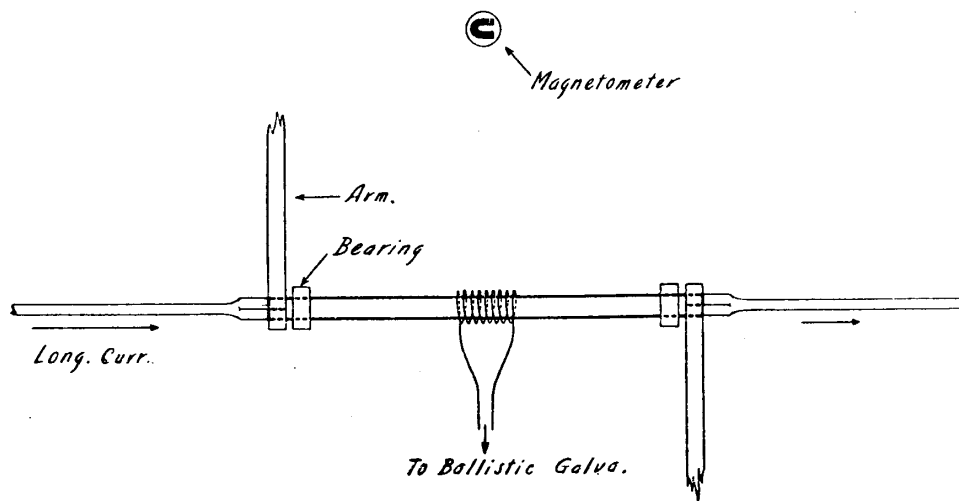
例へば、鐵棒にトルクを掛ける際、第十九圖の曲線に相當する縦帶磁の變化を同時に觀測するときは、棒が實際イールドするまで振らずして、イールド・ポイントの位置を推定する事が出来る。又第八章に説明してある様な方法によれば、或る與へられたる棒に、トーションの殘留効果が存在するか否かを、(弱いトルクによるヒステシス系の殘留効果と、強きトルクによる彈性疲勞に伴ふ効果とを區別して)直に見ることが出来る。此事實は他の如何なる方法によるも檢知すること困難である。

或は又、逆ウィデマン効果は、鐵棒に働いて居るトルクを測定し又は速なるトルクの變化をオツシログラフを用ひて記録するに極めて便利である。此方法は棒が回轉せると否とに關係なく施行することが出来るから、速に回轉せるシャフトのトルク又はトルクの變化を測るに利用することが出来る。此れに關する研究は號を改めて報告する。

## 第一章 観測の方法及實例

先づ實例としてマイルド・スチールの直径 2.5 cm. 長さ 50 cm. 及び 90 cm. の二本の棒について行つた測定の結果を下に述べる。

棒は豫め 1000 度近くに熱したる後アンニールし、内部ストレス及び残留磁氣を完全に除いて置く。是れを第 1 圖に示す様に、眞鍮製の軸承の上に横たへ東西の方向に向ける。棒の両端は約 2 cm. 許り四角に削り、此處に眞鍮製の腕を嵌め、是



第 1 圖 測定装置略圖

れによつてトルクを掛ける。猶ほ棒の両端には圖に見る如き形の長い眞鍮棒を鐵附けし、是れを通して縦電流を送る。

縦の帯磁を測る第一の方法は、棒の中央にコイルを巻き、是れをバリステック・ガルバノメタにつなぎ、縦電流の向きを急に切り替えて、ガルバの動きの半分から其時の帯磁を算出するのである。第一及び第二表には上記二本の棒につき、此縦電流切替法による測定を行つた結果を示す。測定の順序は、先づ棒を正負兩方向に 20 m.kg. まで往復數回捩つた後、所要のトルクを掛け、次に所要の縦電流を通じ、また之れを數回切替えてサイクリックの状態に至らしめ、然る後ガルバの回路を閉ぢ電流を切替えてガルバの動きを觀測するのである。表中帯磁を示す數は、棒の中央を通る磁力線總數である。第二章に説明する如く、磁束密度は棒の切口にて複雑な分布をして居るから、平均磁束密度を與へるよりも磁束總數を示す方が適當である。棒の長さに沿うての帯磁の分布は、棒の両端の自由磁極の影響で、中央が最も強く兩端に行く程弱い。又同じ状態で棒の長さのみ異なるときは、長いもの程強く帯磁せられる事等、皆棒を磁場内で磁化するときと同様である。

第一表 長さ 90 cm., 直径 2.5 cm. のマイルド・スチール棒の中央部の縦帯磁 (縦電流切替法)

トルク (m. kg.)	縦電流 (アンペア)		
	20	40	60
2	520	770	740
5	1170	1820	1910
10	1810	3150	3560
15	2040	3910	4715
20	2120	4315	5485

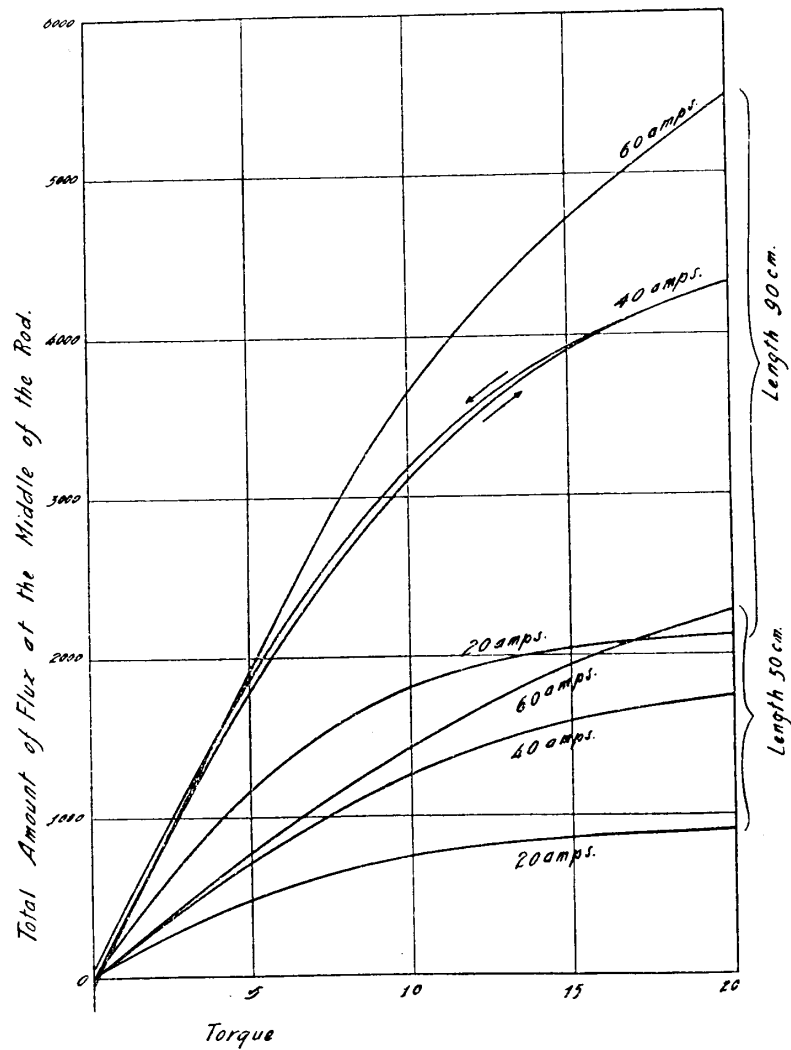
第二表 同上。長さ 50 cm.

トルク (m. kg.)	縦電流 (アンペア)		
	20	40	60
2	215	300	315
5	480	710	780
15	750	1270	1430
15	865	1590	1940
20	910	1740	2275

以上の測定に於て、トルクを増加しつゝあるときと、減少しつゝあるときとで、縦帯磁の値に少しの差がある。即ちヒステシスの現象が現れる。例として、90 cm. の棒の縦電流 40 アンペアの時の値を示せば次の如くである。

上リ	トルク	0	5	10	15	20
	縦帯磁	-50	+1785	3110	3910	4315
下リ	トルク	0	5	10	15	
	縦帯磁	+50	1860	3190	3915	←

斯く上りと下りとで差が少ないから、第一及第二表には其の平均値を示してある。以上各表の結果を圖示すれば第 2 圖の様になる。



第 2 圖 縦電流切替法 マイルド・スチール 直徑 2.5 cm.

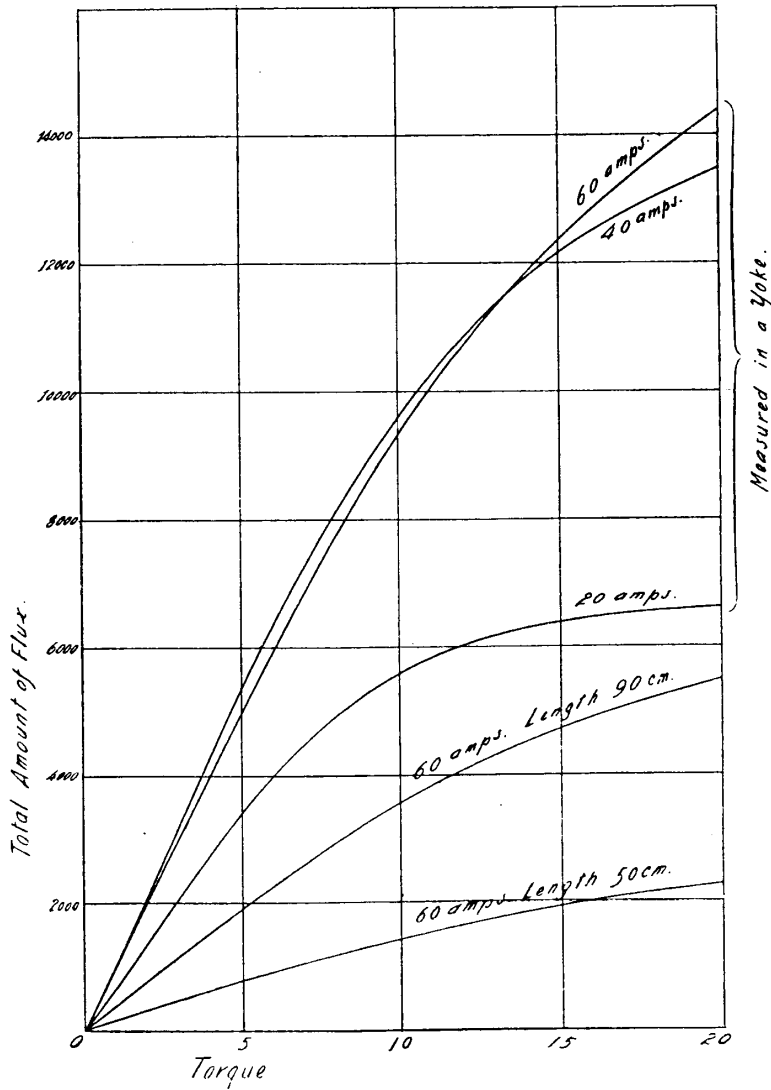
次に同じ棒を、切口凡そ 10 cm. 四角の太い軟鉄製のヨークに入れ、棒とヨークとの間には薄い雲母の片を挟み、縦電流のヨークに分流するを防ぎ、斯くして棒の両端の影響を除いて、前と同様の方法で測定すると次の結果を得られる。此場合にはヨークが軸承の働きをする。而して勿論棒の長さには無関係である。



第三表 直徑 2.5 cm. のマイルド・スチールの棒をヨークに入れ、縦電流切替法で測つた縦帯磁。

(縦電流アンペア)	20	40	60
トルク (m. kg.)			
2	1360	2090	2010
5	3420	5340	4990
10	5590	9600	9310
15	6385	12170	12370
20	6610	13480	14400

之を圖示すれば第 3 圖の様になる。



第 3 圖 ヨーク法 マイルド・スチール 直徑 2.5 cm.

縦帯磁を測る第二の方法はマグネトメタを用ふる法である。第一圖に示す通り、棒を地球磁場に直角に横たへ、マグネトメタは棒の中央に引いた垂線上の一点に置く。マグネトメタの定數を見出すには、地球磁場の水平分力を測定せず、縦電流切替法によつて棒の帯磁を測り其時のマグネトメタのふれた角度を讀んで、其棒に對する定數をきめた。故に次表其他にある帯磁の強さは、矢張り棒の中央の磁束總數である。觀測の順序は、先づ一定の縦電流を通じて置いて數回正負兩方向に 20 m. kg. のトルクをかけ、帯磁の變化が一定のサイクルをなすに至つてから、各トルクに對する縦帯磁を測つたのである。

第四表 マグネトメタ法によりて測りたる、長さ 90 cm. 直徑 2.5 cm. のマイルド・スチール棒の中央部の縦帯磁。

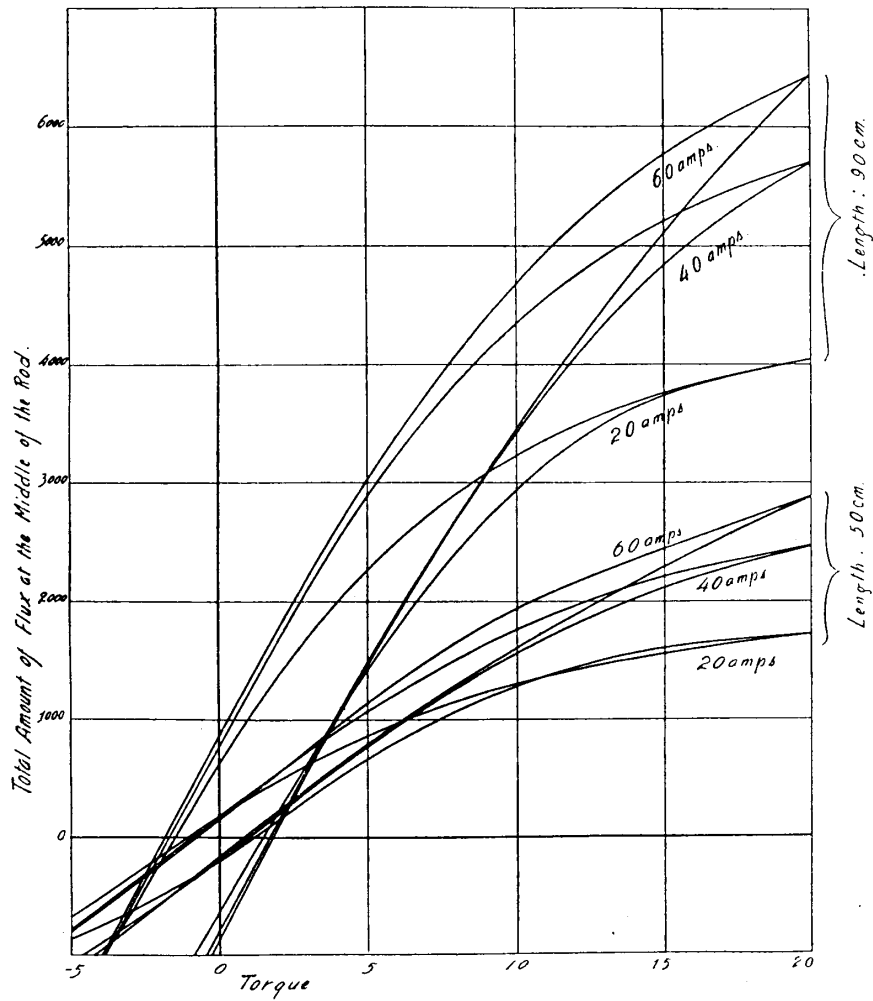
縦電流 (アンペア)	20	40	60
トルク (m. kg.)			
0	-625	-795	-855
5	+1422	+1490	+1455
10	2940	3430	3450
15	3745	4840	5120
20	4035	5700	6440
15	3760	5220	5765
10	3225	4345	4675
5	2270	2890	3020
0	625	795	855

第五表 同上。長さ 50 cm.

縦電流 (アンペア)	20	40	60
トルク (m. kg.)			
0	-180	-180	-155
5	+675	+787	+800
10	1290	1510	1570
15	1600	2105	2290
20	1715	2470	2875
15	1560	2205	2490
10	1300	1755	1925
5	865	1060	1130
0	180	180	155

此場合には前の縦電流切替法の時よりもヒステレシスが遙に大きい。此れは磁氣ヒステレシスが加はる爲めと、も一つは、前の場合には測定の前に度々縦電流を切り替える爲めにヒステレシスが小さくなるのである。

、 第四及第五表の結果を圖示すれば次の様になる。



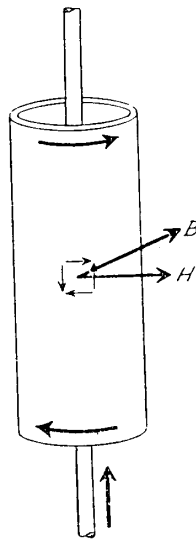
第4圖 マグネトメタ法 マイルド・スチール 直徑 2.5 cm.

## 第二章 管状の棒による観測

前章に於ける如く、圓い棒に縦電流を通じて振るときは、縦電流による圓形磁場も、トルクによるシャリング・ストレスも棒の軸心からの距離によつて變じ、軸ではゼロで、棒の側面では最大である。従つて切口に於ける縦帯磁の分布も軸心からの距離によつて變ずること勿論である。

此複雑を避ける爲めには、薄い管状の棒を作り、軸心に張つた銅線に縦電流を通すればよい。管が十分薄ければ、磁場もストレスも切口の上で一様であると考えて差支ないから、之によつて或る磁場の強さと或るシャリング・ストレスとに對する縦帯磁を算出することが出来る。

第5圖に於て管の上下端に示した矢の向きに管を振るときは、管の一點に、小さい四つの矢で示す様なシャリング・ストレスが働き、縦電流による磁場  $H$  によ



第 5 圖

つて  $B$  の様な向きの帯磁を生ずる。此  $B$  の管軸の向きのコンポーネントが今考へて居る縦帯磁である。

著者は良質の軟鉄棒を削り抜いて、長さ 50 cm., 外徑 2.0 cm., 厚さ 0.126 cm. の管を作り、是れをヨークに入れてフリー・ボールの影響を去り、(後章に示す如く、適當の方法によりてフリー・ボールの影響に對し補正を行へば、ヨークの無い場合の縦帯磁の値は、ヨークに入れた場合の値と殆んど一致するから、本章ではヨークに入れた場合ばかりを考へる) 管に太い銅線を通し管と正しく共軸となる様に支え、是れに縦電流を通ずる。管の両端には腕を付けて之を振ぢる。斯くして縦電流切替法によつて求めた縦帯磁の値は次表の如くである。

第六表 軟鉄管（外径 2.5 cm., 厚さ 0.126 cm.）をヨークに入れ、軸心電流切替法によりて測つた縦帯磁（磁束總數）。

トルク (m. kg.)	1	2	3	4	5.2
5	37	108	153	176	195
10	240	513	653	728	761
15	475	1000	1393	1654	1799
20	625	1278	1836	2175	2418
25	654	1414	2068	2503	2789
30	662	1443	2117	2640	2994
40	645	1423	2130	2688	3161
60	554	1240	1935	2527	3070

今軸心に沿ひて流るゝ電流を  $A$  アンペアとせば、軸心より  $r$  なる距離の磁場は  $\frac{A}{5r}$  なるを以て、管の内半径を  $R_1$ 、外半径を  $R_2$  とせば、管の切口に於ける平均磁場は  $\frac{2A}{5(R_2 + R_1)}$  となる。

又  $T$  を管に働くトルクとすれば、シャリング・ストレスは、 $\frac{2Tr}{\pi(R_2^4 - R_1^4)}$  で與へられるから、切口に働く平均シャリング・ストレスは、 $\frac{4T(R_2^3 - R_1^3)}{3\pi(R_2^2 - R_1^2)(R_2^2 + R_1^2)}$

となる。測定に使用せる管にては、 $R_1 = 1.124$  cm.  $R_2 = 1.250$  cm. なるを以て、此れを上記の式に入れて、

$$\text{平均磁場} = 0.1685 A$$

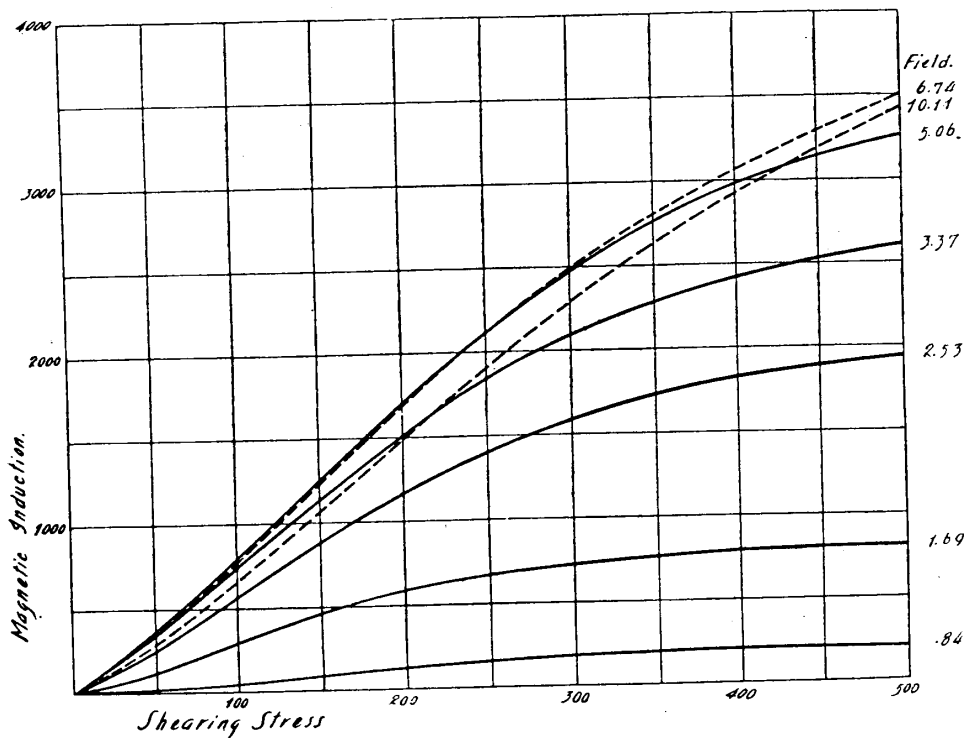
$$\text{平均シャリング・ストレス} = 0.895 T$$

を得る。又マグネチック・インダクションは、上表にある磁束總數を管の切口面積 0.9396 で除して得られる。斯くして、第六表を改算すれば次の表が得られる。

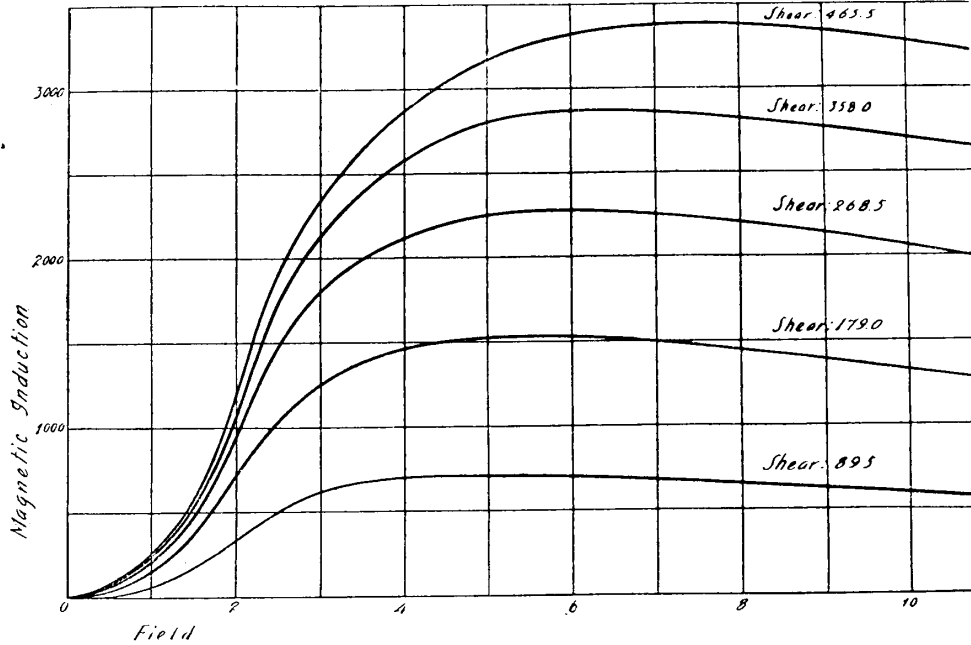
第七表 軟鉄にシャリング・ストレスと磁場とが働くと、磁場に直角の方向の磁束密度。\* シャリング・ストレス最大の二つの面の一方に磁場が垂直にして、「磁場に直角の方向」と稱するは他のストレス最大の面に垂直の方向となる。

シヤリング・ストレス (kg./cm. <sup>2</sup> )	89.5	179.0	268.5	358.0	465.5
磁 場					
.842	39	115	163	187	207
1.685	255	546	695	775	810
2.527	506	1063	1483	1760	1915
3.370	665	1360	1954	2315	2565
5.055	704	1536	2253	2810	3186
6.740	687	1515	2267	2861	3367
10.110	590	1320	2059	2689	3267

此表から第 6 圖（一定の磁場に対する曲線）及第 7 圖（一定のストレスに対する曲線）を引くことが出来る。



第 6 圖 軟鐵に磁場とシヤリング・ストレスとが働くとき磁場に直角の方向の磁束密度。一定磁場に対する曲線。



第 7 圖 同上。一定のシャアに對する曲線。

第七表は切口に於ける各平均値であるから、次に第二次近似値を求める。例として、軸心電流 15 アンペア、トルク 3 m.kg. の時の計算を示す。前に示した如く、磁場は  $\frac{A}{5r}$  で、シャリング・ストレスは  $\frac{2Tr}{\pi(R_2^2 - R_1^2)}$  で與へられる。又任意の磁場及シャアに對する磁束密度は第六圖と第七圖とからインターポレーションによつて求められるから、上記の場合の、管の外側、厚さの中央及び管の内側の磁場、ストレス及びインダクションを示せば次の如くなる。

	磁 場	シャリング ストレス	磁 束 密 度
内 側	2.669	253.9	1511
中 側	2.527	268.2	1482
外 側	2.400	282.4	1438

故に、管の内側より外方につつた距離を  $x$  とすれば、切口に於ける磁束密度は  $x$  の二次まで取つて、

$$B = 1511 - 341x - 1890x^2$$

で表はされる。之れを切口に對して積分すれば、1388.5 となる。之に相當する値を

第六表より求めると 1393 であつて、約  $\frac{1}{300}$  程小さい。故に第七表の磁場 2.527, ストレス 268.5 に對する値 1483 を、1488 と直せば十分精密なる値となる。併し本章の測定の正確さは、やはり  $\frac{1}{300}$  位であり、ヨークの働きを考へればもつと正確さは減るから、第七表の値でも差支ない。且つ第 7 圖の曲線で見ても平坦な部分では此の相違は殆んど無い。

第 6 圖及び第 7 圖に上記の補正をなしたる後、グラフィカル・インターポレーションによつて、簡單なる數値の磁場及びストレスに對する曲線に引き直せば、第 8 圖及び第 9 圖を得られる。

第 8 圖及第 9 圖から讀み取つて第八表が得られる。

第 八 表 軟鐵にシャリング・ストレスと磁場とが働くとき、磁場に直角の方向の磁束密度。\* 417 頁

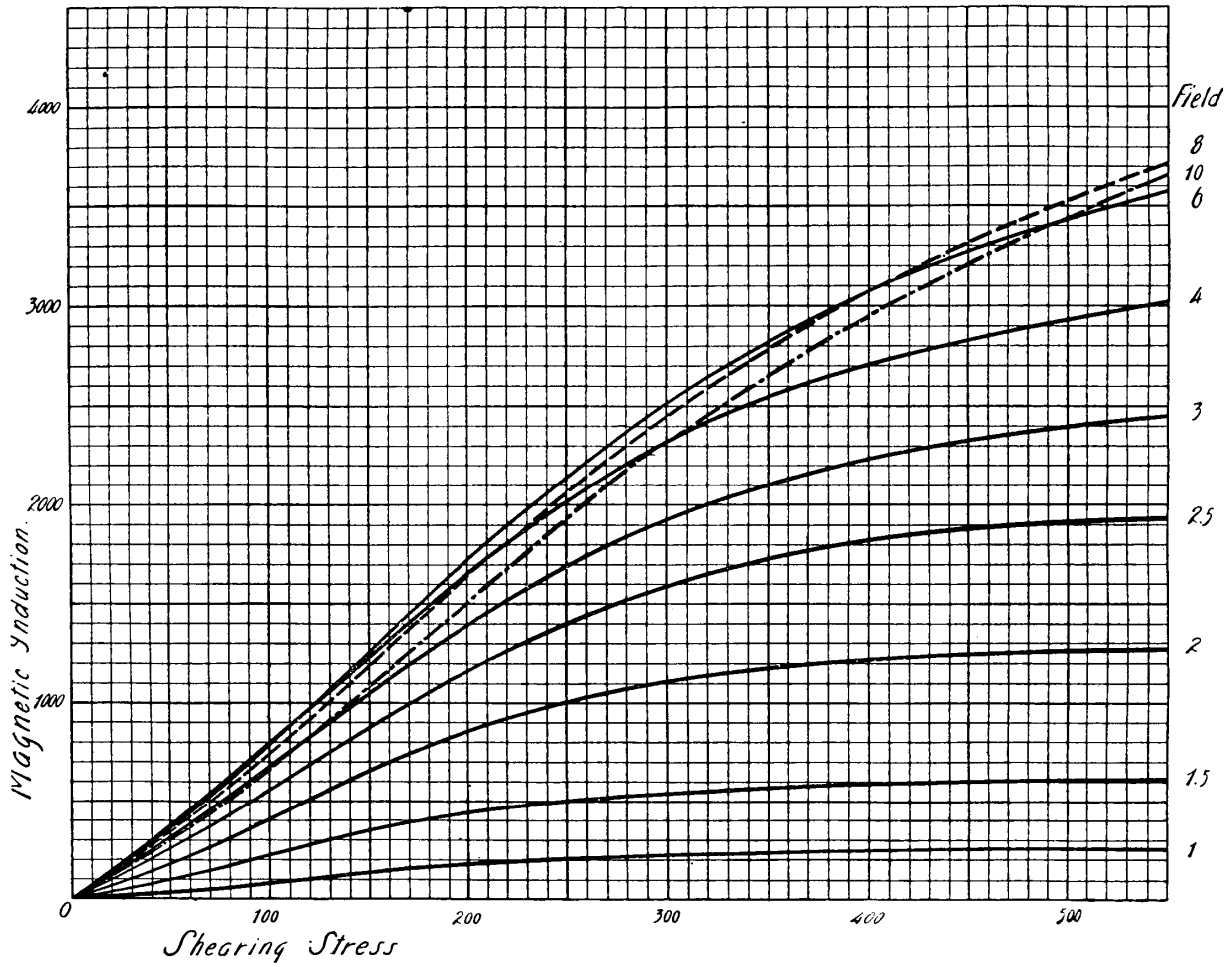
シャリング・ストレス (kg./cm. <sup>2</sup> )	100	200	300	400	500
磁 場					
1	75	174	220	250	254
1.5	223	448	538	590	611
2	407	858	1111	1220	1260
2.5	560	1164	1587	1824	1912
3	676	1387	1920	2225	2385
4	792	1650	2320	2705	2930
6	788	1717	2505	3075	3430
8	745	1637	2440	3060	3520
10	662	1496	2310	2940	3435

第 8 圖によりて見れば、磁場が弱いときは少しのシャで早く其最大値に近づき、以後殆んど水平になるが、磁場強きときは最大値に近づくこと遅く、磁場 10 の曲線はシャ 500 の所まで殆んど直線的に増して居る。

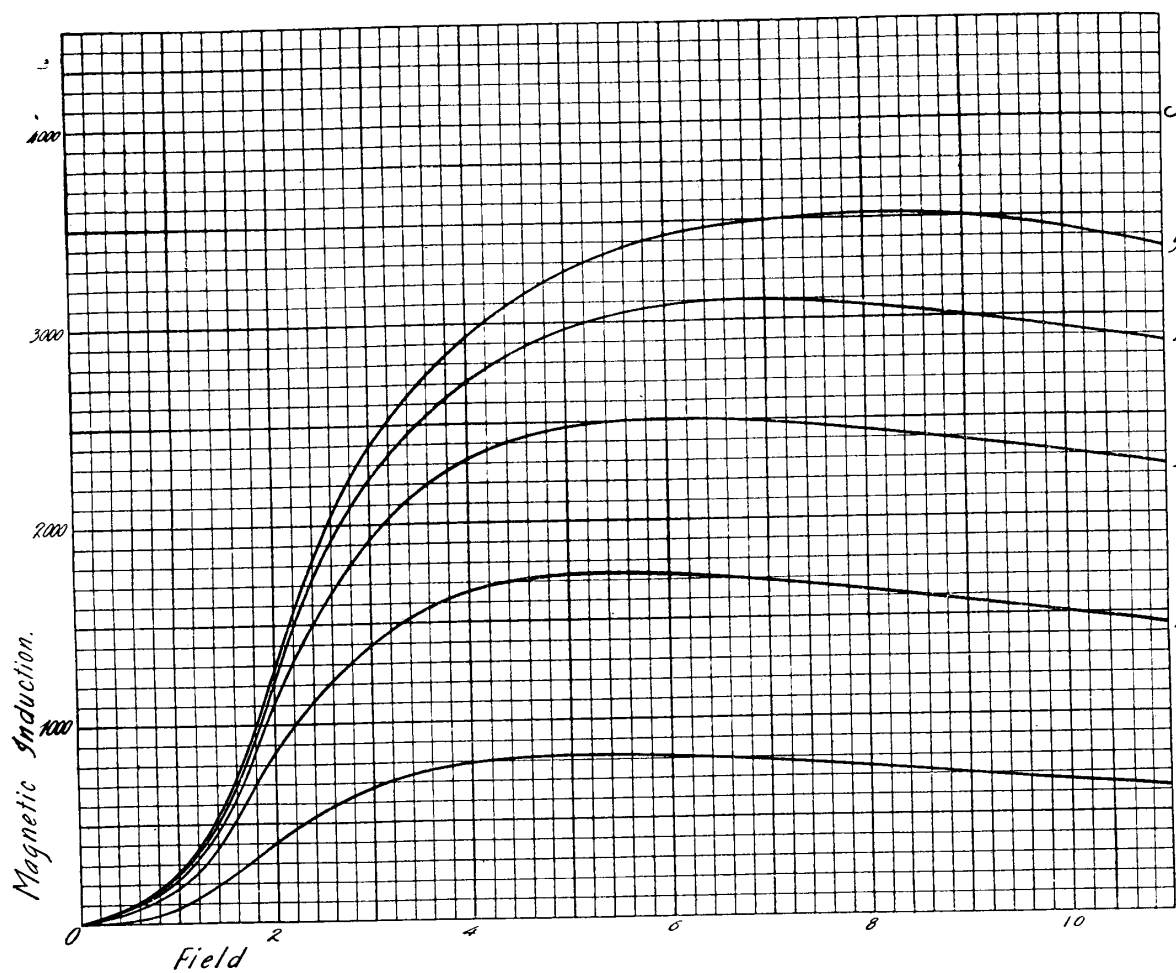
又第 9 圖によりて見れば、シャ一定の曲線は初め増加少なく、磁場 1 の邊より急に増加を初め、最大に達したる後徐々に減少する。最大に達する磁場は精密には求めにくい、シャリング・ストレス 100, 200, 300, 400 及び 500 で、5.5, 3, 6, 6.8 及び 8 位である。

次に軟鐵にシャと磁場とが同時に働くときの、磁場に平行なる向きの帯磁、即





第 8 圖 軟鐵に磁場とシヤリング・ストレスとが働くときの磁場に直角の方向の磁束密度。一定の磁場に對する曲線。

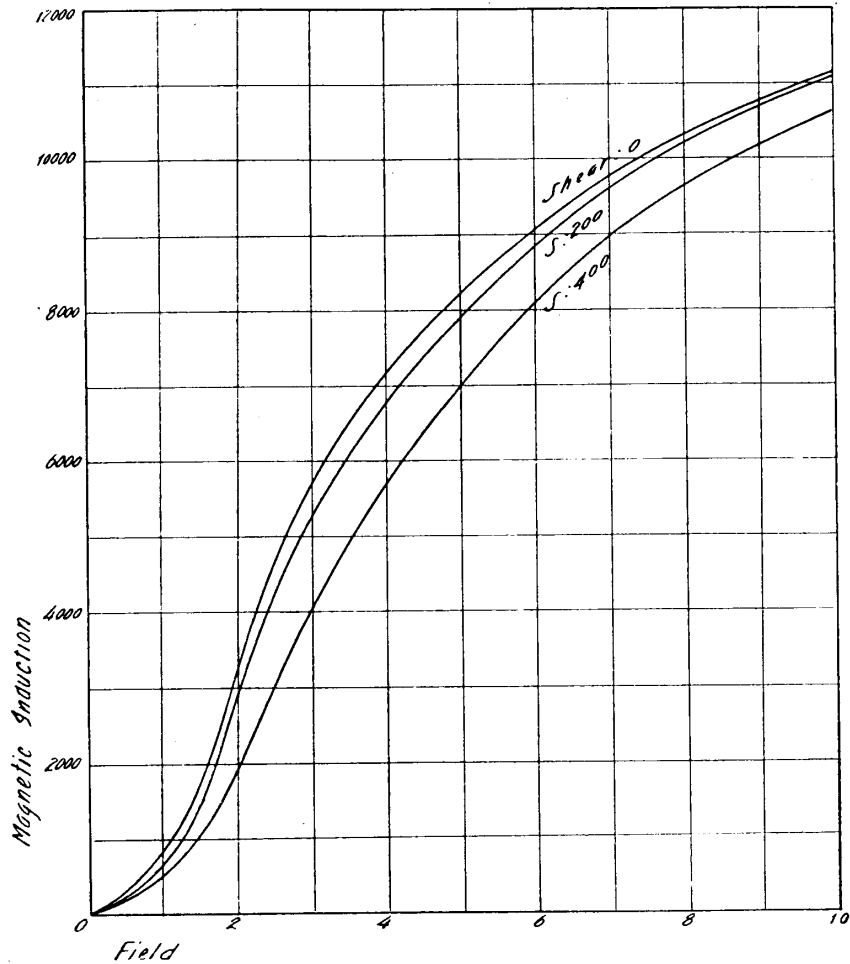


第 9 圖 同上。一定のシャ-に對する曲線。

ち第 5 圖の  $B$  の  $H$  の向きのコンポーネントを測定する。其方法は同じ管狀の棒を、ヨークに入れず、ペアリング上に横たへ、前と同じく軸心に支えたる銅線に電流を通じて  $H$  の向きの磁場を作り、測定に使用するコイルは、針金が管内を通り管外を還り又管内を通る様に二三十回巻きたるものとする。斯くしてトルクをかけ軸心電流切替の法によりて圓形帶磁を測定する。此法によるときは、棒の兩端の自由磁極の影響があるわけであるが、 $H$  の向きの影響は極めて小さい。其測定の結果を示せば第九表及び第 10 圖の様になる。此測定の範圍ではシヤ-の影響は磁場の小さいとき著しく、(シヤ-の無い時の値に對する割合が) 磁場が増加せば速に減少する。又同じ棒をヨークに入れ、帶磁コイルと測定用コイルとを巻き、棒にトルクをかけ縦に帶磁して測定するも殆んど同じ結果を得られる。

第九表 軟鐵に磁場とシヤリング・ストレスとが働くとき、磁場の方向の磁束密度。† シヤ-最大の二つの面の一つに磁場が垂直なる様にシヤ-が働く場合とす。

シヤリング・ストレス (kg./cm. <sup>2</sup> )	磁 場					
	0	100	200	300	400	500
1	830	753	675	600	530	470
2	3330	3085	2785	2425	2035	1775
3	5710	5555	5225	4690	4075	3525
4	7165	7050	6770	6,330	5745	5215
6	9065	8985	8815	8510	8090	7700
8	10320	10290	10160	9950	9630	9380
10	11140	11130	11080	10960	10750	10560



第 10 圖 軟鐵の磁化曲線のシヤリング・ストレスによる變化。

第八表と第九表とより  $B$  の大きさ及び  $B$  と  $H$  との間の角度を計算することが出来る。

第 十 表 軟鐵にシヤリング・ストレスと磁場とが働くときに生ずる磁束密度の大きさ及び其の磁場との傾きの角度。† 423 頁。

磁 場	シヤリング・ストレス (kg./cm. <sup>2</sup> )					
	0	100	200	300	400	500
1	{ 830 0°	{ 757 5° 41'	{ 697 14° 28'	{ 640 20° 8'	{ 585 25° 15'	{ 533 28° 23'
2	{ 3330 0°	{ 3112 7° 31'	{ 2913 17° 8'	{ 2670 24° 37'	{ 2373 30° 56'	{ 2177 35° 22'
3	{ 5710 0°	{ 5595 6° 56'	{ 5406 14° 52'	{ 5070 22° 16'	{ 4640 28° 38'	{ 4256 34° 5'
4	{ 7165 0°	{ 7095 6° 25'	{ 6970 13° 40'	{ 6740 20° 8'	{ 6350 25° 12'	{ 5982 29° 20'
6	{ 9065 0°	{ 9020 5° 1'	{ 8980 11° 1'	{ 8870 16° 25'	{ 8655 20° 49'	{ 8430 24° 1'
8	{ 10320 0°	{ 10320 4° 8'	{ 10290 9° 8'	{ 10245 13° 47'	{ 10100 17° 37'	{ 10020 20° 34'
10	{ 11140 0°	{ 11150 3° 24'	{ 11180 7° 41'	{ 11200 11° 54'	{ 11150 15° 18'	{ 11105 18° 1'

半徑  $R$  なる中實の圓棒に、 $A$  アンペアの縦電流を通ずるとき、之による棒内部の磁場は  $\frac{Ar}{5R^2}$  である。又此れに  $T$  m.kg. のトルクをかければ、棒内部のシヤリング・ストレスは  $\frac{2Tr}{\pi R^3}$  で表はされる。若し棒が前に測定した管と同質であれば、第 8 圖と第 9 圖とから、上式で計算した或る磁場とストレスとに對する磁束密度を計算し得られるから、棒の内部の帶磁の分布を知ることが出来る。之を切口に對して積分したものは、第一章で測定した様な棒の全縦帶磁である。

例へは、棒の半徑 1.25 cm., 縦電流 20 アンペア、トルク 10 m.kg. であるとき、軸心よりの距離 0.25, 0.50, 0.75, 1.00 及び 1.25 cm. の點の磁場、ストレス及び磁束密度を示せば次表の様になる。

$r$	0.25	0.50	0.75	1.00	1.25
磁 場	0.64	1.28	1.92	2.56	3.20
シヤリング・ストレス	65.2	130.4	195.6	260.8	326.0
磁 束 密 度	19	195	775	1485	2125

此等の磁束密度の値に  $2\pi r$  を乗じたるもの、曲線を方眼紙上に引き、圖上にて積分すれば、切口を通る磁力線總數として 5310 を得る。

此れを實測と比較する爲め、管と全く同じ材料にて直徑 2.5 cm., 長さ 50 cm<sup>2</sup> の棒を作り、ヨークに入れて縦電流切替法によつて測定した結果は次の様になる。

第十一表 直徑 2.5 cm. の軟鉄棒 (管と同質) をヨークに入れ縦電流切替法によつて測つた縦帶磁。(磁束總數)

トルク (m.kg.) \ 縦電流 (アンペア)	5	10	15
10	627	1037	1260
20	3035	5110	5930
30	4240	7395	9220
40	4615	8340	10680
60	4485	8485	11570

此表によりて見れば、縦電流 20 アンペア、トルク 10 m.kg. の時の縦帶磁は 5110 であつて、計算によつて得た値よりも 4% 程小さい。此外二三の場合の計算の結果を示せば、

- 30 アンペア、15 m.kg. の時 9760,
- 40 アンペア、15 m.kg. の時 11350,
- 60 アンペア、10 m.kg. の時 8660

の如くなる。此等の場合の實測の値は、9220, 10680 及び 8485 であるから、やはり實測の方が少し小さい (15 m.kg. の方は二つ共 6% 程)。此原因は主としてヨークの影響であらう。

以上の計算が實測とよく合致する事より、次の事實はかなり精確なものと考えてよい。直徑の異なる同質の棒で、其の側表面に於ける磁場とシャリング・ストレスとが兩方の棒で相等しい様に縦電流とトルクとを作用せしむれば、棒の内部の磁束密度の分布は相似となり、従つて縦帶磁は切口の面積に比例する。側表面の磁場を同じにする爲めには縦電流を  $R$  に比例して ( $R$  は半徑) 通せばよい。側表面のシャリング・ストレスを相等しくする爲めには  $R^2$  に比例してトルクを掛ければよい。

これを實測と比較して見る爲めに、第三表の測定を行つたマイルド・スチール

棒をヨークの内側になる部分丈け直径 2.0 cm に削つて測定を試みた。此時縦電流は、20 アンペアの代りに 16 アンペア、40 アンペアの代りに 32 アンペア、60 アンペアの代りに 48 アンペアを通せばよい。又トルクは 5, 10, 15, 20 m.kg. の代りに、2.56, 5.12, 7.65, 10.24 を掛ければよい。此測定の結果は次の様になる。

第十二表 直径 2.0 cm. のマイルド・スチールの棒をヨークに入れ、縦電流切替法によつて測つた縦帯磁。

縦電流 (アンペア) トルク (m.kg.)	16	32	48
2.56	2270	3380	3160
5.12	3630	6105	5980
7.65	4120	7820	7985
10.24	4270	8660	9270

此結果は全く第三表と一致して居る。例へば第三表の 60 アンペアの列に  $2.0^2 / 2.5^2$  を乗すれば、3194, 5958, 7917, 9216 となり、本表の最後の列とよく合ふ。

以上の如くなるを以て、同一の材料については、任意一つの直径の棒について縦電流及びトルクの色々の値に對して測定してあれば、他の任意の太さの棒に任意の縦電流及トルクを働かせた時の縦帯磁を算出する事が出来る。

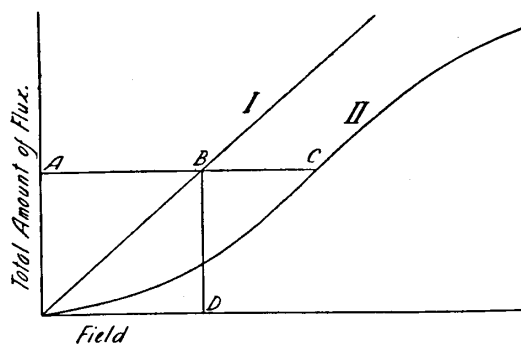
此事實を用ひて、管狀の棒によらず、中實の棒の觀測の結果より、其材料の或る磁場及シャリング・ストレスの作用を受けたときの磁場に直角の向きの磁束密度を算出することが出来る。

例へば、第十一表によりて、直径 2.5 cm. の軟鐵棒に縦電流 40 アンペア、トルク 10 m.kg. を働かせたときの縦帯磁は 8340 である。此時棒の外側より 1 mm. の厚さの管狀の部分と、内部の半径 1.15 cm. の部分とを別々に考へる。半径 1.15 cm. の所の磁場及びシャリング・ストレスは側表面の價の  $1.15/1.25$  である。2.5 cm. の棒の外側で之れと同じ磁場及びシャラーを作る爲めには、縦電流 36.8 アンペア、トルク 9.20 m.kg. を働かせればよい。此時の縦帯磁は、第十一表の値から（もつと多數の測定結果から）引いたトルク一定及び磁場一定の二種の曲線を用ひてインターポレーションにより、7670 を得る。故に上記の場合の内部の半径 1.15 cm. の部分の帯磁は、 $7670 \times \frac{1.15^2}{1.25^2} = 6490$  である。従つて外部管狀の部分の帯磁は  $8340 - 6490 = 1790$  である。故に此管狀の部分で、平均磁場 6.15, 平均シャリング・

ストレス 313.2 の時平均磁束密度 2375 となる。同じ磁場及びストレスに対する磁束密度を第 8 圖と第 9 圖とより求むれば、2590 となり、此場合もやはり 8% 程管による測定の方が大きい。此方法は管を作つて測定するよりも便利ではあるが、二つの近い値の差から算出するのであるから、測定の精密度は減少する。

### 第三章 消磁作用に対する補正

逆ウイデマン効果に於ても其縦帯磁によつて棒の両端に生ずる磁極の消磁作用を受けること棒を均一磁場に入れて磁化するときと同様である。此等二つの場合の棒の長さに沿うての帯磁の強さの分布を、棒の各部に狭いコイルを巻いて測定して見ると、二つの場合で殆んど同じ結果を得られる。故に逆ウイデマン効果の測定を短い棒について行つたとき、消磁作用に対する補正をなすに普通の消磁係数を用ふることが出来る。併し第一章に述べた様な方法では、棒の平均帯磁を測るのでなく、中央の帯磁を測つて居るのであるから、普通の消磁係数（棒の平均消磁々場の棒の平均の磁化の強さに對する比）を用ふるよりも、棒の中央の消磁々場の強さの中央の帯磁に對する比を一々の棒について測定する方がよい。



第 II 圖

第 II 圖に於て、曲線 I を棒をヨークに入れて両端の作用を消したときの磁化曲線とし、（縦軸には便宜の爲め磁力線總數を取る）II を棒を均一磁場に入れたときの中央の帯磁の曲線とする。ヨークに入れて測つたのを標準曲線と考へれば、BD なる帯磁を得る爲めに、両端の影響が無ければ AB なる磁場を要し、消磁々場が働けば、AC なる磁場を要する。故に其差 BC は、中央部の帯磁が BD であるときの中央部の消磁々場である。比  $\frac{BC}{BD}$  は此等の曲線のかなり廣い範圍に亘つて



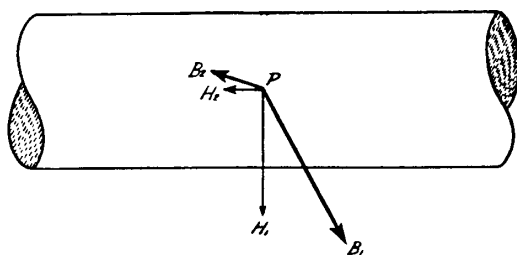
一定である。此の比を便宜の爲め「中央の消磁場比」と呼ぶことにする。

第一章で測定に用ひた長さ 90 cm. の棒の「中央の消磁場比」は  $3666 \times 10^{-7}$  である。第一表から例を採ると、トルク 15 m.kg. 縦電流 40 アンペアのとき縦帯磁は 3910 であるから、此時の棒の中央の消磁々場は

$$3910 \times 3666 \times 10^{-7} = 1.433$$

である。

トルクのかゝつて居る棒に縦電流が通つて居るとき、棒の中央の横断面上の一点 P (第 12 圖) に於て、縦電流による磁場  $H_1$  によつて  $B_1$  の如き向きの帯磁を

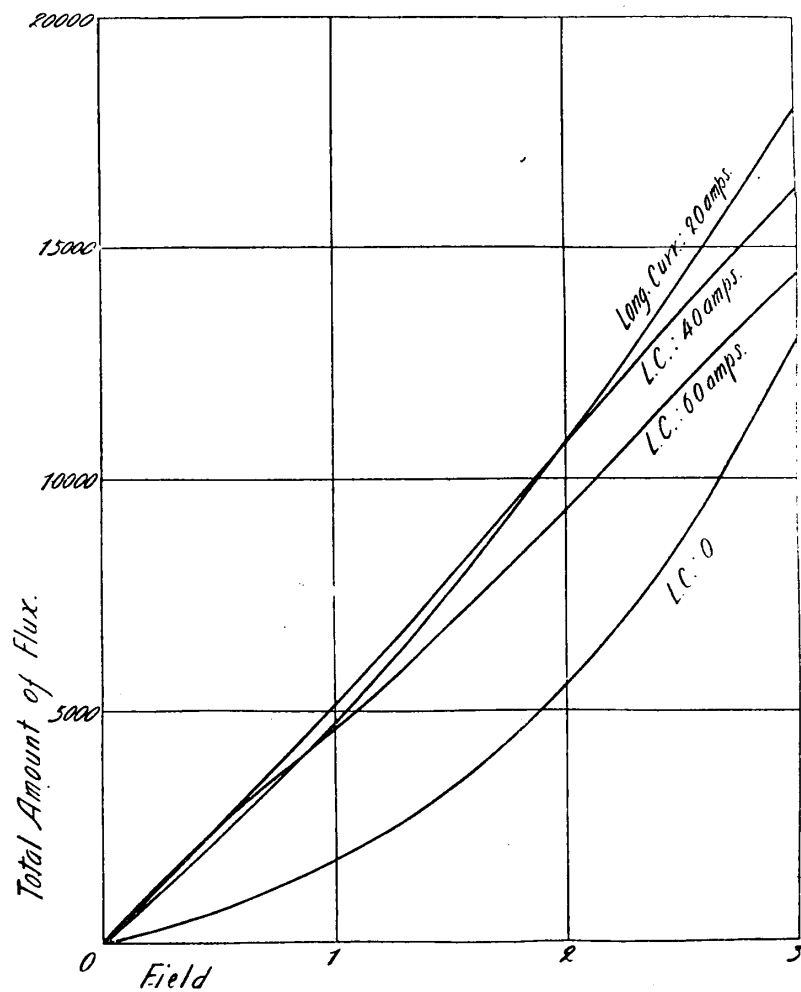


第 12 圖

生ずる。此  $B_1$  の縦の向きのコンポーネントを切口に對して積分したものが、逆ウイデマン効果の縦帯磁である。此縦帯磁の爲めに棒の兩端に自由磁極を生じ、其消磁々場は  $H_2$  の如く働き、これによつて  $B_2$  の如き反對向きの帯磁を生ずる。棒が兩端自由であるとき我々の測定する逆ウイデマン効果は、 $B_1$  と  $B_2$  との縦のコンポーネントの差を切口に對し積分したものである。故に  $B_2$  の縦のコンポーネントの切口に於ける總和を測定することが出来れば、之を兩端自由の儘測定した値に加へて、棒が無限に長い場合に引直すことが出来る。今第 12 圖の場合に於て、縦電流は其儘としトルクを取り去るときは、 $B_1$  は  $H_1$  と重なり  $H_2$  と  $B_2$  とは消失する。此時起磁コイルによりて  $H_2$  に等しい磁場を P 點に作用せしめるときは、 $H_2$  の方向に  $B_3$  の帯磁を生ずる。此  $B_3$  と、トルクのかゝつて居るときの  $B_2$  の縦のコンポーネントとは少し違つて居る。併し横断面に對し積分した値を比べると極めて近い値を持つて居る。これは、棒の外側に近い部分でシャーの強く働く所では第九表にある程度の變化をするが、棒の内部ではシャーが小さく殆んど  $B_3$  と  $B_2$  とは同じであるからである。故に我等はトルクを加へないときの磁化曲線より  $B_3$  を求め、 $B_2$  の縦のコンポーネントに代用すれば、實際に極近い値を得られる。但し、第 13 圖に見る如く、縦電流の通つて居るときの磁化曲線と普通磁化曲線とは甚し

く異なるを以て、縦電流を省略することは出来ない。

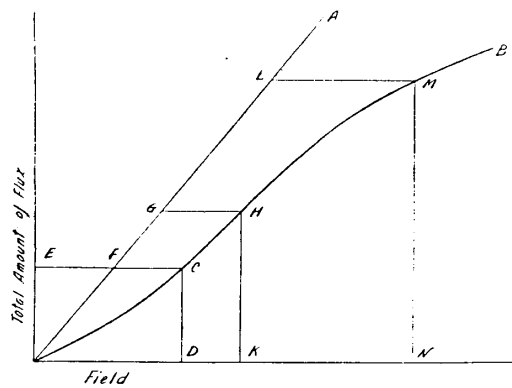
第 13 圖は、第一及第二表の測定に用ひたと同じマイルド・スチール（直径 2.5 cm.）の棒をヨークに入れ、0, 20, 40 及び 60 アンペアの縦電流を通じながら、起磁電流切替法によつて測定した磁化曲線である。状態を成るべく、第一、二表の時と等しくする爲め、縦電流と起磁電流とを同じ電源より取り、共通のスイッチによりて切替えて測定した。



第 13 圖 直径 2.5 cm. のマイルド・スチール棒に縦電流が通つて居るときの磁化曲線

第 13 圖により、第 429 頁の例の場合、即ち縦電流 40 アンペア、消磁々場 1.433 のときの  $B_3$  の積分値は、7565 である。故に此時の中央の帶磁の測定値 3910 に之を加へて、11475 が縦電流 40 アンペア、トルク 15 m.kg. の時の逆ウイデマン効果である。

以上述べた方法の外、消磁作用に對する補正は、逆ウイデマン効果による縦帶磁を均一磁場による縦帶磁で置き換へて行ふことが出来る。第 14 圖に於て、OA を、y 軸よりの傾きの正切が「中央の消磁場比」に等しい直線とする。OB を或る縦電流の通つて居るときの磁化曲線とし、同じ縦電流の通つて居るときの逆ウイデマン効果を CD とする。第一の方法によれば、此時の消磁々場 EF が有効磁場であるときの帶磁 HK を求め (EF=GH.)、CD と HK との和を無限長の場合の逆ウ



第 14 圖

イデマン効果とするのである。第二の方法では、消磁々場があれば CD なる帶磁を得る爲めに EC なる磁場を要するから、EC が有効磁場である MN を (EC=LM.) 求むる値とするのである。

此等二つの方法は、磁化曲線が原點を通る直線である場合に相等しい結果になる。實際に於て、縦電流のあるときの磁化曲線は略直線になるから、第一第二兩法は近い値を與へる。併し、第二の方法は、一つの現象を他の類似の現象で置き換へて、エキスタボレーロンを行つたものであるから、理論上第一の方法の方が正しいと考へられる。第一の方法で無視した事は、第 13 圖の曲線を求めるのにトルクを省略したこと、 $H_2$  の有無によつて  $B_1$  の大きさが變ることを考へなかつたことである。併し此影響は極めて小さいから差支ない。

又、消磁々場の作用は、逆ウイデマン効果による縦帯磁を減少せしめるのでなく、反対の向きに帯磁するのであることは、次の実験によつて確めることが出来る。即ち短い棒に縦電流とトルクとを加へ一つの向きに帯磁せしめた後、トルクを靜に取り去り縦電流を切れば、棒は前と逆の向きに帯磁して居る。例へば、直徑 2.5 cm. 長さ 50 cm. のマイルド・スチール棒に 40 アンペアの縦電流を通じ、0 と 20 m.kg. との間に住復換るときの縦帯磁は次の通りである。

トルク	0	10	20	10	0
縦帯磁	86	1190	2090	1445	86

此れをトルク 0 の所で電流を切れば、縦帯磁は  $-213$  となる。同じ實驗を長さ 90 cm. の棒でやれば次の如くなる

トルク	0	10	20	10	0
縦帯磁	808	3025	5080	4005	808

此の場合のトルク及電流ゼロの縦帯磁は  $-167$  である。猶ほ、110 cm. の棒では残留縦帯磁は殆んど 0 で、それより長い棒では残留帯磁は正となる。之れによつて、逆ウイデマン効果の縦帯磁と、消磁々場による逆向の帯磁とが別々に生ずることが分る。

第一章の第一表及び第二表に、第一及第二法によつて補正を加へ、無限長の値に引直すと次の如くなる。長さ 50 cm. の場合の「中央の消磁場比」は  $1104 \times 10^{-6}$  である。比較の爲め第三表のヨークに入れて測つた結果も並べ記してある。

第 十 三 表 直徑 2.5 cm. のマイルド・スチール棒の無限長の場合の縦帯磁。

(第一表及び第二表より引直したもの。)  
(縦電流切替法。)

トルク m.kg.	實測による中 央の縦帯磁	兩端の影響なき時の縦帯磁		
		第一法	第二法	ヨーク法
縦電流 20 アンペア		棒の長さ 90 cm.		
5	1170	3110	2880	3420
10	1810	4960	4550	5590
15	2040	5480	5230	6385
20	2120	5700	5470	6610
縦電流 20 アンペア		棒の長さ 50 cm.		
5	483	2990	2900	3420
10	752	4880	4620	5590
15	864	5385	5400	6385
20	912	5650	5740	6610
縦電流 40 アンペア		棒の長さ 90 cm.		
5	1785	5165	4690	5340
10	3110	9030	8520	9600
15	3910	11475	10780	12170
20	4315	12740	11980	13480
縦電流 40 アンペア		棒の長さ 50 cm.		
5	710	4940	4660	5340
10	1270	8850	8660	9600
15	1590	11090	11030	12170
20	1740	12400	12450	13480
縦電流 60 アンペア		棒の長さ 90 cm.		
5	1910	5010	4550	4990
10	3560	9380	8800	9310
15	4715	12615	11080	12370
20	5485	14820	14280	14400
縦電流 60 アンペア		棒の長さ 50 cm.		
5	780	4950	4550	4990
10	1430	8970	8630	9310
15	1940	12140	12240	12370
20	2275	14300	14640	14400

此表によりて見るに、90 cm. の棒で測定した値は、50 cm. の棒で測定した値の二倍以上であり、補正として加へる数は元の数の数倍であるのに、補正した結果はかなりよく一致し、第一法によりて補正した兩棒の結果は、差が4%に達するものは無い、故に此補正法を用ふれば、唯其材料の標準磁化曲線さへ分つて居れば、短い棒でヨークを用ひずに測定を行つて、無限長の場合に引直すことが出来る。(以下補正は第一法のみによる。)

マグネトメタ法による結果に消磁作用の補正を加へるには、一々の場合に相當する磁化曲線を求めなくてはならない。即ち各の場合に應ずる縦電流を通じ、原の觀測の際の最大帯磁の時の消磁々場に相等しい有效磁場の働く所まで正負兩方向に繰返し帯磁せしめ(各讀取の前少しづゝ振振動を與へると一層正しい結果が得られる)其時の磁化曲線を引く。(ヨークを用ひずマグネトメタ法で)そして原測定で帯磁の増加して居る部分の補正には磁化曲線の増加の側を用ひ、減少して居る部分では減少の測を用ひる。第四表に補正を行つた結果は次の様になる。

第十四表 直徑 2.5 cm. のマイルド・スチール棒の無限長の場合の縦帯磁。

(第四表より引直す。)(マグネトメタ法)

縦電流(アンペア)	トルク (m.kg.)		
	20	40	60
0	-2035	-3265	-3600
5	+2070	+1580	+1315
10	5300	6060	5910
15	7195	9580	9965
20	7865	11350	13020
15	7450	10700	12040
10	6635	9430	10455
5	5070	7120	7710

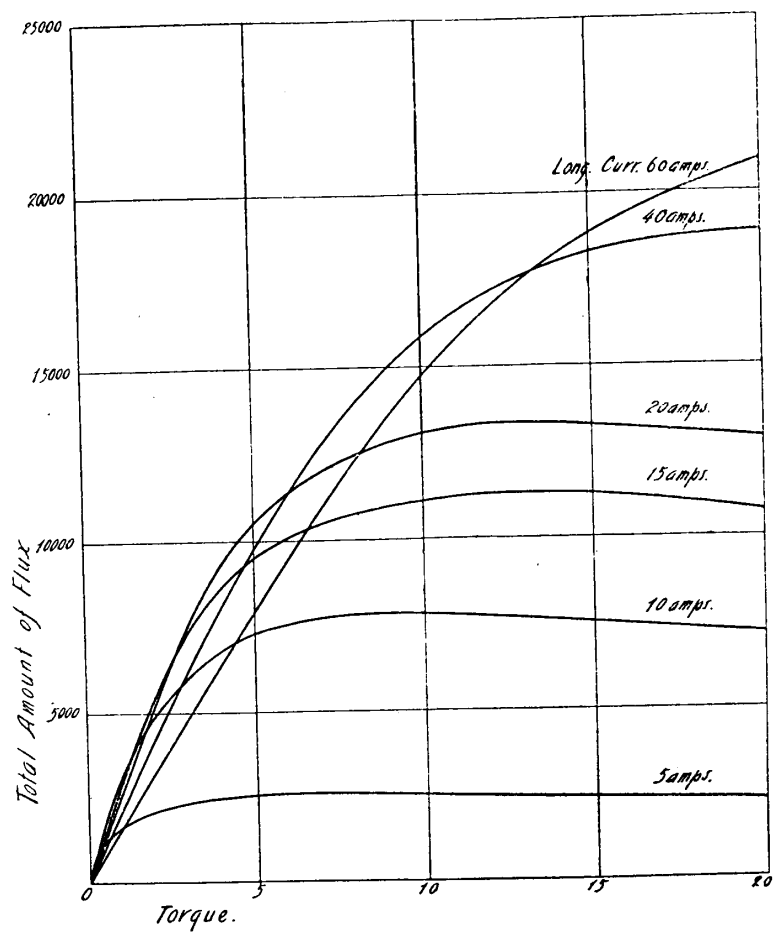
## 第四章 他の材料に就いての測定

第一章及び第三章に於て、マイルド・スチールに就て行つたと同じ測定を、スウェーデン製ランカシャ鐵（小さいスラツグ多し）の棒をヨークに入れて測つた結果は次表及び第 15 圖第 16 圖の如し。

第十五表 直徑 2.5 cm. のスウェーデン製ランカシャ製の棒をヨークに入れて測つた縦帶磁。  
(縦電流切替法)

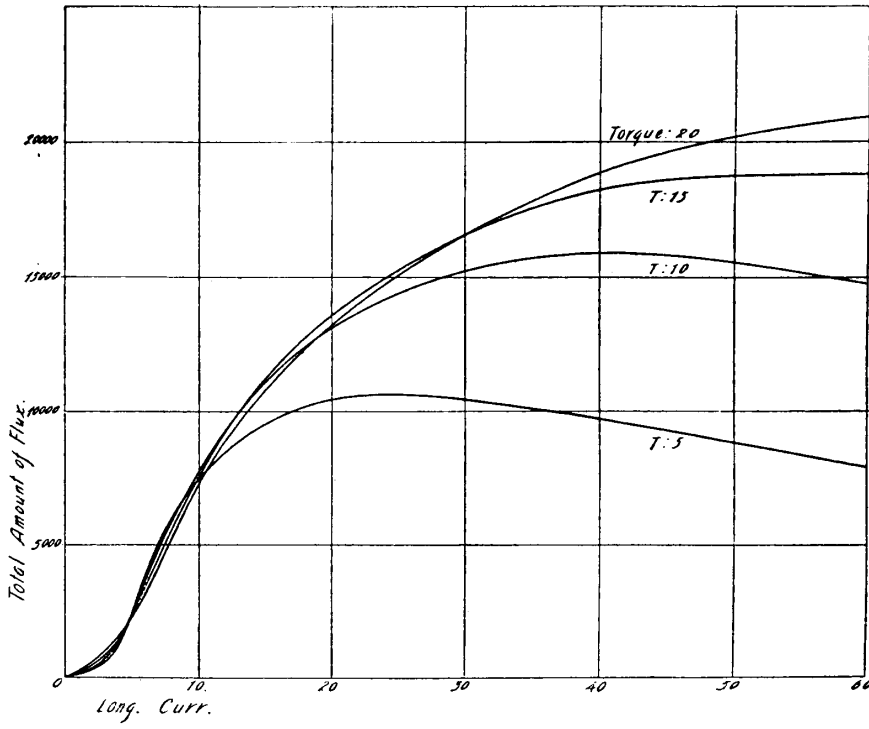
縦電流 (アンペア)	5	10	15	20	40	60
トルク (m.kg.)						
2	1815	4810	5330	5075	3925	3075
5	2580	7340	9525	10470	9775	7950
10	2550	7800	11130	13100	15900	14740
15	2410	7535	11300	13240	18290	18820
20	2280	7220	10750	12890	18860	20900

上記の場合と同じ鐵棒の長さ 70 cm. のものにつき、ヨークを用ひずして測定をなし、消磁作用に對する補正を行へば第十六表の如くなる。



第 15 圖 ランカシヤ軟鐵の直徑 2.5 cm. の棒をヨークに入れ縦電流切替法により測定したる結果。一定の磁場に対する曲線。



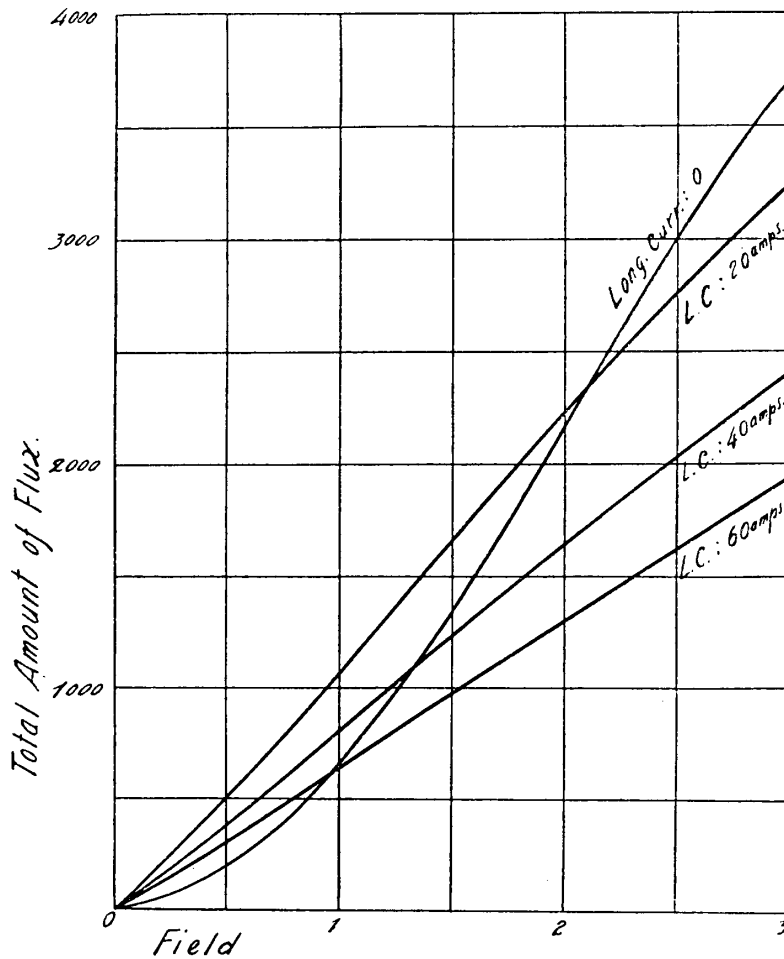


第 16 圖 第 15 圖の場合の一定のトルクに対する曲線。

第十六表 直径 2.5 cm. 長さ 70 cm. のランカシヤ鐵の縦帯磁。  
(縦電流切替法)

トルク	中央の縦帯磁	無限長の場合の縦帯磁	
		補正の結果	ヨークによる測定
縦電流 20 アンペア			
3	878	6560	7150
6	1376	10600	11430
9	1525	11860	12910
12	1654	12960	13300
15	1676	13150	13240
縦電流 40 アンペア			
3	870	5020	5930
6	1755	10755	11480
9	2422	15090	15090
12	2777	17300	17180
15	2973	18510	18860
縦電流 60 アンペア			
3	885	4265	4660
6	1755	9525	9490
9	2567	13150	13610
12	3248	16660	16680
15	3712	19790	20900

此の補正に必要な磁化曲線を第十七圖に示す。此時の「中央の消磁場比」は  $6381 \times 10^{-7}$  である。



第 17 圖 直徑 2.5 cm. のランカシヤ軟鐵に縱電流の通つて居るとき  
の磁化曲線。

次に、同じ棒に一定の縦電流を通しながら、トルクを  $\pm 15$  m.kg. の間に往復するときの縦帯磁をマグネトメタで測つた結果を示す。

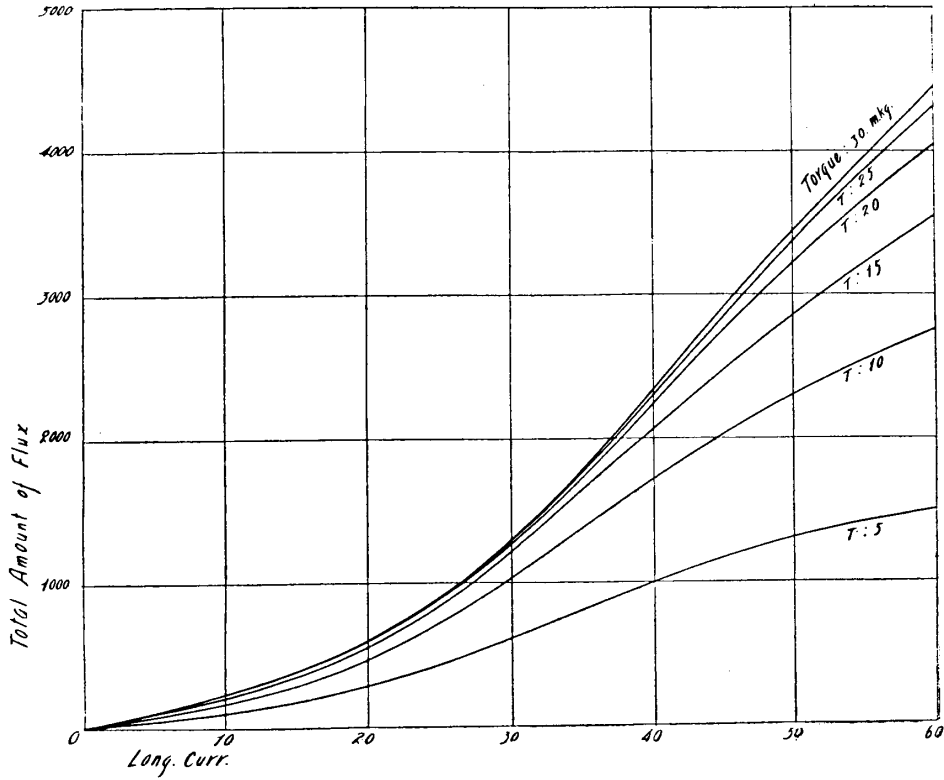
第十七表 直径 2.5 cm., 長さ 70 cm. のランカシヤ鐵の棒の縦帯磁。  
(マグネトメタ法)

トルク	縦電流 20 アンペア		縦電流 40 アンペア		縦電流 60 アンペア	
	中央の縦帯磁	補正の結果	中央の縦帯磁	補正の結果	中央の縦帯磁	補正の結果
0	-301	-3330	-194	-3665	-183	-3600
3	+841	+2320	+832	+1650	+803	+1120
6	1730	7200	1753	6560	1711	5620
9	2202	9760	2568	10860	2585	10265
12	2263	10030	3180	14180	3343	13940
15	2245	9985	3461	15590	2970	16590
12	2159	9770	3190	14890	3528	15630
9	2021	9330	2721	13720	2870	13900
6	1749	8570	1995	11615	2020	11400
3	1169	6770	1155	8495	1143	8190
0	301	3330	194	3665	183	3600

アンニールした炭素鋼に就て行つた測定の一例を示せば次表の如し。

第十八表 直径 2.5 cm. の炭素鋼棒の縦帯磁。  
(ヨークに入れ縦電流切替法)

縦電流 \ トルク	5	10	15	20	25	30
10	107	168	209	228	230	230
20	289	477	563	596	609	613
30	623	1036	1220	1277	1301	1310
40	1000	1707	2065	2305	2310	2350
50	1305	2285	2870	3215	3365	3440
60	1500	2750	3555	4040	4310	4445



第 18 圖 炭素鋼。直徑 2.5 cm.。一定のトルクに對する曲線。

第 16 圖と第 18 圖とを比較して見ると、軟鐵では鋼鐵よりも遙に小さい縦電流で縦帶磁の最大値に達することが分る。マイルド・スチールは其中間である。

## 第五章 弾性の極限まで

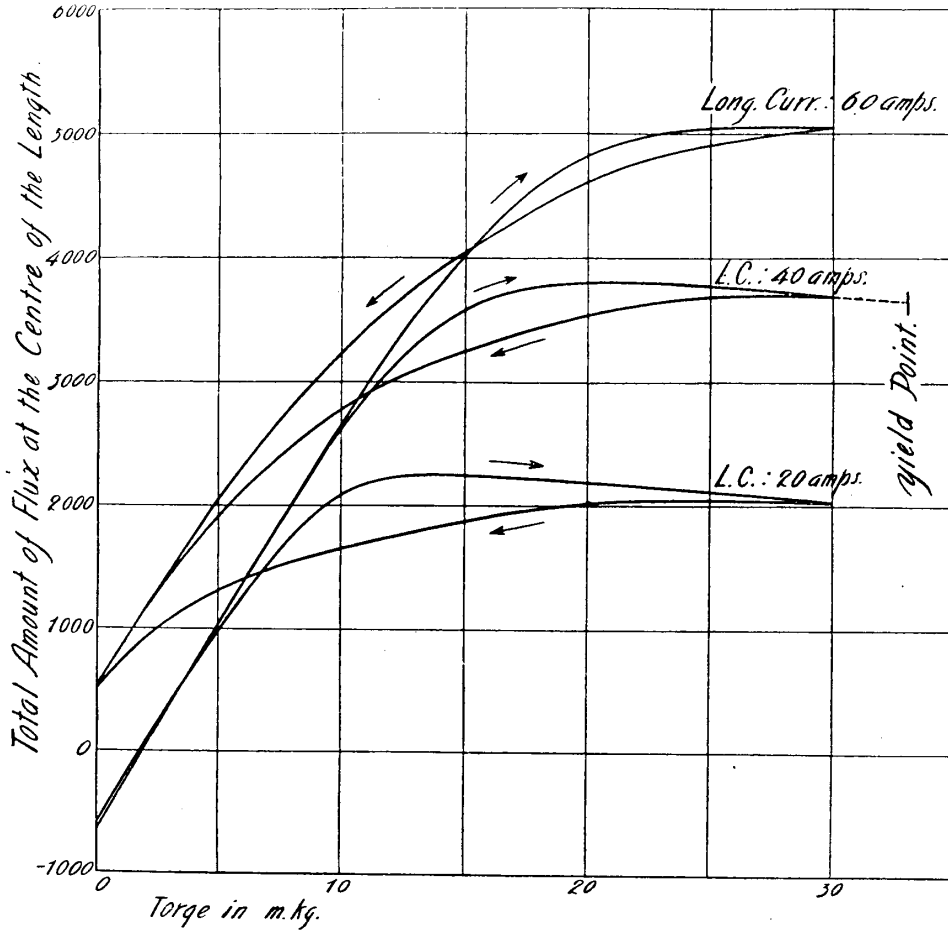
第一章の測定に使用したマイルド・スチールの棒（直径 2.5 cm. アンニールしたもの）は、45—50 m.kg. のトルクでイールドする。故に第一章で測定した最大トルク 20 m.kg. はシャフトとして使用する場合の最大トルクよりも少し大きい。此棒を  $\pm 40$  m.kg. 間を往復振るとき縦電流は次の如く變化する。

第十九表 直径 2.5 cm. のマイルド・スチール棒を  $\pm 40$  m.kg. 間往復振るときの縦帯磁。  
(ヨークに入れて縦電流切替法)

トルク (m. kg.)	縦電流 20 アンペア	縦電流 60 アンペア
5	3400	4980
10	5440	9215
15	6365	12230
20	6544	14350
25	6500	15580
30	6320	16360
35	6100	16660
40	5820	16770

之によりて見れば、20 m. kg. までは第三表の  $\pm 20$  m. kg. 間往復の場合と殆んど同じで、少し小さい。縦電流 20 アンペアの方は、20 m. kg. で殆んど其極大値に達して居り以後少しづつ減少するが、60 アンペアの方は 40 m. kg. で漸く極大値に達する。猶ほトルクを増すときは、20 アンペアの方は同じ状態にて減少を続け、60 アンペアの方は殆んど變化なくしてイールド・ポイントに達する。イールドし初めても縦帯磁には何等急激な變化は現はれない。此れは、イールドは棒の一部分で起り、他の部分は其儘であるから當然の事であらう。

スウェーデン製ランカシヤ鐵の直径 2.5 cm. のものは、30—35 m. kg. でイールドする。其の長さ 70 cm. の棒を  $\pm 30$  m. kg. まで往復振つたときの縦帯磁の變化をマグネトメタで測定した結果を圖示すれば第 19 圖の様になる。



第 19 圖 直径 2.5 cm., 長さ 70 cm. のランカシヤ軟鐵を土 30 m. kg. まで往復振つたとき。マグネトメタ法。

### 第六章 強き圓形磁場

従來の細い針金に就ての實驗は、針金を冷却する装置を附けて、圓形磁場のか  
なり強い所までやつてある。例へば、長岡、本多兩教授の測定<sup>1</sup>は直径 8.88 mm. の  
針金で約 29 アンペアまでやつてある。前に述べた如く、棒の中の磁場の分布を相  
似ならしめる爲めには、直径に比例して縦電流を通すべきであるから、第一章及び  
第四章の測定の最大電流即ち 2.5 cm. の棒に 60 アンペアを通すのは、1 mm. の針  
金に 2.4 アンペアを通すのと同じである。故に 2.5 cm. の棒で従來實驗せられたと  
同じ強さの磁場を作る爲めには、既記の實驗の最大電流を十倍以上にしないで  
ならない。電流を棒の直径に比例して通す場合には、棒の一定の長さの中で熱に變

1 東京帝國大學紀要理科十三册 263 頁

る電気エネルギーは一定であつて太さに關係しない。故に太い棒による實驗では棒の熱することは針金の場合に比し非常に少ない。(60 アンペアを通したのでは温度の上昇は全く分らない程である) けれども實驗室に於て數百アンペアの定常電流を得ることは困難であるから。中實の棒を用ひず、第二章で使用した外徑 2.5 cm. 厚さ 0.126 cm. の軟鉄管を用ひ次の方法によつて實驗を行つた。徑の異なる三本の銅管と一本の銅線とを順に重ね合せて鉄管に通ほし、各を鉄管と正しく共軸になる様に絶縁體を以て支え、縦電流は先つ一本の銅管を通り、管から相當遠い所を迂回して戻り復た次の銅管を通ると云ふ様に、同じ電流が四度鉄管内を通り四倍の效力を有する様にした。斯くして管をヨークに入れ縦電流切替法により、100 アンペア(400 アンペア相當)まで通して測定した結果を次に示す。

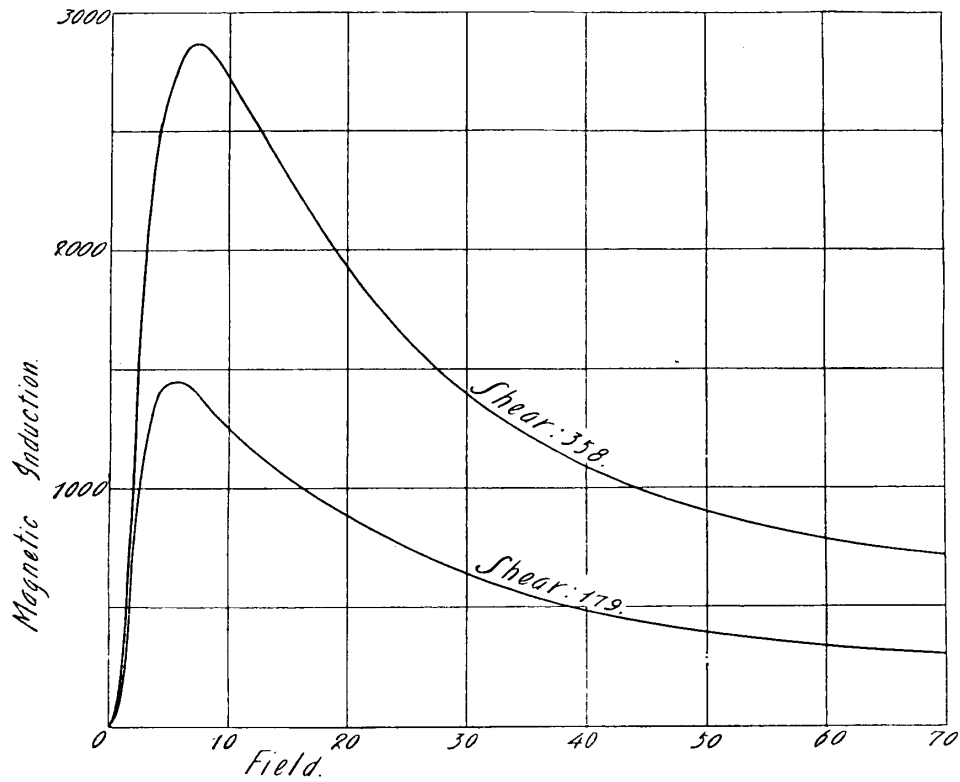
第二十表 軟鉄に磁場とシャリング・ストレスとが働くとき、磁場に直角の方向の磁束密度。\* 417 頁

(第七表の延長)

トルク (m.kg.)		2	4
シャリング・ストレス (kg./cm. <sup>2</sup> )		179	358
縦電流	磁場		
40	6.74	1515	2861
80	13.48	1160	2427
120	20.22	886	1922
160	26.96	707	1549
200	33.70	578	1276
240	40.44	485	1083
280	47.18	418	947
320	53.92	373	851
360	60.66	339	783
400	67.40	314	735

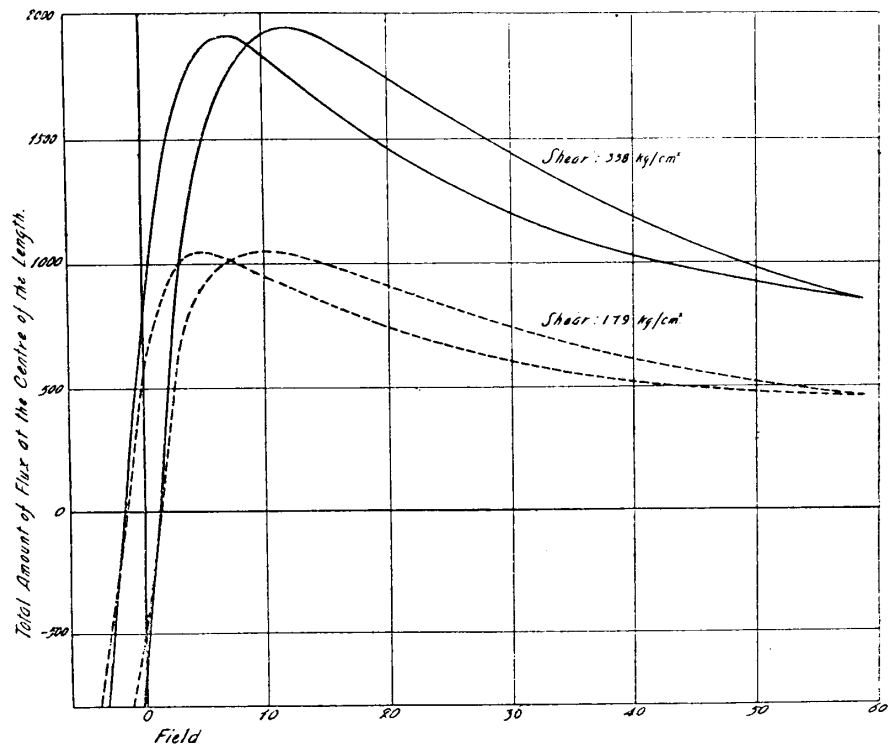


此れを圖示すれば第 20 圖の様になる。



第 20 圖 軟鐵に磁場とシヤリング・ストレスとが働くととき磁場に直角の方向の磁束密度。軸心電流切替法。一定のトルクに對する曲線。

又同じ管をヨークに入れずマグネトメタで測定すれば第 21 圖の様になる。

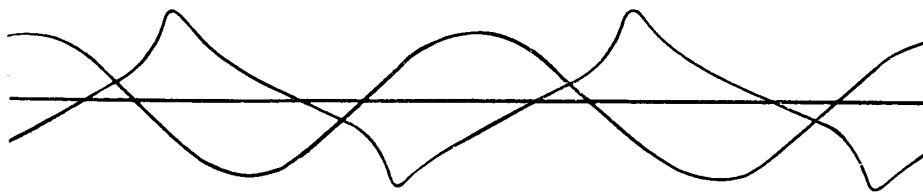


第 21 圖 同上。マグネトメタ法。

上記の實驗は、有合せの銅管の直徑及び厚さが適當でなかつた爲め 400 アンペア相當までしか行れなかつたが、著者は猶ほ多數の銅管を作つて 1000 アンペア相當以上まで測定を試みる積りである。

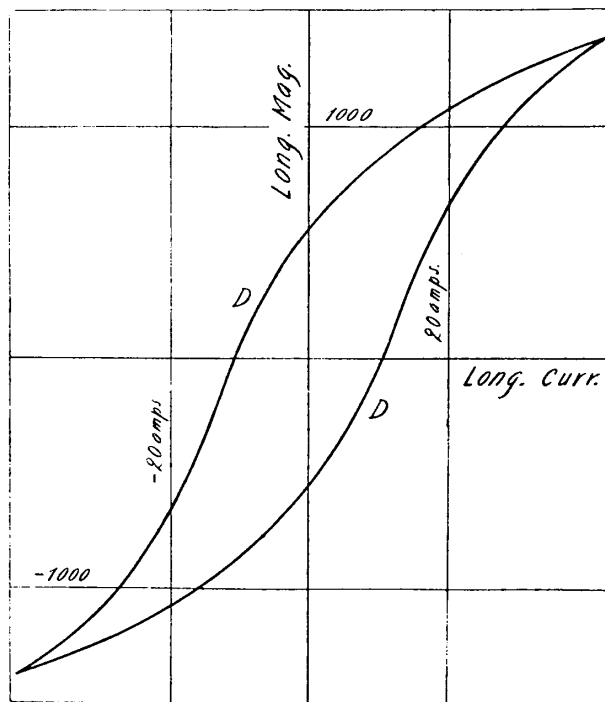
第七章 交流による観測

第一章の測定に用ひた直径 2.5 cm. 長さ 50 cm. のマイルド・スチール棒に、10 m.kg. のトルクをかけ、之に 30 アンペアの交流を縦の方向に通じ、棒の中央部に巻いたコイルをオツシログラフにつなぎ、電流の變化を記録するときは第 22 圖の様な曲線を得られる。(軸承には上方に細隙を切り、棒の周りに閉電路を作るを防ぐ。) 圖中の正弦曲線は縦電流の回路の一部にシヤントを作つて取つたもので、縦電流の位相を表はす。



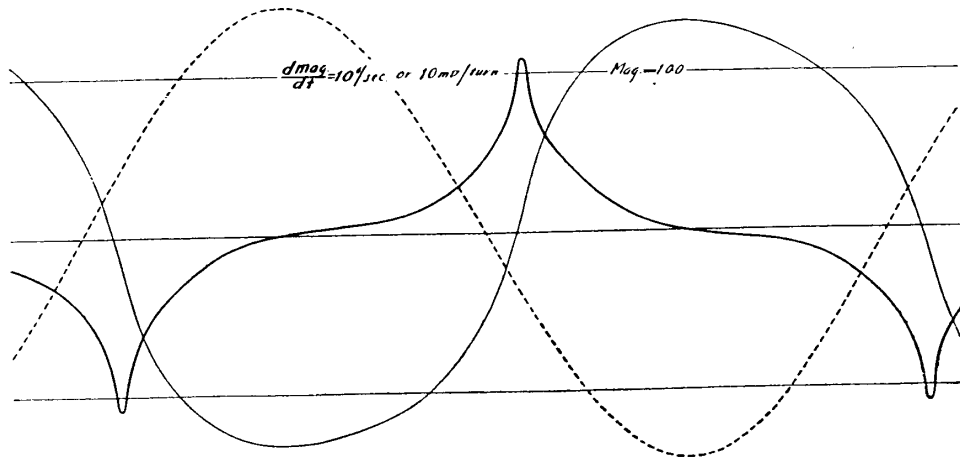
第 22 圖 オツシログラム (I)。振りによる曲線。

上記の實驗の交流の變化を直流によりてスタチカルに観測する爲め、交流 30 アンペアの最大電流 42.5 アンペアを正負の方向に交互に通じ、其間の縦帯磁の變化をマグネトメタによりて測るときは第 23 圖の様になる。



第 23 圖 長さ 50 cm., 直径 2.5 cm. のマイルド・スチール棒。  
トルク 10 m.kg. マグネトメタ法。

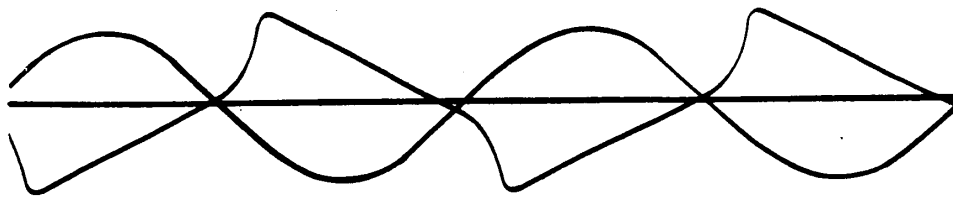
此の縦電流の變化を交流の正弦波に當てはめて第 23 圖の縦帶磁を時の軸に直角の方向に取れば、第 24 圖の細い曲線の様になる。交流を 50 サイクルとし、此縦帶磁の變化によつて棒に巻いたコイルに起る起電力を求めると、同じ圖の太い曲線の様になる。



第 24 圖 トルクをかけた棒に、交流（點線）を通ずるときの縦帶磁（細い實線）の變化と、其變化によるコイル内の起電力（太い實線）。

第 23 圖の此圖と少し異なるのは帶磁の後れ（タイム・ラグ）によること明である。

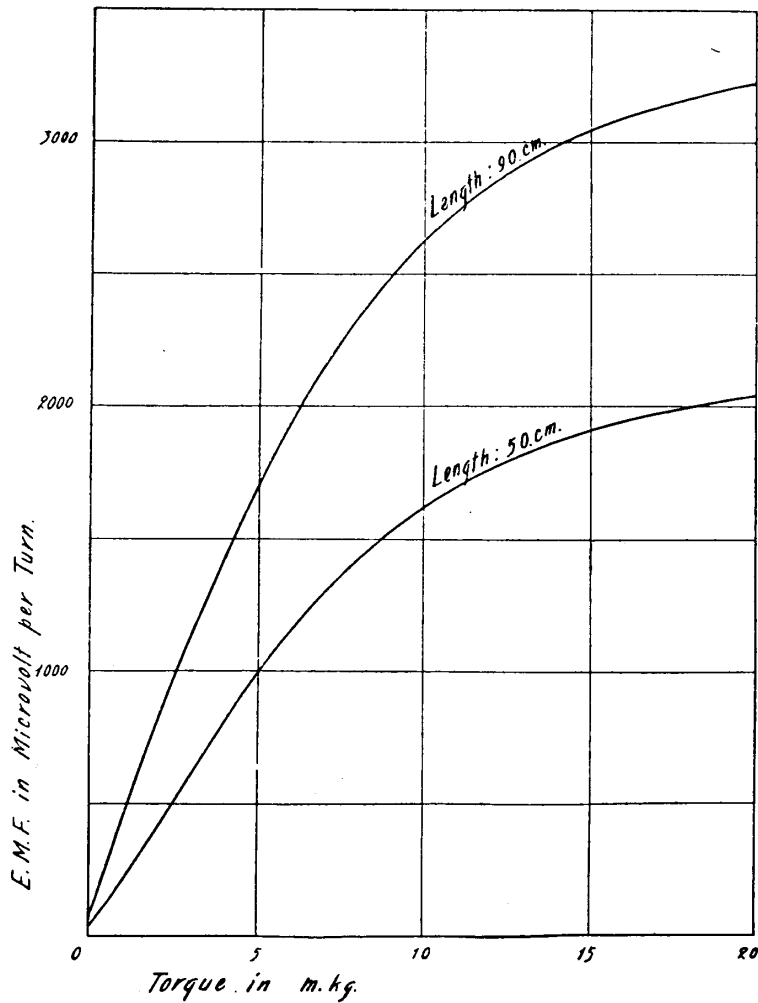
若し棒をヨークに入れるか又は長い棒を用ひて同じオツシログラムを取ると第 25 圖の様になる。



第 25 圖 オツシログラム (2)。振りによる曲線。棒をヨークに入れたとき。

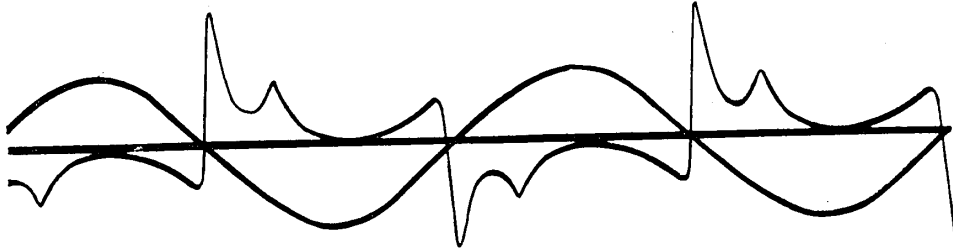
此等の折線形の電流を交流と見做して測定し、棒に働くトルクとの關係を調べて見ると、第 2 圖其他バリステック・ガルバで測つた結果と似た曲線になる。一例を示せば、直徑 2.5 cm. 長さ 90 cm. 及び 50 cm. の二本のマイルド・スチール棒に 30 アンペアの交流を通じながら、 $\pm 20$  m.kg. 間往復振つたとき、中央に巻いたコイ

ルの各巻に對する起電力（交流としての）は第 26 圖の様になる。此場合に於ても、トルクを増しつゝある時と減じつゝある時とで起電力に少しの差があり、ヒステレシスの存在を示す。併しトルクが極限の半を超えない場合は其差が極めて小さいから、圖には上りと下りとの平均の値を示してある。



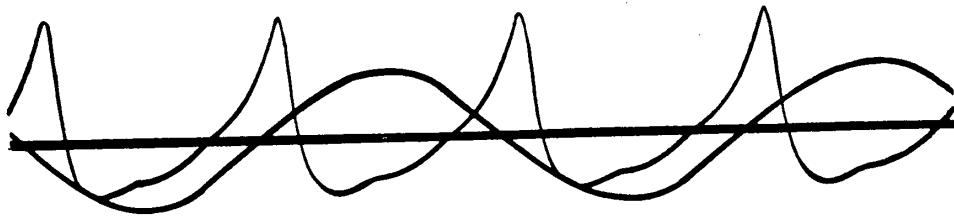
第 26 圖 直徑 2.5 cm. のマイルド・スチール棒に 30 アンペア A.C. を通したときの E.M.F./Turn.

第六章の方法により、軟鉄管に強い軸電流を通した時のオツシログラムは第 27 圖の様になる。



第 27 圖 オツシログラム (3)。振りによる曲線。縦電流 250 アンペア A.C.

鉄棒が若し縦の向きに帯磁せられて居るとき、トルクをかけず、縦電流を通じて、オツシログラムを取れば第 28 圖の様になる。小さいトルクをかけて観測する場合には、屢此縦帯磁による起電力が重なつて複雑な曲線が現れる。此の縦帯磁による現象に對しては號を改めて報告する。



第 28 圖 オツシログラム (4)。縦帯磁による曲線。

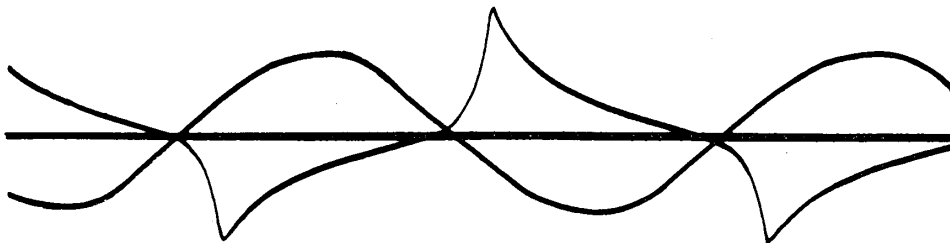
## 第八章 振りの残留効果

トルクを或る範圍で變えるとき、第一章の縦電流切替法で測つた結果でも、第七章の交流による起電力でも、極めて小さいヒステレシスを示すこと已に説明した通りである。此のヒステレシスは勿論磁場の存否には關係なく、トルク丈をサイリツクに變えて居て、サイクルの任意の一點で縦電流を通して測定すれば其點に應じた値を得られる。従つて一度トルクをかけた棒は、トルクを取去つても縦電流を通ずれば縦に帶磁せらるゝ性質を持つて居る。而して此棒を強く打つか又はコイルに入れて交流を通し之を漸々減少してゼロに至る等の方法で、棒の分子に揺動を與へれば上記の性質は消えてしまふ。此等の現象はユーイングが初めて實驗した鉄線に縦のストレスが働くときに現はるゝ縦の向きの磁化率の變化の残留効果と全く同一である。

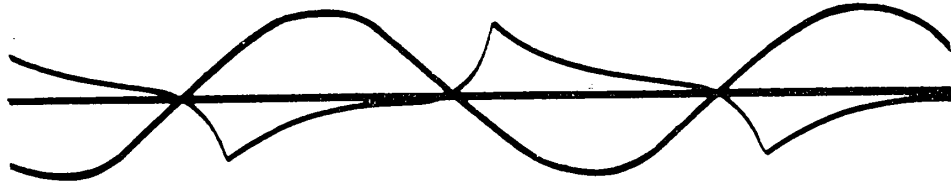
振りの効果の残つて居る棒に、縦の電流を通じ其強さを漸々増すときに生ずる縦帶磁の變化は、棒に極めて小さいトルクが働いて居るときと殆んど同じである。棒に小さいトルクの働いて居るときの縦帶磁の變化は、第 7 圖及第 16 圖等で分る通り、トルクが小さければ小さい程少ない縦電流で最大に達し以後減少する。直徑 2.5 cm. のマイルド・スチール棒では縦電流 20 アンペアの近所で残留効果による縦帶磁が最大になる。

然るに振りの残留効果には、之と全く異なる種類のものがある。此等の現象を見るには、前章に説明した如く、棒に交流を通じ、棒の中央部に卷いたコイルの起電力の變化をオツシログラムで見るのが最も便利である。(残留効果の場合は起電力が小さいから、三極真空管を使用して電流を擴大する必要がある。)

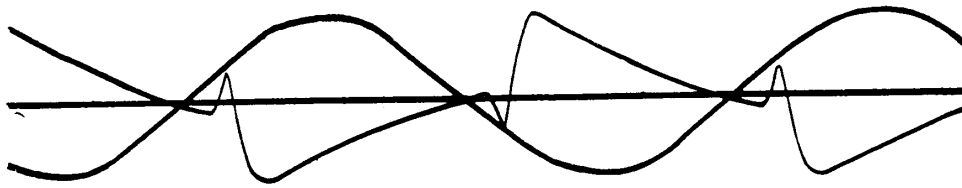
先づ長さ 70 cm. 直徑 2.0 cm. のマイルド・スチール棒に、25 アンペアの交流を縦に通じ、トルクを 1 m.kg. かけたとき、5 m.kg. かけて後之を取去つた時 15 m.kg. (彈性限度の約三分の二) かけて後 1 m.kg. を残して他を取去つた時及び全部取去つた時のオツシログラムを第 29 圖乃至第 32 圖に示す。



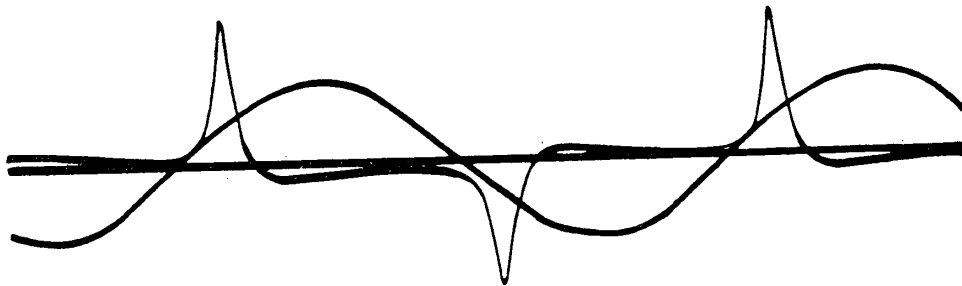
第 29 圖 オツシログラム (5)。トルク：1 m.kg.



第 30 圖 オツシログラム (6)。トルク：5 m.kg. の後 0.



第 31 圖 オツシログラム (7)。トルク：15 m.kg. の後 1 m.kg.



第 32 圖 オツシログラム (8)。トルク：15 m.kg. の後 0.

オツシログラム(5)は前章のオツシログラム(1)のトルクの小さい場合である。オツシログラム(6)はトルクのヒステレシスによる残留効果であつて、棒をたゞければ其幅が著しく減少する。其形は(5)と殆んど同じである。オツシログラム(8)は全く此等と異なるもので、(5)及(6)の突起とは反対の側に長く狭く突出して居る。(7)は(5)と(8)とが重なり合つたもので、縦電流を猶ほ増加すれば、(5)の如き曲線の頂上の近所に、極めて狭い深い切れ目のはいつたものとなる。故に其様なオツシログラムから、第 23 圖から第 24 圖を求めたと反対の手續で、第 23 圖に相當する曲線を求めると、第 23 圖の様な曲線の、同圖に DD で示した邊に、斷層が出来るわけである。

今(8)の變化をスタチカルにやつて見る爲めに、15 m.kg. のトルクをかけた後靜かに之を取り云り、縦電流(直流)を正負兩方向交互に通して漸々其強さを増し、最後に  $0 \text{---} +35.4 \text{---} 0 \text{---} -35.4 \text{---} 0$  のサイクルに至つて(35.4 アンペ

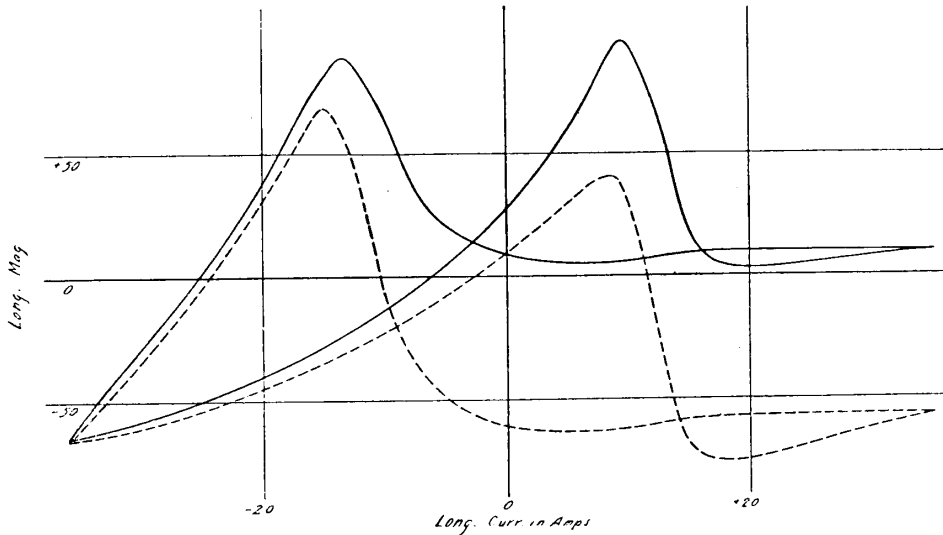


アは交流 25 アンペアの最大電流) 猶ほ數回繰り返したる後、マグネトメタによつて上記サイクルの間の縦帯磁を測るときは次の結果を得る。

第二十一表 マイルド・スチール、長さ 70 cm. 直徑 2.5 cm. トルク 15 m.kg. の後。

縦電流	縦帯磁	縦電流	縦帯磁	縦電流	縦帯磁
0	+27	20	11	-32	-43
4	50.5	16	9.5	-35.4	-64
8	84	12	7	-32	-60.5
12	75	8	5	-28	-54.5
16	11	4	6	-24	-48.5
20	4.5	0	9	-20	-40
24	6	-4	18.5	-16	-31.5
28	8	-8	43	-12	-20
32	9	-12	48	-8	-5.5
35.4	10	-16	69.5	-4	+9
32	10	-20	35	0	27
28	11	-24	5.5		
24	11	-28	-20		

之を圖示すれば、第 33 圖の實線の曲線の様になる。



第 33 圖 實線： 戟動を與へる前。第二十一表に同じ。  
 點線： 戟動を與へた後。第二十四表に同じ。

之を、普通のヒステレシス曲線の様に原點に對稱な部分と、之を取り去つた残り  
 と二つのコンポーネントに分けて見る。其方法は、縦電流 0 の時の帶磁 +27 と +9 と  
 の差の半即ち +9 を以て電流 0 に對する對稱コンポーネントの値とし、電流 +4 の時  
 と -4 の時との縦帶磁 +50.5 と +18.5 との差の半即ち +16 を以て電流 4 の時の對稱  
 コンポーネントの値とし、以下同様にする。其値を表示すれば次の如くなる。

第二十二表 第二十一表の縦帶磁の原點に對し對稱なコンポーネント

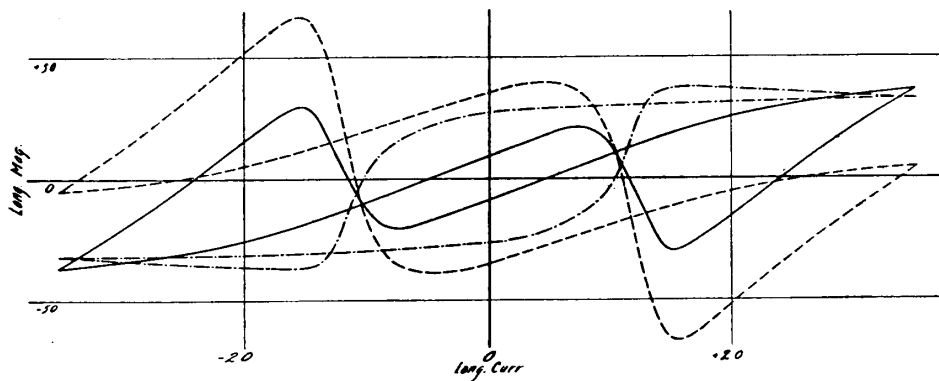
縦電流	0	4	8	12	16	20	24
縦帶磁	+9	16	20.5	- 4.5	-29	-15	0
縦電流	28	32	35.4	32	28	24	20
縦帶磁	+14	26	37	35	33	30	25.5
縦電流	16	12	8	4	0		
縦帶磁	20.5	13.5	5	- 1.5	- 9		

上表の値を第二十一表の値より減じて次の表が得られる。

第二十三表 第二十一表より第二十二表を減じたる殘餘。

縦電流	0	4	8	12	16	20	24
縦帶磁	+18	34.5	63.5	79.5	40	19.5	6
縦電流	28	32	35.4	32	28	24	20
縦帶磁	-6	-17	-27	-25	-22	-19	-14.5
縦電流	16	22	8	4	0		
縦帶磁	-11	-6.5	0	+7.5	18		

上の二表を圖に引いて見ると、第 34 圖及び第 35 圖の實線の曲線の様になる。

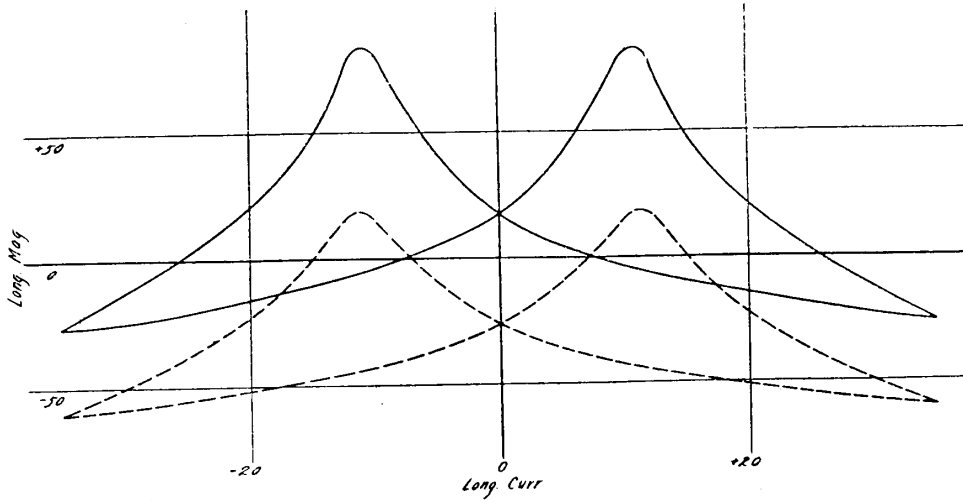


第 34 圖 原點に對稱のコンポーネント。

實線： 戟動を與へる前。第二十三表に同じ。

點線： 戟動を與へた後。第二十六表に同じ。

鎖線： 實線と點線との差。



第 35 圖 観測値より原点に對稱のコンポーネントを引いた残り。

實線： 戟動を與へる前。第二十四表に同じ。

點線： 戟動を與へた後。第二十七表に同じ。

次に第二十一表の測定に用いた棒を長いコイルに入れ、コイルに強い交流を通じ次第に弱めてゼロに至る方法により、分子に揺動を與へたる後、第二十一表を得たときと全く同じ測定を行へば、第二十四表が得られる。又第二十四表につき、第二十二表及び第二十三表を得たと同じ計算をして第二十五表及び第二十六表が得られる。

第二十四表 マイルド・スチール、長さ 70 cm., 直径 2.0 cm. トルク 15 m. kg. の後。交流で揺動を與へた後。

縦電流	縦帯磁	縦電流	縦帯磁	縦電流	縦帯磁
0	+ 9	24	-55	-20	+28.5
4	25	16	-57.5	-24	0
8	39.5	8	-63	-35.4	-65
12	- 7.5	0	-60.5	-24	-52
16	-72.5	- 4	-51	-16	-36.5
20	-74.5	- 8	-28.5	- 8	-17
24	-70.5	-12	+43	0	+ 9
35.4	-56	-16	+60.5		

第二十五表 第二十四表の縦帯磁の原點に對稱なるコンポーネント。

縦電流	0	4	8	12	16	20
縦帯磁	+35	38	34	-25	-66.5	-51.5
縦電流	24	35.4	24	16	8	0
縦帯磁	-35	+4.5	-1.5	-10.5	-23	-35

第二十六表 第二十四表より第二十五表を減じたる殘餘。

縦電流	0	4	8	12	16	20
縦帯磁	-26	-13	+5.5	17.5	-6	-23
縦電流	24	35.4	24	16	8	0
縦帯磁	-35.5	-60.5	-53.5	-47	-40	-26

第二十四、二十五及び二十六表を圖に引けば、第 33 圖、第 34 圖及び第 35 圖の點線の曲線の様になる。

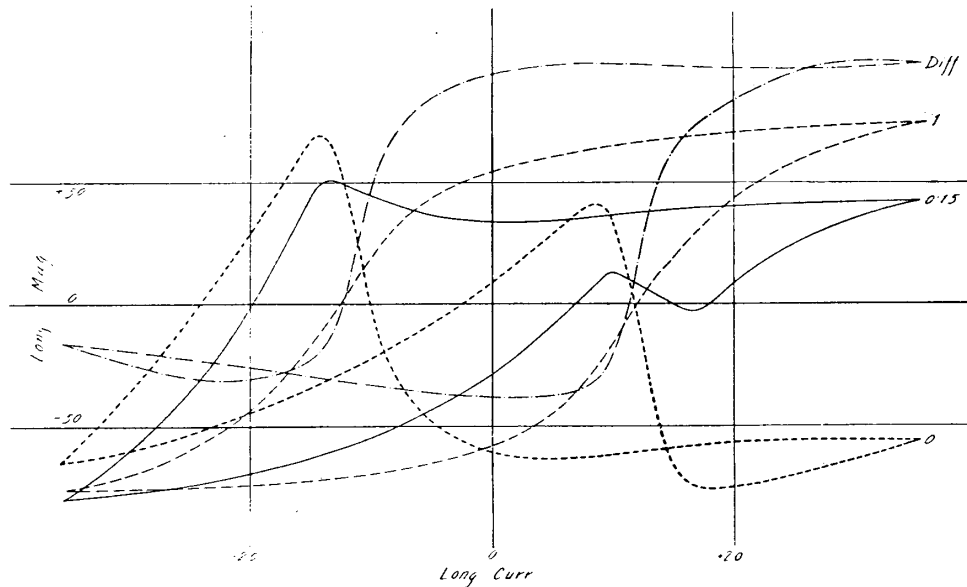
今第 34 圖に於て、實線と點線との曲線を比較して見ると、兩曲線の差は同圖に鎖線で引いてある曲線の通りである。此鎖線曲線は、トルクが極めて小さい時の曲線と同様であつて、オツシログラム (6) と同じく、捩れのヒステレシスによる殘留効果である。此殘留効果による變化は、分子に搖動を與へた爲めに、點線曲線では消失したのである。

第 34 圖の曲線は左右對稱で電流の向きに關係なく其強さのみに依つて變化する。此種の曲線は棒が縦に帶磁せられて居るとき現れるものであつて、オツシログラム (4) に相當するものである。曲線全體の位置が異なるのは、縦帯磁の強さが少し變つたのである。

以上説く所によつて、捩りの殘留効果に全く相異なる二種が存在することが分る。第一は捩りのヒステレシスによるもので、縦電流によつて縦帯磁の變化する状態は極小さいトルクが働いて居る時と全く同様である。此殘留効果は弱いトルクによつても現はれ、何等かの方法によつて分子に搖動を與へれば殆んど消えてしまう。故に此効果は「一時的殘留効果」と呼ぶ事が出来る。第二は或程度以上のトルクが掛つたとき第一の種類と共に出来るもので、縦帯磁の變化は第一と反對の向きに起り、其變化が急激である。此殘留効果は棒を反對の向きに強く捩るか（此場合には反

對向きの残留効果を生ず) 又は爐に入れて熱するかしなくては取去ることが出来ない。故に此種類を「永久的残留効果」と呼ぶことが出来る。

永久的残留効果はトルクが弾性限度の凡そ半分(大略)を超える頃から出来初める。此様な限界のトルクを数秒間かけて取つた後、オツシログラフで見ると、(6)の様な一時的残留効果を表はす曲線の、項上の近所に小さい瑕の附いたものが出る。若し同じトルクを数時間かけると(8)の様に完全な永久的効果を示す曲線となる。即ち永久的効果はトルクをかけた時間によつて増すものである。(斯くして永久的効果の出来た棒を永く放置するときは、其効果の量が變化する様であるが、此實驗は未だ行はない。) 弾性限度の半よりもずつと大きいトルクは、唯一瞬間かけた丈で(8)の様な曲線が現れる様になる。



第 36 圖 トルク 15 m. kg. をかけて取つた後、交流で激動を興へてから。

点線：トルク 0. 第三十五圖の点線曲線に同じ。

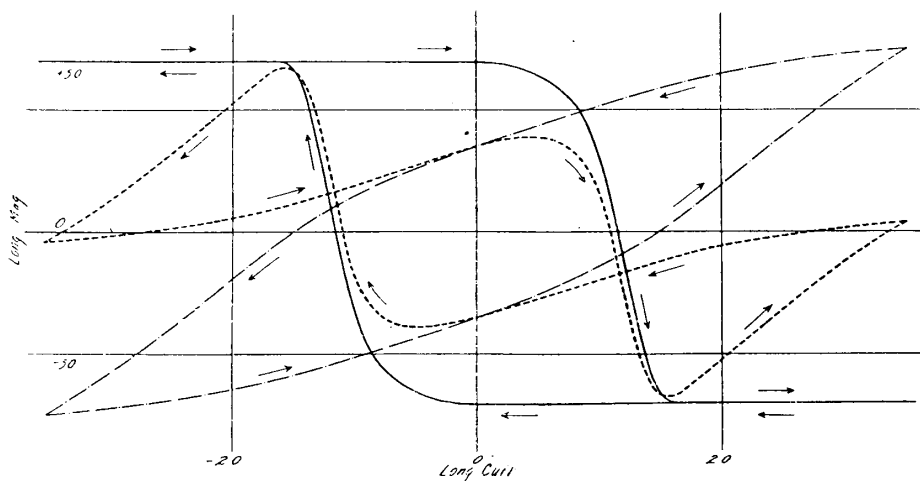
實線：トルク 0.15 m. kg.

鎖線：實線と点線との差。

破線：トルク 1 m. kg. (寸法五分の一)。

第 36 圖の点線の曲線は、第 33 圖の点線曲線を移したもので、分子に揺動を興へた後の曲線である。此状態にある棒に凡そ 0.06 m. kg. のトルクをかけて点線曲線を得たと同じ測定をすると、揺動を興へた前の曲線即ち第 33 圖の實線と殆んど同じ曲線が得られる。第 36 圖の實線の曲線は、同じ棒に 0.15 m. kg. のトルクを掛けた

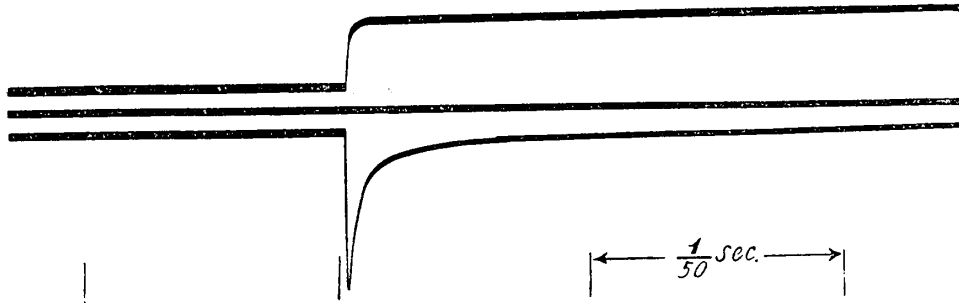
時の曲線で、此曲線と點線曲線との差は鎖線を以て示してある。破線曲線は同じ棒に 1 m. kg. をかけた時の曲線で、帶磁の寸法が五分之一にしてある。



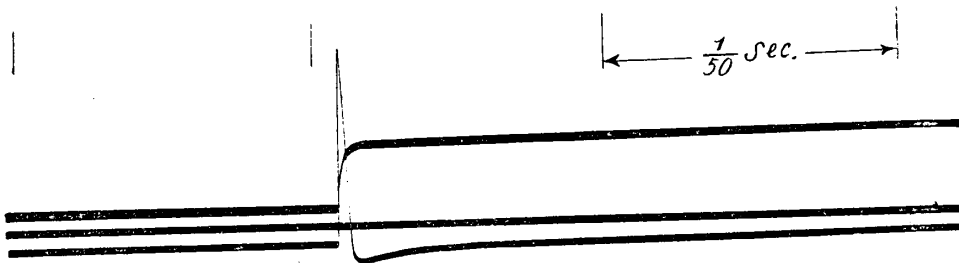
第 37 圖 點線：第三十四圖の點線曲線に同じ。

實線 } 點線曲線の二つのコンポーネント。  
鎖線 }

第 37 圖の點線曲線は、第 34 圖の點線曲線を移したもので、分子に揺動を與へた後の原點に對稱なコンポーネントである。此曲線は、專斷的ではあるが、更に實線と鎖線との二つの曲線に分けることが出来る。オツシログラム (8) の鋭い突出は、此の實線曲線に相當するものである。此曲線の振幅は、他のコンポーネントに比してさまで大きくはないが、オツシログラムには他のコンポーネントを壓して著しく現れる。第 36 圖の 1 m. kg. をかけた時の曲線では、斷層の存在は全く認められない程であるが、オツシログラム (7) には突出が極めて明瞭に出ている。これは同曲線が縦電流のサイクルの狭い部分で急角度を以て變化するにもよるが、斯くの如く顯著なる事實を説明するにはこれだけでは不充分である。此の主なる原因は、永久的殘留効果による縦帶磁の變化には、縦電流の變化に對し後れが殆んど無いことである。此れは次の如くして見ることが出来る。同じマイルド・スチールの棒にトルクがかゝつて居る時又は一時的殘留効果のみが存在する時、 $\pm 35$  アンペア間に縦電流を往復變化し、 $-35$  アンペアより  $0$  となつた時、急に  $+35$  アンペアを通し、此時の縦帶磁の變化をオツシログラムに取れば、第 38 圖の様になる。圖中中心線の上側にある線は縦電流を表はし、下側は帶磁の變化を示す。又同じ棒に 15 m. kg. をかけた後之を取去り、分子に揺動を與へて一時的効果を除き、然る後上記と同じ方法にてオツシログラムを取れば第 39 圖を得る。今オツシログラム (9) と (10) とを比較して見る



第 38 圖 オツシログラム (9)。トルク 5 m. kg. の時。



第 39 圖 オツシログラム (10)。トルクの永久的残留効果によるもの。

と、縦帯磁の變化は兩方共縦電流の變化と同時に始まるが、前者に於ては漸次減少して漸的に變化が止むに對し、後者に於ては其變化が一瞬時に終つてしまふ。(10)にも(9)と同じ性質のコンポーネントが少し重なつて居るのが見えるが、之れは第37圖の鎖線に相當するものであらう。

他の鋼又はマイルド・スチールの棒で同様の實驗を行へば常に以上に述べた様な色々のコンポーネントが現れる、唯各コンポーネントの比較的大さが異なるだけである。軟鉄に於ては一時的残留効果がオツシログラムには現れるが、スタチカルの測定では殆んど分らない位小さく、第33圖の實線と點線との曲線は殆んど同じものになる。此れは直流の縦電流を度々切り替えると一時的効果は消えてしまうのであること明である。

已に述べたる如く、本章の方法は之を歪のヒステレシス及彈性疲勞等彈性に關する諸問題の研究に利用して便利なりと思考する。

終りに臨み研究中有益なる助言を與へられたる寺田寅彦先生に對し深き感謝の意を表する。