

本多の磁気理論と、わが国における Weiss 理論の受容の過程 VII

— 聞書きにもとづく物性物理学史 (3) —

信州大・理 勝 木 渥

信州大・理 永 井 寛 之

岐阜県立各務原高校 斎 藤 方 成

(1983 年 8 月 1 日 受理)

(承前) ⁴¹⁶⁾

前回の末尾で、筆者らの一人(勝木)は、「次回は、茅の足取りを辿ることから始めたい」⁴¹⁷⁾と述べた。しかし、予定を変更して、今回は Weiss について語りたい。

わが国における Weiss 理論の受容の過程を明らかにするためには、その前に、Weiss 理論なるものがどのようなものであるかを明らかにしておく必要がある。第 II 部註 93 ⁴¹⁸⁾ で勝木がちょっと触れたように、われわれは Weiss の分子場に親しんでいるほどには Weiss その人について知らない。これは必ずしもわが国だけのことではないらしい。1982 年の磁気国際会議(京都)のサテライトとして名古屋で開かれた “International Symposium on Magnetoelasticity in Transition Metals and Alloys” (1982 年 9 月 15 ~ 16 日)に参加した勝木は、そのシンポジウムに出席した Grenoble の R. Pauthenet に Weiss の伝記もしくはそれに類するものがフランスで出版されているかと尋ねてみた。Pauthenet の答えは「自分の知るかぎりでは、そのようなものは刊行されていない」というものであった。同じ間をやはりそのシンポジウムに出席していた Grenoble の D. Bloch にもしてみたが、Bloch の答は「そのような出版物を自分は知らない。そのようなことは Pauthenet の方がよく知っていると思うから、かれにきいてみるとよい」というものであった。これらの答から推して、フランスでも Weiss の伝記は刊行されていないものと考えられる。

これよりさき、勝木はイギリス Aston 大学 (Birmingham にある) の Stephen Keith から Weiss について書かれた文献を 3 点ほど送ってもらった。現在、米・英・独を中心に固体物理

KATUKI, Atsushi, NAGAI, Hiroyuki and SAITO, Michiaki.

学史の国際的なプロジェクトが進行中であり、そのプロジェクトの一員で磁気関係のことを受けてもっている Keith と、勝木は連絡をとったのである。送られてきた文献は、A. Perrier がスイスの自然科学者協会の会報に 1941 年にかいた仏文のもの⁴¹⁹⁾ (ちなみに Weiss の死去は 1940 年 10 月である)、G. Foex がフランスの物理学年報に 1945 年に書いた仏文のもの⁴²⁰⁾ および F. Perrin が “Dictionary of Scientific Biography” に書いた英文のもの⁴²¹⁾ であった。

さて、Weiss の論文に関していえば、有名な分子場(と“磁区”)の論文⁴²²⁾ は小川和成による邦訳⁴²³⁾ があって比較的容易に入手して読むことができるが、それ以外のものは必ずしも入手して読みやすいというわけではなく、また、この分子場(と“磁区”)の論文だけでは、Weiss のこれの前後につながる思考の発展を見わたすには充分でない。1911 年 9 月に Karlsruhe で開かれたドイツ自然科学者・医師大会⁴²⁴⁾ で Weiss は「分子の磁気モーメントの有理関係と磁子」という報告⁴²⁵⁾ をおこなっているが、ここには 1907 年から 11 年にかけての Weiss の主要な理論的な仕事、すなわち、分子場(と“磁区”)(1907)、磁気比熱(1908)、Weiss 磁子(1911)が要領よくまとめられているし、また報告のあとでおこなわれた Abraham, Gans および Weiss の磁子をめぐる討論も、Bohr の原子模型の提唱(1913 年)以前に、Einstein や Gans が Bohr 磁子をほとんど手中にしかけていた(とはいえ、Einstein や Gans と Bohr 磁子との間には越えがたい深淵があった)ことや、前期量子論の段階で磁気研究がどのような理論的・量子論的重要性をもつと考えられていたかをうかがい知らすものとなっていて、きわめて興味深い。

われわれは、斎藤が Weiss の Karlsruhe における報告(独文)を、永井が Weiss に関する Perrier の記事と Foex の記事(いずれも仏文)を、勝木が Weiss に関する Perrin の記事(英文)をそれぞれ邦訳して、それを勝木のところへもちよった。これらをもとに、小川によって訳された Curie, Langevin, Weiss の論文⁴²⁶⁾ をも参考にしながら、以下に Weiss の簡単な経歴と仕事の大すじ、およびやや詳しく Curie, Langevin の Weiss につながる仕事と Weiss 自身の分子場(と“磁区”), 磁気比熱, 磁子の理論を紹介したい。また、Weiss の論文リストを本文末尾にかかげる。なお、Weiss の理論に関する解釈をとまなう検討は勝木の責任においてなされる。

Pierre Ernest Weiss⁴²⁷⁾ は、1865 年 3 月 25 日、フランス Alsace (アルザス) 地方の Mulhouse (ミュルーズ) の小ブルジョアの家に生まれた。Weiss の誕生の先立つこと、長岡半太郎(1965 年 6 月二十八日(旧暦: 新暦では 8 月 15 日)生)に約 5 ケ月、本多光太郎

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

(1870年二月二十三日(旧暦:新暦では3月中・下旬か⁶⁵⁴⁾生)に約5年であった。

Weissの生まれた時代, フランスの支配者は, 1848年に成立した第2共和制を1851年12月のクーデターで篡奪して第2帝制をしいたルイ・ボナパルト, ナポレオン3世であって, かれは勢力の拡張をねらい, クリミヤ戦争(対ロシア, 1854-56), イタリア戦争(対オーストリア, 1859), 北京占領(1860), メキシコ遠征(1861-67), 仏安戦争(越南からの交趾シナ3州の奪取, 1862)等, 戦争と干渉・侵略にあけていた。隣国ドイツでも, ドイツ統一の機運は高まり, 1848年フランクフルトでドイツ国民議会が開かれて「ドイツ国憲法」を制定したが, その路線は挫折し, 1861年プロシア王となったウイルヘルム1世とその宰相ビスマルクの軍国主義路線によるドイツ統一が進められた。1866年普墺戦争(プロシア・オーストリア戦争)に勝利したプロシアは, オーストリアをドイツ問題から締め出して, 1867年北ドイツ連邦を組織した。フランスとドイツの軍国主義が衝突して, 1870年普仏戦争(フランス・プロシア戦争)が始まる。(パリ・コンミュンはこの戦争のさなかに生まれた。)翌年, 戦争はドイツの大勝におわり,⁴²⁸⁾ フランスはドイツにアルザス・ロレーヌを割譲し, 償金50億フランを支払った。(この敗戦でナポレオン3世は失脚し, フランスは三たび共和制にもどる。)

こうして, Weissの生後6年にして, 生地ミュルーズ⁴²⁹⁾はドイツに併合されることになる。Weissの父はミュルーズに小間物店を所有していたが, ドイツへの併合後もその地にとどまった。

ミュルーズの中学校(secondary school)にかよったのち, WeissはZürichのPolytechnikum(工科大学)で工学を修めた(1883-87)。成年に達したとき, Weissはフランスの市民権をえらんだ。1887年にWeissはクラスの首席でこの工科大学を卒業して, 機械工学の学位(学士)を得た。しかし, すぐにコースを変えた。基礎研究をしたいと思ったのである。かれはParisにあるSt. Louis 高等中学校(大学予備校, Lycée)にかよって高等師範学校(École Normale Supérieure)の入学競争試験の準備をした。Weissは1888年に高等師範学校に入学し, 1893年には物理学の教授有資格者であった。⁴³⁰⁾そして, 1895年まで助手(préparateur)として高等師範学校にとどまった。この期間にWeissは, のちに有名になった多くの同学の友と親しくなった。すなわち, 数学者Élie Cartan, Émile Borel(1871生), Henri Lebesgue(1875生), そして物理学者 Aimé Cotton, Jean Perrin(1870生), Paul Langevin(1872生)。⁴³¹⁾

Weissは, 1895年にRenne(レンヌ)⁴³²⁾大学理学部の講師(maitre de conférence)

に、ついで 1899 年に Lyon (リヨン)⁴³³⁾ 大学理学部の講師になり、1902 年に Zürich に工科大学の教授としてもどるまで、リヨンにとどまった。この間に Weiss は、1896 年にパリの Sorbonne 大学に博士論文“Recherches sur l'aimantation de la magnétite cristallisée et de quelques alliages de fer et d'antimoine”(「結晶マグネタイトの、および若干の鉄-アンチモン合金の磁化についての研究」)を提出して学位を得た。

Weiss のこの学位論文の提出が 1896 年 (Weiss 31 才) であったことにも注目しておきたい。Curie の有名な磁性体の研究「種々の温度における物体の磁氣的性質」⁴²⁶⁾ は 1895 年になされ (これは Pierre Curie の博士論文であった⁴³⁴⁾)、それに先行する Hopkinson の鉄、ニッケル、鋼および鉄-ニッケル合金、鉄-マンガン合金の研究は 1888-90 年になされている。⁴³⁵⁾ また Guillaume (ギョーム, 1861 生) のインバー合金の論文の発表は 1897 年である。⁴³⁶⁾ Marie Curie もまた、まだスクロドフスカであった 1894 年から、長女イレヌの誕生する 1897 年まで、フランスの国家工業振興 (協) 会からの奨励金をもとに、焼入れ鋼の磁化の研究をおこなっていた。⁴³⁷⁾ この時期は、物質の磁性の研究が電磁気学の一分野であることから独立して、物性物理学の一分野として歩み始めた (むしろ、物性物理学という分野を切り拓き始めた) 時期だった、ということができよう。そして、磁性は、単に鉄と鋼にのみかわる問題ではなくて、物質に普遍的な問題となった。そのことを明確に示したのが、P. Curie の有名な研究⁴²⁶⁾ であった。⁴³⁸⁾ Weiss は Zürich 工科大学の学生であった時から強磁性の問題に関心をもっていたが、かれがかれの最初の研究テーマとして磁性をえらんだのは、Ewing の仕事と P. Curie の仕事に影響されてのことであった。

1898 年は Weiss は Jane Rancès と結婚する。Jane の母は England の出身であった。かれらは一女 Nicole⁴³⁹⁾ を得るが、Jane は 1919 年に亡くなる。Nicole はのちに、1936 年に Élie Cartan の息、数学者の Henri Cartan と結婚する。1922 年に Weiss は Marthe Klein と再婚するが、Marthe はパリの高等中学 (lycée) で物理を教えていた。

Weiss は、1902 年に母校 Zürich 工科大学の教授となり⁴⁴¹⁾ (このとき Weiss は 37 才であった)、1918 年までその physics laboratory を率いた。Weiss の一連の輝かしい仕事は、この Zürich 時代になされている。この時期の Weiss の同僚の中には、工科大学 (Polytechnikum) の教授 (1912-13) の Einstein、大学 (University of Zurich) の教授の Debye がおり、さらに Ehrenfest, Wood, Stern, Bauer らもいた。⁴⁴²⁾

Zürich 時代の Weiss の仕事をざっと眺めてみたい。(文中○の中に数字を書いたものは、

この論文の末尾に示す Weiss 論文リストの論文番号である。) ⁴⁴³⁾

Zürich にうつる以前, その磁性の研究を, 1896 年に発表したマグネタイト結晶の(非等方的な)磁化についての研究③, ⑤から始めた Weiss は, マグネタイト結晶と鉄-アンチモン合金の磁化の研究④で学位をとり, さらに, 磁化にさいしてのエネルギー散逸⑥について研究したのち, 1898 年には 30,000 Oe の磁場を生ずる電磁石をつくって⑦, ピロタイト(磁硫鉄鉱, 組成 Fe_{1-x}S , $x = 0 \sim 0.2$, 六方晶形 ⁴⁴⁶⁾)の面内磁化の研究⑧⑪をおこなっていた。⁴⁴⁷⁾ Weiss は実験装置の工夫・改良にもすぐれた才能をもっていたようで, 1895 年の検流計についての報告①②以来, 検流計のふれを読むのに回折縞を使うこと⑩や, 計算のための新しい cercle (= circle, 円, ダイヤル: 何か新しい計算機械でも工夫したのだろうか)⑫⑬などについて報告し, 1901 年には, 永久磁石と独立な電流計と電圧計の新しい実験装置体系について⑭⑮報告している。

Zürich における研究は, まず, ピロタイトに集中する。Weiss は 1903 年にピロタイトの新しい強磁性的性質について報告している⑯が, これは, あるいは Renne・Lyon 時代におこなったピロタイトについての研究にもとづいて, ピロタイトがかくも興味深いものであるということのをべて, Zürich における自らの研究テーマと研究方針を説明したものではなかろうか? 1904 年には結晶の磁化のさいの仕事を論じ⑰⑱, また, 新しい周波数計について報告している⑲。1905 年 (Weiss 40 才) になると (この年は Langevin が「磁性と電子論」の論文 ⁴²⁶⁾ を発表した年でもある), ピロタイトについての Zürich における研究成果が大量に集中的に発表される。磁気面内でのピロタイトの性質⑳, ピロタイトの simple element (? , 単結晶?) の磁性㉑, そして, Weiss にとっておそらくお気に入りの題名だったと思われる (題名をみてそのように想像される) 「ピロタイト — 磁気面内で強磁性的, その面に垂直には常磁性的」との報告㉒, ピロタイトの磁化履歴現象㉓, Kunz との共著によるピロタイトの, および多結晶ピロタイトの磁化の温度変化㉔, そして, これらの研究を集大成したものと思われるピロタイトの磁性㉕とピロタイトの磁化の温度変化 (Kunz と共著)㉖, Kunz は Weiss の Zürich における最初の, したがって, Weiss の最初の弟子であるらしい。Weiss の分子場の理論につながる 2 つの流れ, 実験的なそれとしてのピロタイトと研究と, 理論的なそれとしての Langevin の磁性理論とが, 2 つとも共に 1905 年に完成・発表されている。Weiss 理論前史において 1905 年は記念すべき年だということができよう。

Weiss がピロタイトの研究においてどのようなことをやり, どのような現象をみつけ, どのような概念をえたかを, 論文⑳によって, やや詳しく紹介しておこう。

論文㉗で, Weiss はまずマグネタイトについて簡単にのべる。マグネタイトの説明に費さ

本多の磁気理論とわが国における Weiss 理論の受容の過程Ⅶ
れたスペースは 23 行 (1/5 頁), これにひきかえ, ピロタイトについては約 200 行と図を 3 つ, まるまる 2 頁を費している。マグネタイトとピロタイトの Weiss にとっての重要性がそれぞれの程度の比重であったのか, この論文におけるスペースのわりあて方がよく示しているといえよう。ピロタイトこそは, Weiss の磁性理論にとって, 典型物質の役割を果すものであった。マグネタイトについて Weiss は, 等軸結晶であるマグネタイトが等方体のように振舞うのではなくて, 磁化の強さがかけた場の方向によってちがうこと, また磁化の方向が一般的には場の方向と一致しないことを指摘し, この現象が等軸系の対称性をもっていること, すなわち, 場のベクトルが一つの球をえがくとき磁化ベクトルは, 凹んだ面とまるみをおびた稜をもった, 立方体に似た曲面をえがくこと, この立方体様の曲面は場が無限大の極限で球面に帰着すること, を弾動検流計⁴⁴⁸⁾による測定で確かめたと述べている。また, 永久磁石のつくる場の中にマグネタイトの円板をおくことによって, (100) 面⁴⁴⁸⁾内では互いに直角をなす方向に磁化の極大があり, (110) 面⁴⁵⁰⁾内では互いに傾いた方向に磁化の極大があることを確かめた, と述べている。Weiss のマグネタイトに関する仕事は, 等軸晶系における磁性は等方的だとそれまで認められていたのをくつがえすものであったらしい。

ピロタイトに関しては, Weiss の所説を紹介するという文体ではなく, あたかもわれわれが Weiss であるかのような文体で記述したいと思う。

マグネタイト以外にも, きれいに結晶した天然の強磁性鉱物がある。それは磁硫鉄鉱すなわちピロタイトである。ピロタイトの磁性は方向によって著しいちがいがある。ピロタイトの結晶は六方晶系に属するが, その磁化は c 面内で大きな飽和値をとり, c 軸方向ではつねに 0 であった。それゆえ, 磁化ベクトルをつねに含む面を磁気面と呼んでもよからう。磁場と磁気面とある角度をなすようにかけると, 磁気面内の磁化の大きさと方向は, この磁場の面内成分にひとしい磁場を面内のその方向にかけた場合と同じであった。履歴現象をも含めて, すべての磁氣的性質がこの法則にしたがっていた。

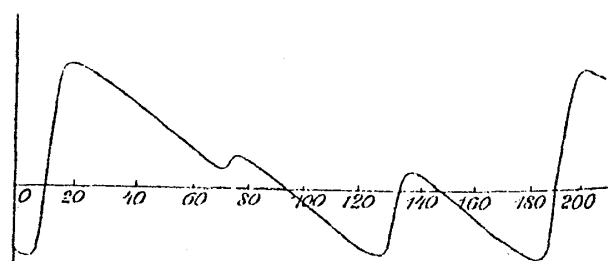
ピロタイトの球を, 磁気面を永久磁石の磁力線に垂直に, または平行に, 置いて動かすことのできるような小さな装置をつくった。磁気面を磁力線に垂直に置いて動かした場合は, 何らの引力を観測することなしに磁極に球を接触させることができたが, 磁気面を磁力線に平行においた場合は, 磁極から数 cm の距離で傾きが生じた。

2 ~ 3 百ガウスの磁場をかけている限りでは, 磁化は磁気面内にあったが, 数千ガウス⁴⁵¹⁾の磁場では, 磁気面に垂直な弱い磁化率の存在が示された。鉄の常磁性化合物の磁化率の値がそれらの化合物の鉄の密度を同じにして比べると, ほぼ一定であることを du Bois は示しているが, ピロタイトの c 軸方向の磁化率の値も, 鉄の密度を同じにして比べると, それら鉄の

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

常磁性化合物の磁化率の値に近かった。それゆえ, 「ピロタイトは, 磁気面内では強磁性的, それに垂直な方向では常磁性的である」ということができる。

さて, 磁気面内での磁場の強さ・方向と磁化の強さ・方向とを測定してみると, その関係はきわめて複雑であった。期待された六方対称は見出されず, 反転対称の対称性しかないかのようであった。一定の磁場を磁気面内のいろいろな方向にかけたときの実験結果を第 18 図に示す。横軸は磁気面内でのある定った方向からの磁場のなす角, 縦軸は磁化の場の方向に垂直



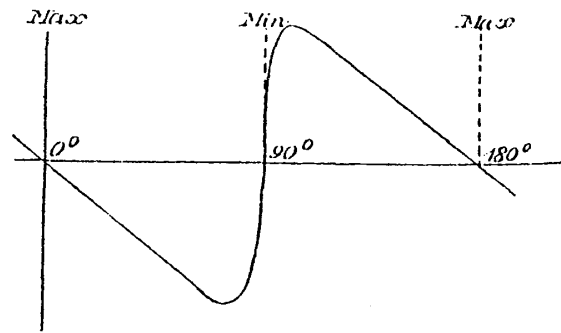
第 18 図 ピロタイトの磁気面内にかけた一定磁場の方向と磁化

横軸: ある初期方向からの磁場の角度

縦軸: 磁場に垂直な方向の磁場の成分

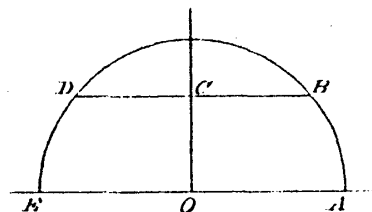
(文献 445 より)

な成分である。磁化と場の方向が一致しているとき, 縦軸の値は 0 となる。この図の曲線を説明するために, 鉄の楕円板を考え, その楕円面内に磁場をかけて, その磁場の方向を次第に変えてゆく場合を思い浮かべてみよう。楕円の長軸または短軸方向に磁場がかかっているとき, 磁化の方向と磁場の方向は一致する。場の方向が軸方向から外れているときには, 長軸方向の反磁場が短軸方向のそれよりも小さいために, 磁化の方向は場の方向から長軸寄りにそれる。したがって, 磁化の方向変化は磁場の方向変化よりも, 長軸付近ではゆっくりと, 短軸付近では急速におこなわれる。(後者の場合, 磁化の方向変化は極めて急速でそのために楕円が変形して長軸方向に伸びるほどである。) この場合, 磁化の磁場方向に垂直な成分を縦軸に, 磁場方向を横軸にとると, そのふるまいは第 19 図の示すようなものとなる。この第 19 図に示されたものを 3 つ, それぞれ縦軸の尺度を適当に変えて, 互いに順に 60° ずつずらして重ね合わせることによって, 第 18 図に示されたような振舞いが得られる。⁴⁵²⁾ したがって, 一般のピロタイトの結晶は 3 つの単純な結晶から成り, それら単純結晶の磁気面は一致し, それらは共通の磁気面の中で互いに 120° だけ回転していると結論できる。数百個のピロタイト結晶をしらべてみたが, どれもが 3 つの要素結晶を含んでいた。したがって, 要素結晶の性質は, 2 つの要素結晶の成分ができるだけ小さくなっているような合成結晶の性質から, 導き出さねばならない。そうして得られた要素結晶の性質は次のようにまとめられる。すなわち, 各要素結晶の磁



第19図 鉄の楕円板の、楕円面内にかけた一定磁場の方向と磁化
横軸：長軸方向からの磁場の角度
縦軸：磁場に垂直な方向の磁化の成分
(文献 445 より)

気面には互いに直交する2つの方向があって、この方向では磁化は場の方向と一致する。この2つの方向のうち的一方、磁化容易方向では弱い磁場のもとでも磁化は飽和に達する。それに直交する方向では、結晶の構造によって決まる反磁場 — それは正確に磁化に比例する — とかけた磁場とがあたかも拮抗するかのような振舞いを示し、磁化は磁場に比例し、7300 ガウスの場で飽和に達する。磁気面内で、飽和磁化の大きさを半径とする円を描いておけば、任意の大きさの任意の方向にかけたときの磁化は、この円内のどこかの点であらわされる。さて、ある大きさの磁場を磁気面内でまず磁化容易方向(第20図、 OA 方向)にかけ、その方向を次第に(図で反時計まわりに)変えてゆく。そのとき、磁化はまず、場の方向が OC に達するまでは飽和の円上で弧 AB をえがくが、場の方向が OC に達しそれを越えるや瞬間的に磁化容易方向に平行な弦 BCD をえがき、場が角 COD を進む間に磁化は弧 DE をえがく。弧の高さ(C の上の部分)は差 $H-7300$ ガウスに比例して減少し、7300 ガウス以上の場に対しては磁化は飽和の円上にある。しかし、この場合でも結晶は決して等方的ではない。磁化の方向は一般に場の方向と一致しないからである。⁶⁵⁵⁾ さて、磁気面内のある方向に磁場をかけて、磁場を0から ∞ まで変えて、磁化の磁場方向の成分の大きさを調べてみよう。このようにして得られるのがいわゆ



第20図 磁気面内の磁化の大きさと方向
(文献 445 より)

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

る磁化曲線であるが、この場合には3つの異ったタイプがある。磁化容易方向、磁化困難方向、およびその中間の方向のものである。この3種の型の磁化曲線を組合わせると、工業用材料、その多くは結晶の混合物である、の磁化曲線を再現することができる。

以上が論文(28)のかなり忠実な紹介である。Weissはさらに語をつづけて、「観測事実と簡単な分子仮説との関係については、私の原論文を参照せよ」として、(25)を引用している。⁴⁵²⁾

なお、この年(1905年)にWeissは電気照明の最近の進歩についても報告している(27)。

1906年には強磁性の温度変化(29)、鉄の変態点(Curie 温度のことであろう)以上での磁氣的性質の理論(30)について論じたほか、無線電信についての解説を郷里 Mulhouse の工業会報にのせている(31)。ほかに、Fisch らの論文に関連して不完全な接触の性質について論じている(32)が、表題だけからではどんな分野のどんな内容の仕事なのかわれわれには推察できない。

1907年(Weiss 42才)は、有名な分子場の理論(39)が発表された年であるが、Weissは磁性体の研究だけではなく、Cottonらと共同で亜鉛の青線のZeeman効果の研究(33)(38)や、有機液体の複屈折(磁気複屈折か?)の研究(34)もおこなっている。強力な電磁石についての論文(37)も書いているが、この論文は、分子場の論文(39)や翌年の論文(45)の中でマグネタイトの磁化の測定を8,300ガウス場を用いておこなった⁴⁵⁴⁾とある、その磁場を発生させる電磁石について論じたものであろう。そして、鉄とニッケルの飽和磁化の強さについての研究(35)も、この電磁石を用いてなされたのであろう。

分子場の理論(39)については、われわれはのちに、Curie-Langevin-Weissの仕事⁴²⁶⁾を一連の流れとしてそれぞれに詳述する中で詳述するが、ここではさしあたって、Weissがピロタイト結晶の研究から得たひとつの結論——磁気面内の磁化困難方向には結晶の構造によって決まる反磁場(それは正確に磁化に比例する)=構造磁場が存在する——の構造磁場を逆立ちさせることによって、否、むしろ逆立ちした形で把握していた概念を正立させることによって、分子場の概念に到達したのであることを指摘しておこう。結晶自体に内在する磁場の認識という点で、それはまず異方性を通じてその端緒がつかまれ、磁化によって生ずる磁化に比例する磁場という点では、反磁場との類推が有効にはたらいだ。そして、反磁場としての構造場を、むしろ“正磁場”としての構造場ととらえなおすことによって、Weissは分子場に到達したのである。

この分子場は、Weiss自身も認めているとうり、常温の鉄で 8×10^7 ガウス⁴⁶³⁾ または 6.5×10^6 ガウス⁴⁶⁴⁾ と、その磁氣的性質からは評価され、これは当時の常識からみて、法外に過大な値であった。Weissは論文(39)においては、分子場解釈の困難は「原子構造に関する新し

本多の磁気理論とわが国における Weiss 理論の受容の過程 VII
い研究のための指示と考えられるべきである」とおどろくべき洞察力をもって喝破し、⁴⁶³⁾ 論文 ④⑤ においては、Ritz が系列スペクトルおよび正常・異常ゼーマン効果の説明のために提唱した原子構造⁴⁶⁵⁾ と結びつけることをこころみ、「分子場は Ritz の原子場から熱擾乱によってもたらされた平均だとの印象を抑えることができない」⁴⁶⁶⁾ と述べている。

この“過大な”分子場への強力な実験的支持となったものは、強磁性体の比熱の自発磁化消失温度近傍での異常であった。その予備報告が 1907 年に Beck との共著でなされ ③⑥、本報告は 1908 年に出た ④①。論文 ④⑤ によって、分子場と比熱に関する Weiss の議論の大綱をみれば、次のごとくである。Weiss はいう、分子場の法外な大きさのゆえに、温度変化にともなう磁化または消磁のさいに仕事に充当されるエネルギーは物体の加熱に必要なものと同程度のものになると。すでに強磁性体の比熱が異常を示すことは知られていたが、Weiss は消磁エネルギーがこの異常に定量的に対応していることを示す。磁化の強さ I の物体中の分子磁石の相互エネルギーが $-NI^2/2$ であることから、比熱の磁氣的起源をもつ部分として $(N/2JD)dI^2/dT$ がえられる。ここで N は分子場係数、 J は熱の仕事量、 D は密度である。Curie 定数を C とするとき、 $CND=\theta$ および $C=\chi(T-\theta)$ の関係があるので、 χ 、 θ および D の測定値から N (したがって分子場) が評価され (このようにして Weiss は分子場を大雑把に、鉄で 650 万、ニッケルで 630 万、マグネタイトで 1,430 万ガウスとみつもった)、それを用いて磁氣的データーから、自発磁化消失の温度における比熱のとびをみつめることができる。他方、既存の熱測定データーは理論と比較できるほどには精密なものがなかったので、Weiss は Beck に鉄、ニッケル、マグネタイトの比熱の測定をさせた。(Weiss は、「Beck に…比熱の新しい測定をおこなうようお願いした (ersucht)」⁴⁶⁷⁾ という表現をしている。) 鉄に対して、磁気測定からえた自発磁化消失温度 θ と θ における比熱のとび C_m^θ は 1026 K と 0.136、他方、熱測定からは 1031 K と 0.112、ニッケルに対しては磁気測定から 649 K と 0.025、熱測定から 649 K と 0.027、マグネタイトに対しては磁気測定から 861 K と 0.048、熱測定から 853 K と 0.050 であった。比熱のとびの存在する温度と自発磁化消失の温度とが一致すること、その温度における、分子場の仮定のもとに磁氣的測定データーから算出した比熱のとびと、熱測定で見出される比熱のとびの大きさとが定量的に一致することは、分子場に対する強力な実験的支持となったのである。磁氣的データーから算出した比熱が、測定された比熱異常に対応するものでありうるためには、分子場の値が“法外な”大きさをもつ必要があった。

この仕事のほかに、1908 年の Weiss は、Cotton と共著で電子の比電荷の、Zeeman 効果から得られる値と陰極線の実験から得られる値との、比較をおこない ④②、また、磁気に関しては、回転磁場中での履歴現象 ④③ や、かれらの実験室の電磁石 ④④ について論じている。④③

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

は ③⁹ と同じ題名である。転載でもしたのであろうか。

1909 年には、磁気状態はちがった相か？ ④⁶ という論文を書いている。Weiss もまた β 鉄論争にかかわったのである。⁴⁶⁸⁾ そして、 β 鉄論争において Weiss と本多とは同じ陣営に属していた。⁴⁶⁹⁾ この年、Weiss はまた、合金と金属の強磁性についても論じている ④⁷。

論文リストの 1910 年 (Weiss 45 才) の欄をみてすぐ気付くことは、この年、Weiss が 3 編の論文を Kamerlingh Onnes との共著で発表していることである。それらは、非常な低温での磁化に関する論文 ④⁹, ⑤¹ と、Mn, V, Cr の磁性についての論文 ⑤⁰ であった。

Kamerlingh Onnes (1853. 9. 21 – 1926. 2. 21) は 1882 年に Leiden 大学の教授になり、1894 年低温研究所を創設した。^{470, 471)} この研究所では、気体の状態方程式の基礎的研究と低温の技術とがつねに結合した形で進歩し、⁴⁷⁶⁾ 1904 年には大量の水素の液化 (これらはいずれも世界最初というわけではなかった) に成功し、⁴⁷⁰⁾ 1908 年 7 月 10 日には遂にヘリウムの液化に成功した。⁴⁷⁸⁾ これは研究所創設以来 15 年目のことであった。⁴⁷⁸⁾

ノーベル賞講演の中で、Kamerlingh Onnes と Weiss との共同研究をつぎのように回顧している。⁴⁸¹⁾ 「(水素温度での) 実験に密接に関連したものとして、磁性に関する一連の研究があります。ワイス氏は、強磁性物質における素磁石の磁気モーメントを、水素の融点における飽和磁化の測定によって決定すべく、来訪されました。後にワイス氏がマグネトンを発見した際に、たぶんすべての原子の磁気モーメントにとって基本的とおもわれるこの量を決定する上で、ライデンでの測定結果が役立ったのであります。」⁴⁸²⁾

Kamerlingh Onnes との共同研究にあたっての Weiss の問題意識、おこなわれた研究の意義等を、Kamerlingh Onnes のこの講演からある程度うかがい知ることができる。

論文 ⑤¹ についても、もうひとこと付け加えておきたい。それは、自発磁化消失の温度が Curie 点と名付けられたのは、1910 年の Kamerlingh Onnes は Weiss のこの論文においてであった^{485, 486)} ということである。のちに Curie の 1895 年の論文を詳しく検討する中で明らかにするが、Curie 点に関する Curie の理解は、Weiss 理論の枠組みにもとづく現在のわれわれの理解とは異っていた。誰かの名を冠してある温度を呼ぶ場合、それに最もふさわしい人の名を用いるべきだとすれば、Curie 温度はむしろ Weiss 温度と呼ばれるのがふさわしい。しかし、このような呼び方をしても、当の Weiss 自身が、怒りまたは嘆きこそすれ、決して喜びはしないであろう。Curie に対する親愛と思慕と哀惜の念から、Weiss (と Kamerlingh Onnes) は自発磁化消失の温度に Curie 点という名を与えたのであろうから。

Curie があまりにも早く逝ったために、Weiss と Curie との間には直接の交友はなかったようである。しかし、Weiss が磁気研究を (Ewing と) Curie の仕事に影響されて始めたこ

本多の磁気理論とわが国における Weiss 理論の受容の過程 VII
ことや、Weiss の親友たちと Curie 家との親しさ⁴⁸⁷⁾ からみて、Weiss が Curie に強い親近感を抱いていたことは間違いないと思われる。1848 年精神の影響のもとで成長し、互いに親交を結びあった一群の卓越したフランス物理学者・数学者たちの間には、一種の同志的感情とそれにもとづく親しみとやさしさの気持ちがあったようであり、⁴⁸⁹⁾ Curie 点という命名は、そのようなやさしさの気持ちの現われであるとも思われる。われわれは、Curie 点、Curie 温度ということばを用いるとき、ひとり Curie のみならず、Weiss のやさしさをも思い起こすべきであろう。

この年、Weiss はまた、飽和磁化の強さの絶対値を測定し、飽和への接近の法則を確立することをも試みている^{④⑧}。

Leiden における低温での磁気研究の結果が堰をきったように溢れ出し、Weiss 磁子の提唱として結実するのは 1911 年である。Comptes Rendus にのせた磁氣的分子の新しい性質^{⑤②}、原子の磁気モーメントの比の有理性と物質の新しい普遍的構成物^{⑤③}、鉄の塩の磁化率から導出した磁子の大きさ^{⑤④}、固体常磁性塩における磁子^{⑤⑤}等は、おそらく本論文、分子の磁気モーメントの比の有理性と磁子^{⑤⑨}の、部分的予報的速報であったろうし、Ni, Co, Ni-Co 合金の磁化^{⑤⑦}や Curie 点以上での強磁性体の磁化の研究^{⑤⑧}も磁子の概念の提唱につながるものであった。(論文の表題に Curie 点 — Point de Curie — という語が用いられたのは、おそらく論文^{⑤⑧}が最初のものであった。) 一見、磁性の問題とは無縁にみえる W. Ritz のバンド・スペクトルについての考え^{⑤⑥}も、Weiss にとっては必ずしも磁性と無縁のものではなかったであろう。⁴⁹⁰⁾ 赤外スペクトル写真についての Ritz の研究 — バンド・スペクトル、Ritz の手稿の若干の註ならびに会話によって^{⑥①}は、Ritz への追悼論文であろうか。⁴⁹¹⁾

Weiss にとって、磁性は、特に磁子を通じて、分子物理学と深く結びついたものであった^{⑥①}。そのことを、分子の磁気モーメントの有理比と磁子についての論文^{⑥②}にもとづいて、やや詳しくみてみよう。この論文^{⑥②}の前半(§§ 1-9)は序章として、磁性の運動学的理論(Langevin-Weiss 理論)のまとめにあてられている。序章における Weiss の議論の大筋をみてとるために、筋の題目を列挙しておく：反磁性と常磁性の Langevin 理論、分子場、自発磁化、自発磁化の温度依存性、磁氣的対応状態、実験的証拠、強磁性の磁化の温度と磁場への依存性、命名法、比熱と分子場。命名法の節では、Weiss は次のようなことを述べている。鉄の諸状態に対する Osmond 流の α -, β -, γ -, δ -鉄という命名法にちなんで、Weiss は以前、磁氣的状態について、強い磁氣的状態を α 状態、外場が分子場によって補助されている状態(強磁性体の Curie 点以上での状態、すなわち Curie-Weiss 則に従う常磁性状態に対応)を β 状態、純粋な常磁性状態(Curie 則に従う常磁性状態)を、もし存在するならば、 γ 状態と

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

表現したが、新しい研究によって γ 鉄が純粹常磁性でないことが分ったので、このような表現は適切でない。Osmond 流の命名法は、鉄の状態をあらわすためのものとして、別にしておき、強磁性金属に対しては状態を次の3つに区別するのがよい：1. 自発強磁性、絶対零度から Curie 点まで、2. 外場によって生じた強磁性、あるいは簡単に条件付強磁性（強磁性体の Curie 点以上の状態、すなわち Curie-Weiss 則に従う常磁性状態に対応）、3. 純粹常磁性あるいは単に常磁性、磁化率が絶対温度に反比例。ここで Weiss は、この枠の外に du Bois と Honda⁴⁹²⁾によって測定がなされた弱磁性がのこっていることに言及している。du Bois と本多による弱磁性、それは磁化率が一定であったり、温度とともに増加したりするものであるが、これらに対しては「その本性が知られたときに、ふさわしい名称が見出されるであろう」として、Langevin-Weiss 理論の枠外にあるものとして、Weiss は論及の対象から除外した。

この論文^{⑥2}の後半(§§. 10-20)は磁子の章にあてられ、Weiss は、実験データに対する拗拗な、あきらめることを知らぬ、粘りづよい検討を通じて、磁子の存在を論証してゆく。単純な Weiss 理論から帰結される対応状態の法則は、Fe, Ni, Co の間でさえ成立っていない。このことは単純な Weiss 理論の修正が必要であることを示唆する。Langevin-Weiss 理論の基礎にある3つの定数、すなわち、分子の磁気モーメント、分子の質量、分子場係数が、温度あるいは磁化によって変化することがあれば、それらを一定として論じた Weiss 理論は修正されなければならない。Weiss は、ありうべきこれら諸定数の変化のうち、分子の質量の変化がおこるのが一番もっともらしいと考えた。(Weiss (あるいは Langevin) の磁性体の分子の概念は、現在のわれわれのものとはかなりちがっている。分子の質量の変化は、磁性体内における重合や解離によっておこる。) Weiss と Kamerlingh Onnes とが、分子の磁気モーメントを、液体水素中で飽和磁化を測ることによって、非常に正確に決めようと企てた^{⑤1}とき、かれらが意図したものは、何らかの基本的物理量を探りあてることであった。もし、Fe, Ni, Co のグラム原子あたりの飽和磁化が互いに簡単な整数比をなしていることが明らかにされるなら、それは磁子の存在を示唆するであろう、というのが、かれらの着想であった。

Weiss と Kamerlinah Onnes はグラム原子の、または、グラム分子の $1/3$ の⁴⁹⁴⁾ 磁化として、Ni : 3381, Co : 9650, Fe : 12410, マグネタイト : 7417 を得た。⁴⁹⁵⁾ Ni と Fe の比が 3 : 11 であることはすぐ分ったが、この比を与える公約数 1127 または 1128 を用いると、Co は 8.56 ないし 8.55, マグネタイトは 6.58 ないし 6.57 となって、整数比とはほど遠い。Co での測定は液体水素温度ではなされず、上記のグラム原子飽和磁化の値は、常温での測定値から、Fe や Ni との類推によって常温から液体水素温度への間での磁化の増大率を見積って、得たものであるが、その増大率の見積りの大ざっぱさ、および、そもそも常温

本多の磁気理論とわが国における Weiss 理論の受容の過程Ⅶにおける飽和磁化の測定そのものが Co の磁氣的な硬さのゆえに困難であることから、上記の数値はあまりあてにならぬと Weiss は考えた。Co に関するこの不備は O. Bloch の未公開の仕事(論文⑤⑦に相当するものか?)によっておぎなわれたとして、Weiss はその仕事を紹介する。Weiss は Bloch に、Ni-Co 合金の 10 % ほどの組成のものをつくって系統的に研究することを求めたのであった。Co が 70 % より多いものは磁氣的な硬さのために磁化を飽和させることはできなかったが、Co 70 % 以下のものは液体空気までの温度で容易に飽和させることができた。Co 70 % 以下の Ni-Co 合金の飽和磁化の値を成分に対してプロットすると、混合則に対応して、直線となった。これを Co 100 % にまで延長することによって得た Co のグラム原子あたりの磁化は 10042 であった。マグネタイトに関しては、磁気結晶的なところで起因する特別の困難が存在するため上記飽和磁化の測定値の正確さはあやしいとして、Weiss は、それを整数比にのせることは試みていない。Weiss は磁子の大きさを算出するために上記の Fe と Ni の測定値に 0.4 % と見積った熱膨張補正をほどこして、Fe に対しては、12360, Ni に対しては 3370 を得、それをそれぞれ 11 と 3 で割って得た 1123.6 と 1123.3 の平均値 1123.5 をもって、グラム原子あたりの磁化の公約数とし、これを Weiss はグラム磁子と名付けた。Bloch のえた Co の値をこのグラム磁子の値でわると、8.94 — 満足すべき精度で 9 — がえられる。

グラム磁子を、当時 Perrin によって与えられていたアボガドロ数⁴⁹⁶⁾ 6.85×10^{23} でわることによって、素磁石つまり磁子そのものの磁気モーメントとして、 1.640×10^{-21} を Weiss を得た。現在知られている、より正しいアボガドロ数 6.025×10^{23} でわれば Weiss 磁子として

$$\mu_W = 1.865 \times 10^{-21} \text{ erg/gauss}$$

がえられるが、これは Bohr 磁子の約 1/5 である。

このようにして、Weiss は Weiss 磁子に到達したのであるが、その着想への実験的示唆は当時知られていた 4 つの強磁性天然物質中 2 つのもの (Fe と Ni) のグラム原子飽和磁化が、3 : 11 の整数比をなすという事実から得られたにすぎなかった。このような、ある意味では貧弱な実験的示唆から、磁子の確証へと Weiss を駆りたてたもの、それは磁子が存在するにちがいないとする Weiss の理論的な信念であり、その Weiss の理論的信念の背景には、分子の実在の確認 (Perrin のブラウン運動の実験) や諸要素の存在 (e , h , 等) の確認等、当時の原子論的自然観の勝利があったのである。

このようにして到達した磁子概念が常磁性体においても一般に成立つことを立証すべく、

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

Weiss は実験データの精力的な解析を試みるのである。

Weiss と Foëx は強磁性体の Curie 点以上での磁化を研究する^(58), 497) 磁化率の逆数を温度に対してプロットすることによって Curie 定数を得, それから分子磁石の磁気モーメントを得ようとするのである。Curie 点以上のマグネタイトの $\chi^{-1}-T$ のグラフは, 1つの直線にはならず, 5つの温度領域にわけられ, それぞれの温度領域について Curie 定数を定めることができるようなものであった。原子磁石がその磁気モーメントを同じ向きにそろえて何個か重合することによって, 磁気モーメント μ の分子磁石を作ると考えてみよう。このとき, 重合の度合いがどのようなものであろうと, 単位質量あたりの飽和磁化 σ_0 は一定である。しかし, 分子量 m は重合の度合いによって異なる。モル当りの飽和磁化を σ_m , モル磁化率を χ_m , 単位質量あたりの磁化率を χ_0 , アボガドロ数を N とすれば, $\chi_m = m\chi_0$, $\sigma_m = N\mu = m\sigma_0$ であり, また, $\chi_m = C_m/T$, $C_m = N\mu^2/3k = \sigma_m^2/3R$ であるから, $\chi_0 = C/T$ とおけば,

$$C = m\sigma_0^2/3R$$

となる。そこで, 単位質量あたりの磁化率をとって, 各温度領域での Curie 定数 C を定め, その比をとれば, それぞれの温度における重合の度合いをあらわす分子量 m の相対値が得られることになる。⁴⁹⁸⁾ Weiss と Foëx は同一のデータから, 二人別々に独立に, それぞれの温度領域における C と, m の相対値とをもとめて, それらを比べあった。二人の得た値は互いによく一致しており, えられた結果は, 温度が高くなるほど m の値は大きくなる, すなわち, 重合の度合いが進むというものであり, これは化学的見地からは受容れることのできないものであった。そこで Weiss はこのような解析をしりぞけ, 別の解析をこころみた。分子の質量は変わらず, 分子の磁気モーメントがそれぞれの温度領域で変るとしたのである。分子の質量が変わらないから, σ_0 あるいは σ_m したがって μ は C の平方根に比例する。二人別々に独立に各温度領域で求めた Curie 定数から σ_0 の相対値を求めてその比をとったところ, 温度の低い領域から順に, ほぼ, 1, 1.25, 1.5, 2, 2.5 という値がえられた。このことから Weiss は, ある温度でマグネタイト分子の磁気モーメントが変化するが, その変化量は, 分子の磁気モーメントの最小値 (相対値 1) の 1/4 の 1 倍 (0.25) または 2 倍 (0.5) であると結論し, ここにも磁子説への実験的支持を見出したのであった。

さらに Weiss は, 常磁性気体で成立つ Langevin 理論は常磁性溶液にも適用可能であり, モル当りについての $\sigma_m^2 = 3RC_m$ の関係式から σ_m を求めることができるとする。かれは主として Pascal の測定データ⁵⁰¹⁾ を用いる。すなわち, Pascal の調べた 31 の物質中, 化学式のはっきりしない 4 個を除外して, 27 の常磁性塩溶液 (これらは, Fe, Co, Mn, Cr, Cu, U, V

本多の磁気理論とわが国における Weiss 理論の受容の過程Ⅶの常磁性塩溶液および沃化水銀カリウム K_2HgI_4 溶液であった。) をとりあげ、モル磁化率への反磁性イオンからの反磁性的寄与の補正をおこなったのちに、磁化率から σ_m をもとめ、それをさきにえたグラム磁子 1123.5 でわることによって、その磁子数をえた。この 27 の物質中 10 個を除いて 17 個のものが、実験誤差の限界内で、磁子数が整数値をもつとみなしうるものであった。磁子数が整数値から外れた 10 個中の若干のもの、硫酸第一鉄、硫酸銅、および 2 つのクロム塩、に対しては、Weiss は Liebkecht と Wills の測定⁵⁰²⁾ を援用して Pascal の測定を補完・修正し、これらの塩における Fe, Cu, Cr がそれぞれ整数値の磁子数をもつと見なしうることを示した。これらのことから Weiss は、Fe, Co, Mn, Cu, Hg,⁵⁰³⁾ U に対する磁子の存在が立証されたと結論した。⁵⁰⁴⁾ また Weiss は Liebkecht と Wills の仕事⁵⁰²⁾ から Ni 塩についての結果をも引用し、Ni についてもやはり整数の磁子数がえられることを示している。

ついで Weiss は、固体化合物中の磁子の問題に移る。固体中では結晶構造による第 2 義的なポテンシャル(今の言葉でいえば、異方性エネルギー)が存在し、それが弱い磁場のときの現象、初期磁化率や履歴曲線等、をかなり複雑なものとする。しかし、低温で飽和磁化を測定するときには、その第 2 義的なポテンシャルを無視してもよい。飽和の測定には外場を必要としその場の中では第 2 義的なポテンシャルの効果は完全に抑制されるからである。Curie 点以上では、第 2 義的なポテンシャルを無視した簡単化された理論が実験と合う結果を与えるならば第 2 義的なポテンシャルを無視したことが是認される。まずこのように述べてから Weiss は、Feytis 嬢による一連の固体磁性金属塩(Fe, Mn, Cr, Co の常磁性塩)の磁化率の測定結果⁵⁰⁵⁾ を解析する。モル磁化率 χ_m から求めた σ_m をグラム磁子 1123.5 で割ってえた値と、それに最も近い整数値との差は、分子の磁気モーメントが完全に偶然にきまるものならば、0 と、0.5 の間で変化し、その平均は 0.25 となるであろう。強磁性的な性質をもっているがゆえに除外された Fe_2O_3 と、2 種類の異った磁気的元素を含むが故に除外された若干の化合物とを除いた、11 個の常磁性塩について、この整数値からのずれは、最高が 0.23 で 1 個、0.1 台のものが 5 個、そして 0.1 よりも小さいものが 5 個であった。このことから Weiss は、一連の固体常磁性塩に関するこの研究も磁子理論に有利である、と結論した。

Weiss はまた、Curie 点以上での強磁性金属についても Weiss と Foëx の論文(58)⁴⁹⁷⁾ や Bloch の仕事(論文(57)に相当?)を引用しつつ、Curie 定数から分子の磁気モーメントを決めることを試みている。Curie 点以上での Ni の磁気モーメントの磁子数は、1200 K を境にして、低温で 8、高温で 9 であり、高温での磁子数 9 は、Ni-Fe 合金の Curie 定数の Ni への極限として求めた Curie 定数から決まる磁子数と一致した。Weiss はこのことに着目して

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

合金中では, Ni 純金属が数百度高い温度ではじめてとる状態が生じていると述べ, このことは原子の内部磁気構造への環境の影響を示唆するものであるとした。Curie 点以上での磁子数 8 と 9 は, 強磁性状態の飽和磁化から定めた磁子数 3 や, 常磁性 Ni 塩溶液の Curie 定数からえられた 16 とは, 大いに異なる数値であった。Co については, Co 純金属の Curie 点以上での測定からも, Ni-Co 合金の Curie 定数への Co への極限として求めた Curie 定数からも, ともに磁子数 15 が得られた。Fe においては, β - γ 変態, γ - δ 変態のさいに磁化率の不連続がおこり, また β 鉄においては 828 °C を境に Curie 定数に変化がある。各原子が 2 つの回転自由度をもつという見解を保持する (これは各原子を分子磁石とみなすことにひとしい⁵⁰⁶⁾) と, Curie 定数からきめた磁子数は, β_1 鉄で 20.92, β_2 鉄で 17.38, γ 鉄で 28.23 となって, 整数値からは, 実験誤差の限界を越えて, ほど遠い。1 個 1 個の原子が分子磁石になっていると考えることをやめ, いくつかの鉄原子が互いに固く結合して分子になっている, β 鉄は固い分子 Fe_3 から, γ 鉄は固い分子 Fe_2 から, δ 鉄は分子 Fe から成ると仮定すると, 磁子数は β_1 鉄で 12.08, β_2 鉄で 10.04, γ 鉄で 19.95 が得られ,⁵⁰⁷⁾ これらは実験誤差の範囲内で整数値とみなしうる。上記の仮定は β - γ 変態, γ - δ 変態を重合状態の変化とみなすことに相当している。

このようにして Weiss は, Ni と Fe の飽和モル磁化の比が 3 : 11 であることから着想した磁子概念を手がかりにして実験データを解析することによって, 磁性体の分子の (磁氣的) 構造についての知見を得, またその知見に基いて実験データを解析することによって, 自ら見出した磁子の実在への確信を強めたのであった。同一の原子が温度によって異なる磁気モーメントをもつことができることを Weiss は見出したが, それらの磁気モーメントは互いに整数比をなしていて, その公約数を求めることができた。他の原子に対する同様の研究からも同じ公約数が得られた。すべての原子の磁気モーメントに共通なこの公約数が, Weiss の磁子であった。そして Weiss は「この素モーメントが, 重い質量をもつ物質的基質にその席をもつ, と仮定するならば, 磁子は多数の, おそらくすべての, 磁氣的な原子の共通の構成素材である」⁵⁰⁷⁾ と結論する。このとき, 1911 年には, Rutherford-Bohr の原子模型 (1913) はまだあらわれていなかった。Weiss の念頭にあった原子模型はおそらく Thomson のそれであったろう。そして Weiss は, 磁子を電子に結びつけようとはせず, 質量の大部分をになう「物質的基質」のうちにそれを求めた。かれは Ritz⁴⁶⁵⁾ がバルマー系列の説明のために提唱したメカニズムと原子の構成要素に, 磁子が同定されうるであろうと期待したのである。⁵⁰⁸⁾

Weiss にとって, 磁子は単に磁氣的諸現象の説明のために導入された仮想的実体ではなかった。Weiss にとって磁氣的諸現象は, それを説明することが第一義的な目的となされるような

ものではなくて、むしろ、原子構造がそれを通して自らの秘密を垣間見せているような、そのような現象であった。やや極端な言い方をすれば、磁子によって磁気現象を説明することが目的なのではなくて、磁気現象によって磁子の実在を立証することが目的なのであった。そして磁子は原子の構成素材であった。Weiss の問題意識はこのようなものであった。それは、本多の問題意識が磁気現象の統一的・網羅的説明にあったのと、いちじるしい対照をなす。Weiss は、原子構造の解明という視点からは、それに直接的には寄与せず問題を複雑化するだけにすぎぬと見た弱磁性物質を、考察の対照から除外しさえした。本多は逆に、これら除外された物質に Weiss 理論が適用されえぬこと等から、Weiss 理論を限られた物質の限られた温度範囲で成立つにすぎない、普遍性をもたない磁気理論であるとみなした。

Weiss の講演のあとでなされた討論⁵⁰⁹⁾は、磁子が量子論との関係で大きな興味をもたれていたことを如実に示している。Abraham⁵¹⁰⁾は次のようにコメントした。物理学に導入されているいろいろの素量は互いに関係づけられるべきであろう：磁気モーメントと作用量子とを次元解析で結びつけると、比電荷と作用量子の積として $\mu = eh/mc$ ⁵¹¹⁾ がえられるが、それは磁子の大きさとは全く異なる；また Ritz 理論は、それが仮定した素磁石の磁気モーメントの数値に関する限り、Weiss の磁子のモーメントと一致させることは難しいだろう；と。また Gans⁵¹²⁾は、磁子を電子から成る剛体の自転体だと考えるとどうなるか、を示した。 ω を剛体の自転の角速度、 r を回転軸からの電子の距離とすれば、この系の運動エネルギーは、 $\sum m r^2 \omega^2 / 2$ であり、自転にともなう磁気モーメントは $\mu = \sum e r^2 \omega / 2c$ ⁵¹³⁾ である；この運動エネルギーが Planck の法則によって $h\nu$ の整数倍でなければならないとし、 ν と $\omega / 2\pi$ にひとしいとおけば、 p を整数値として $\mu = p \cdot eh / 2\pi mc$ ⁵¹³⁾ が、したがって磁子として $eh / 2\pi mc$ ⁵¹³⁾ がえられ、磁性の原子構造 (μ) が電気の原子構造 (e/m) とエネルギーの原子構造 (h) とに帰着する；Planck のエネルギー量子の導入なしには Ampère の分子電流の仮定から、なぜきまったモーメントの整数倍のものだけがあらわれるのか、理解できないはずだ； e/m として陰極線の値をとると、得られた磁気モーメントは Weiss の磁子の約 10 倍となって数値的には一致しない；と。これらのコメントに Weiss は次のようにこたえた。自然定数の数が減ること、そして、磁子が Abraham 氏のように次元解析によって、あるいは h の導入によって、電子と関係づけられることが望ましいと思う；Gans 氏によって与えられた導出に関しては、すでに Einstein 氏が同じ考察を私に伝えたが、えられた値は 10 倍で高すぎ、頭を悩ませている；Ritz の要素を磁子と等置することは、磁子のモーメントではなく磁子の長さを与えるが、Ritz の要素の長さは 10^{-10} cm で、分子の大きさ 10^{-8} cm、電子の大きさ 10^{-13} cm とよく調和がとれているので、何か妥当なものがあると思う；と。

Gans のコメントと Weiss の答弁から分るように, Einstein と Gans はこのような考察から, Bohr の原子模型以前に, Bohr 磁子のすぐそばまで行きついていた。かれらは Bohr 磁子の 2 倍のものを得ていたのである。しかし, これほどまでに Bohr 磁子に接近していたとはいえ, Einstein や Gans の得た $2\mu_B$ と Bohr 磁子 μ_B との間には深い谷があつてそれらを距てていた。それを越えるためには, エネルギーの量子化から角運動量の量子化への飛躍が必要であつた。⁵¹⁴⁾ 角運動量の量子化が着想されうするためには, どの点のまわりの角運動量であるかの, その点が明確に意識されることが必要であろう。有核模型, Rutherford 模型に立つてこそ, 核のまわりの角運動量という観念が自然に発想されえたであろう。Thomson 模型から角運動量の量子化を着想することは, 現実の歴史においては起らなかったが, 仮想的な歴史においてもおそらく起りえなかったであろう。Bohr の量子条件, 角運動量の量子化は, 物理量の量子化の歴史において, ひとつの画期的な着想であつた。ここでついでに述べておきたいが Langevin にしろ, Weiss にしろ, その磁気理論で原子・分子という言葉をつかうとき, かれらが原子としてイメージしていたものは, 中央に原子核があつてその周りを電子がまわっているという現在のわれわれのもつ原子像ではなくて, 陽電荷が原子全体にひろがりその中に電子が埋めこまれて運動しているという, Thomson 流の原子像なのである。

今日目から見れば, 磁子の実在を立証しようとした Weiss の試みは, n を任意の整数として, すべての $\sqrt{n(n-1)}$ または $\sqrt{n(n-2)}$ の公約数を見出そうとする試みに相当し, 成功の見込みのないものであつた。そして, Weiss の磁子の発見とその実在の立証は, 強烈な理論的信念に基いた労をいとわぬ知的努力が, 錯綜する実験的諸現象の中に, いかに理論と合致する諸事実を見出しえたのか, 典型的実例である, ということができるであろう。では, Weiss の磁子は, 幻想に導かれた不毛な徒労の産物であつたのか? 今日的な見地からはそのようにも見えるであろう。しかし, そのような否定的な一面的な評価に対しては, はっきり「否」と答えるべきであろう。たしかに Weiss がとらえたと思つた磁子は, まぼろしの磁子であつた。しかし Weiss は, 今日目から徒労ともみえるいとなみの中で, 磁性が量子論と不可分であることを, 白日のもとに明きらかにしたのである。Weiss 磁子はまぼろしの磁子であつた。しかしそれは Bohr 磁子への思想的土壌を耕した。

1912 年には, 水と酸素の磁化 (63), 合金の磁性 (64), 強磁性合金の磁性 (65) が論ぜられ, 最近の磁気研究にてらしてみた原子と分子 (67) が論ぜられる。Ritz に関係する論文 (66) はおそらく (60) と同内容のものであろう。1913 年には, 結晶の常磁性の理論 (68), 結晶の磁化と分子場 (69), 分子場と距離の 6 乗に反比例する作用の法則 (72), 物質の構成に関する新しい考えとしての磁気モーメントと磁子 (73) が論ぜられ, また実験装置に関するものとしては, 鉄コバルト製

本多の磁気理論とわが国における Weiss 理論の受容の過程Ⅶの極片をもつ電磁石でえられる磁場のこと ⑦⑥ や、Zürich 工科大学のプリズム分光写真器 ⑦④ の紹介がなされている。また、酸化窒素の磁化と磁子について ⑦① も論ぜられていることに、のちの曾称の窒素酸化物の磁化の研究⁵¹⁵⁾のことを念頭におきながら、注目しておきたい。⁵¹⁶⁾

1914 年から 16 年にかけては、毎年の論文が 3 編ないし 1 編と極度に少なくなっている。1914 年には分子場の本性 ⑦⑥、磁子 ⑦⑦、Maurain (おそらく人名)⁵¹⁸⁾ の磁化作用 ⑦⑤ の 3 編、1915 年には温度の関数としての初期磁化の研究 ⑧① と 2 つのオランダ語論文、Ni 塩の溶液中の Ni の磁化率と磁子数 ⑦⑧ および溶液中の鉄塩の磁気化学的研究 ⑦⑨ の計 3 編、1916 年には前年の ⑧① と同一表題の ⑧①⁵¹⁹⁾ だけである。

Weiss はこの 3 年間、なぜ急に、かくも寡作になってしまったのだろうか？ 50 才になって (1915 年に Weiss は 50 才)、急に研究能力が低下してしまったのだろうか？ 否。その原因は戦争である。第 1 次世界大戦が 1914 年に始まったのである。

Perrin⁴²¹⁾ によれば、Weiss は 1902 年から 1918 年まで Zürich 工科大学に在職したが、その間 2 年間、第 1 次大戦の始まった時に中断したとある。このとき Weiss はパリの発明局で働き、敵の大砲の位置をつきとめるための音響的方法 (Cotton-Weiss 法) を考え出すのに協力した。Foex⁴²⁰⁾ はこのことを、1915 年に Weiss は発明局の物理分野に関係し、簡単な原理にもとづくバッテリー式の聴音機の発明 (Cotton-Weiss 法) に参加した、そして 1916 年、戦争の物理に関心をよせながら Zürich に戻ったと述べている。⁵²⁰⁾

戦争はまだつづいていたが、Zürich に戻った Weiss は磁気研究を再開する。

1917 年には磁気熱量現象 ⑧②、液体の強磁性と(状態)方程式 ⑧③、強磁性体の熱量計測 ⑧④、磁子と常磁性塩溶液 ⑧⑤、新しい物理と磁子 ⑧⑥ が、1918 年には新しい磁気熱量現象 ⑧⑦、強磁性の一性質 ⑧⑧、液体の特性方程式 ⑧⑨、酸素および酸化窒素の磁化率と磁子の理論 ⑨① が論ぜられ、1919 年には強磁性と液体の特性方程式 ⑨① が論ぜられる。Foex⁴²⁰⁾ は、Weiss の業績の特徴の一つは熱力学の非常に確実な取扱いにある、と述べているが、そのことはこの 1917 年から 19 年にかけての論文の表題からもうかがわれる。Foex はまた、磁気熱量現象に関する Weiss の計算方法は、Debye や Giauque⁵²¹⁾ によって、消磁で得られる極低温の重要な問題において再び用いられた、と述べている。

1918 年 11 月、第 1 次世界大戦は終結し、翌 1919 年のベルサイユ講和会議で、アルザス—ロレーヌは再びフランス領土に編入されることとなった。

勝木 渥、永井寛之、斎藤方成

古今の学に通じた教授たち / 審判者（さばくもの）の眼差しをもった若者たち /

君たちは……そなえに / 再びストラスブールへ帰ってゆく日に //

教えるとは希望を語ること / 学ぶとは誠実を胸にきざむこと /

彼らはなおも苦難のなかで / その大学をふたたび開いた…… //

（ルイ・アラゴン「ストラスブール大学の歌」より）⁵⁵²⁾

Perrier⁴¹⁹⁾とFoex⁴²⁰⁾の述べるところをまとめてみると、1919年フランス政府はWeissにStrasbourg大学物理学研究所（物理学教室か？ l'Institut de Physique de l'Université de Strasbourg）の管理を委託し、Weissは教授かつ所長として故郷の大学にもどる。54才のときであった。StrasbourgはWeissの生地Mulhouseの属するAlsace地方の中心都市であり、1871年以来38年間ドイツ支配下にあったのちに、再びフランス領となったのである。⁵²³⁾

WeissのStrasbourgへの帰還は1918年から準備されていたらしい。FoexはStrasbourgの研究所創設の様子をつぎのように描いている。⁵²⁵⁾ WeissはZürichに確立された磁性研究の中心をStrasbourgに移すことに計画的にとりくんだ。Strasbourgには研究に利用できる装置はおろか近代教育に必要な装置さえもほとんどなかった。建物の一つの翼全体が所長の住宅にあてられた。暖房と照明はお粗末なものであった。階段教室、図書室、実験室、作業室および事務室が古い個室の中にしつらえられた。電磁石の電源用の蓄電池と配電盤を収めた小屋が庭に建てられ、ここからすべての部屋に100 Aと200 Aの電流を供給するケーブルが張られた。中央暖房と電気照明が設置された。図書室は完備したものだった。電磁石のコイルを捲いたり、検流計や電圧計その他計測器械のほとんどを自作できる近代機械をそなえた工場には、2人の機械技士とその助手たちが働いていた。研究室には、Weissとかれの実験主任Forrerの指導する強磁性部門と、Foexに委託された反磁性・常磁性部門とがあった。強磁性部門は、磁場の、および液体水素からCurie点さらに高温までの温度の、関数としての磁化の測定、Curie点の決定、真の比熱の測定、等を目的とした。反磁性・常磁性部門は、温度の関数としての反磁性・常磁性の研究と、原子モーメントの正確な決定を目的とした。これら2つの部門とは独立にOllivierは磁気光学の大きな研究室をつくった。またRibaudは、Weissの示唆で高周波誘導炉の研究に着手し、熔融しがたい金属を容器中で溶かすことのできる装置をつくりあげた。Ribaudの改良した高温計と温度標識につながれたこの装置は、磁気測定用の合金の作製と、その測定に必要な温度の標準化に大きな役割を果たした。のちにHocartによってつくられた放射線研究室は、磁性研究に用いられる化合物の構造研究を可能にした。また、

最初の理論物理学教授は Bauer であった。一週間に一度、Weiss による現在の問題についての講演（紹介的速報か？それとも研究所の研究についてのものか？）につづいて、進行中の仕事についての意見の交換がおこなわれた。研究結果は、フランス物理学会の最初の地方支部たる Strasbourg 支部の会議で発表された。

このような Strasbourg における Weiss の仕事を論文題目に即して眺めてみよう。

1920 年、Weiss は Solvay 会議で、磁性と原子の構成 (93)、磁気熱量現象 (94) について報告し、故郷 Mulhouse の工業会報に光についての解説 (92) をのせている。

1921 年、22 年の論文リストは空白になっている。Strasbourg での研究結果が報告されはじめるためにはもう少し時間が必要であったし、Weiss 自身も研究所創設の仕事に忙しくて、論文をまとめるための冥想の時間はとれなかったであろう。

1923 年、Weiss は磁化の不連続 (95)、酸素の原子モーメント (96) を論じ、またこの年 Solvay 会議で、磁化した分子の相互作用 (94) を論ずる。Ribaud との共著 (95) は、Strasbourg における実験にもとづくものであった。Curie が放射能の研究に転じて以来フランスから遠のいていた本格的な実験的磁気研究の伝統が、ここに復活したのである。

1924 年には、Forrer と共著で Ni の磁氣的等温線 (98)、磁気熱量現象と Ni の比熱 (99)、磁気熱量現象、見かけの磁化と真の磁化 (100)、Ni の自発磁化、等磁化線 (101) を、Collet と共著で温度に依らない常磁性 (102) を発表したほか、原子モーメント (103)、強磁性の問題の新局面 (104) を論じている。また、分子場の静電的本性のための論拠 (97) と題する論文も発表した。量子力学以前、Heisenberg の強磁性理論以前に、すでにこの時、分子場の本性が静電的なものであることが、Weiss によって示唆されたのである。

1925 年、Weiss は磁氣的状態方程式と原子モーメントの変化 (105)、Cabrera による稀土類の原子モーメント (106) を論ずる。

1926 年、61 才の Weiss は Foëx と共著で唯一の著者 “Le Magnétisme” (4-1) を書き、論文としては、温度によらない常磁性 (107)、Ni の磁化と磁気熱量現象 (108)、Ni の比熱と磁化 (109) を発表する。また、Mulhouse の工業会報に α 線放射と物質の崩壊 (110) の解説をのせる。この年、Weiss はアカデミー会員にえられた。

1927 年、鉄族の錯塩の中の原子モーメント (111) が論ぜられる。

1928 年には、低温での Fe と Ni の原子モーメントの新しい測定 (112)、Curie 点以上での Ni の比熱 (113) が報告され、原子モーメント (114) が論ぜられる。

1929 年、Fe-Co 合金、Ni-Co 合金の飽和磁化の絶対値と Fe, Ni, Co の原子モーメント (115), (116), (117) が報告され、強磁性体の飽和磁化の絶対値と、場および温度の関数としての（飽

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

和への)漸近の法則⁽¹¹⁸⁾が論ぜられる。

1930年, 65才のWeissは, 分子場と常磁性磁化のエネルギー的解釈⁽¹¹⁹⁾や, 分子場定数と磁氣的・熱量的状態方程式⁽¹²⁰⁾を論じ, イオンの反磁性⁽¹²¹⁾, ⁽¹²²⁾や, 原子モーメント⁽¹²³⁾について論ずる。また, Fe-CoおよびNi-Co合金の飽和磁化から導出したFe, Ni, Coの原子モーメントについて, イギリスの雑誌に報告する⁽¹²⁴⁾。

1932年には, Natureに若干の原子モーメント⁽¹²⁵⁾について報告するが, これは表題は英語だがなかみはフランス語で書かれている。Weissは英語で書くのはあまり得意ではなかったのだろうか。(論文⁽¹²⁴⁾が英語で書かれているかどうかは確かめていない。)またこの年Solvay会議で, Weissは, 強磁性体の状態方程式⁽¹²⁶⁾, 強磁性体の体積の異常⁽¹²⁷⁾, 回転-磁気現象⁽¹²⁸⁾について論じている。Weissの分子場を量子力学的に基礎づけたHeisenbergの強磁性理論は1928年に発表されているが, WeissがHeisenberg理論に言及したものは, 論文題目をみるかぎりでは, なさそうである。行列力学ないし波動力学の上に展開されるHeisenbergの理論は, 60才をこえたWeissにとって, おそろくなじみ難いものであったろう。

1933年の論文⁽¹²⁹⁾は, 実はWeissの論文ではない。⁵²⁶⁾ Perrier⁴¹⁹⁾が誤ってWeissの論文として採録したものである。

1934年, Weissは, 熱擾乱に依存する若干の現象における, 一連の関連する係数⁽¹³⁰⁾について論じ, また, 低温での飽和磁化の変化, $T^{3/2}$ 乗則⁽¹³¹⁾について論ずる。すでにBlochのスピン波の論文は1930年に刊行されていた。

1935年, 70才のWeissはUrbain, Trombeと共著で, かれの最後の論文を発表する。それは, 新しい強磁性金属, ガドリニウム⁽¹³²⁾についての報告であった。この, Fe, Ni, Coにつぐ4番目の強磁性元素の発見は, その年のうちに, 村川梨によって『日本数学物理学会誌』上に紹介された。⁵²⁷⁾ 強磁性Gdの原子モーメントは35.4マグネトンであった。Weissは最後まで, 原子モーメントをWeiss磁子を単位としてあらわしたのである。日本語で日本に紹介された最初のWeissの論文, それはこのWeissの最後の論文であった。

1936年10月, Weissは引退する。しかし, その後も磁気研究室を指導しつづけた。この時, Weissはすでに心臓病を患っており, 立居振舞に非常な努力を要した。その3年後, 1939年5月に, 磁気国際会議がStrasbourgで開かれ, Weissはその会議の議長となった。これが, 現在もつづいている磁気国際会議の始まりであった。⁵²⁸⁾

1939年はまた, 第2次世界大戦の始まった年でもあった(9月)。Weissは, 戦火を避けてStrasbourgから避難してLyonsにひきこもり, 国際会議の論文の編集にたずさわった。その報告集(*Rapports présentés à la reunion d'études sur le magnétisme, Strasbou-*

本多の磁気理論とわが国における Weiss 理論の受容の過程 (Ⅶ, *mai* 1939) ができ上ったのは, Weiss の突然の死, 1940 年 10 月 24 日, の数ヶ月前のことであった。Lyons には Weiss の親友 Jean Perrin も避難してきていた。Weiss の死因は癌であった。行年 76 才。

以上で Weiss の生涯とその仕事の概観をおわる。つぎに, Weiss の分子場の仕事を, その前駆をなす Curie, Langevin の仕事をも含めて, かれら自身の論文⁴²⁶⁾に即しつつ, やや詳しく紹介してみたい。

Pierre Curie の「種々の温度における物体の磁氣的性質」⁴²⁶⁾の研究は, 1891 年ごろから開始され, パリ大学理学部に博士論文として 1895 年に提出された。⁴³⁴⁾ Curie 36 才のときであった。

Pierre Curie は 1859 年, パリで生まれた。父 Eugène (ユージェーン, ウージェーヌ) は 2 代にわたる医師であった。Eugène によれば Curie 家はアルザスの出で新教徒であった。Eugène は共和主義的な政治信念をもった理想主義者であり, 反宗教的であったから, Pierre にも, その兄の Jacques にも洗礼を受けさせず, また, どの宗教にも入らせなかった。Pierre は, 小学校にも中学校にも通わず, 家庭で個人教育を受け, 16 才で大学理学部入学資格試験に合格, 大学の物理学修了認可の受験準備のために大学の学業を始め, ソルボンヌ (パリ大学) で講義をきき, 演習にも参加した。17 才で大学の物理学科を卒業, 1878 年, 19 才のときにパリ大学理学でデュサンの助手に任命され, 学生の物理実験の世話をした。この地位に 5 年間とどまったのち, 1883 年にパリ市立物理化学学校の実習主任に任命され, 学位取得の 1895 年, かれのためにこの物理化学学校に開設された講座の教授となった。放射線の研究によって, 1903 年のノーベル物理学賞を, Becquerel および妻 Marie とともに受けた。1904 年, かれのためにパリ大学理学部に創設された講座の教授に任命された。1905 年アカデミー会員にえらばれた。1906 年不慮の死をとげた。⁵³⁰⁾

「種々の温度における物体の磁氣的性質」の研究に先立って, Pierre Curie は, 兄 Jacques Curie とともに圧電気現象を発見し (1880), さらに兄 Jacques と別れて物理化学学校の実習主任となつてのち, 結晶の対称性に関する研究 (1884-1895) をおこなっている。渡辺慧の言葉を借りれば, 「キュリーの対称性の研究は, 物理的なことばで語られた『群論』の研究であ」った。これらの結晶に関する重要な研究によって, 1895 年, Curie 兄弟はプランテ賞を受けた。Pierre Curie はまた, 非周期的精密天秤に関する深い研究 (1889-1891) をおこない, キュリー型天秤を発明・製作している。⁵³¹⁾

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

Pierre Curie の磁性研究以前に, たとえば常磁性の研究では, Wiedemann (1865) による硫酸第一鉄, 塩化第一鉄, 塩化第二鉄, 硫酸ニッケル, 硝酸コバルト, フェリシアン化カリウムの各水溶液 ($15^{\circ}\sim 80^{\circ}\text{C}$), Plessner (1890) による過塩化鉄, 硫酸マンガン, 硫酸ニッケル, 硝酸コバルトの各水溶液, および固体の硫酸マンガン, 硫酸コバルト, 硫酸ニッケル ($10^{\circ}\sim 60^{\circ}\text{C}$) の研究があった。⁵³²⁾ また, 強磁性体に関しては, Hopkinson の鉄およびニッケルの磁気変態点 (Fe : 約 770°C , Ni : 約 340°C) までの研究があった。Hopkinson の用いた磁場は $2\sim 40$ ガウスであった。⁵³³⁾

Curie は $25\sim 1350$ ガウスの磁場を用い, 室温から 1375°C までの温度範囲で研究した。⁵³⁴⁾ Curie の実験方法は, 物体を一様でない磁場中におき, 磁気的作用の合力を吊り線のねじれを用いて測定するものであった。直径 0.15 cm 有効長 22.4 cm または直径 0.20 mm 有効長 18.1 cm の焼入れをした白金線を用いたねじり秤は, 好条件のもとでは 5×10^{-4} ダインあるいは 2×10^{-3} ダインの力が測定でき, 1300°C においても 10^{-2} mg 重 (10^{-2} ダイン) の精度で高温炉中の物体に作用する力を測定することができた。⁵³⁵⁾ Curie は 2 つの同じ電磁石を, 一方の N 極と他方の S 極とを向かい合わせて, 中心軸が互いにある角度をなすように同一水平面上におき, この水平面と電磁石配置の鉛直対称面との交線 (これを x 軸とする) 上の一点 O に物体をおくことによって, y 方向を向いた一様でない磁場 H_y をえた (対称性から, 磁場は x 軸上で y 方向を向く。) 単位質量あたりの磁化の強さを I , 物体の質量を M とするとき, 物体にはたらく力は x 方向に $f = MI dH_y/dx$ である (対称性から, x 軸上で力は x 方向にはたらく)。反磁性体や弱磁性体 (*les corps faiblement magnétiques*) では, 比磁化率を K として, $I = KH_y$ より $f = MKH_y dH_y/dx$ となるので, $H_y dH_y/dx$ が最大値をとる点を O にえらんだ。物体を入れたアンプルを磁器製の小さな炉の中に入れておき, この炉ごと電磁石の磁極の間に物体をおいて, 電流で加熱した。炉内のアンプルの所の温度を Le Chaterier の熱電対で測定した。⁵³⁶⁾

Curie がいろいろな温度で研究した物質は, 反磁性体では, 水, 岩塩, 塩化カリウム, 硝酸カリウム, 硫酸カリウム, 石英, 硫黄, セレン, テルル, 沃素, 燐, アンチモン, ビスマス, (他に, 常温でだけ臭素, 不完全な予備実験的なものとして水銀) であり, 弱磁性体では, 酸素 (および空気), 硫酸第一鉄, パラジウムであり, 強磁性体では, 軟鉄, 鑄鉄, ニッケル, 磁鉄鉱であった。⁵³⁷⁾

Curie は序論で, 自分の実験から分ったことは, 反磁性体の性質と常磁性体の性質との間にはまったく関連がなく, 磁性の原因と反磁性の原因はまったく別物だということであり, 他方強磁性体の性質と弱磁性体の性質との間には密接な関連があつて, 強磁性体は加熱されると次

本多の磁気理論とわが国における Weiss 理論の受容の過程 VII 第に弱磁性体に変化するということである、と述べている。また、温度と磁場の関数としての磁化の振舞いは、温度と圧力の関数としての流体の密度の振舞いに似ていると指摘している。⁵³⁸⁾

反磁性体の磁化率は、アンチモンとビスマスを除いて、ほぼ温度によらず一定であった。ビスマスの磁化率の絶対値は、室温 20℃と融点 273℃との間で温度上昇とともに直線的に減少し、融点での融解によって 1/25 に急落した。アンチモンは加熱によって同素変態がおこって構造が変化するために、室温での磁化率の絶対値は、加熱後室温にもどして測定すると、加熱前の測定値より増大していた。ひとつの加熱過程では、温度上昇とともに磁化率の絶対値は減少した。⁵³⁹⁾

弱磁性体である酸素の比磁化率 K は、20℃と 450℃との間で、 T を絶対温度 ($273+t$) として、 $10^6 K_t = 33700/T$ によってよくあらわされた。⁵⁴⁰⁾ $\log T$ の関数として $\log K$ をプロットすると、勾配 -1 の直線となって、この温度範囲で酸素の比磁化率が絶対温度に反比例して変化することがはっきり示された。⁵⁴²⁾

純粋な Pd の比磁化率は、20℃から 1370℃までの温度範囲で、 $K = 0.00152/T$ によってよく表わされた。高温での磁化率の減少の仕方は、この反比例の法則が示すよりも、もう少し急のようであったが、しかし、この反比例の法則が 1350℃にもわたる広い温度範囲で、近似的にはあてはまっていたことは、きわめて注目すべきことだと Curie には思われた。不純物としてかなりの量の鉄を含む不純な Pd 試料では、室温での比磁化率は純 Pd とほとんど同じであったが、温度上昇にともなう磁化率の減少はずっと少なく、反比例の法則は成立たなかった。⁵⁴³⁾

Curie 以前に、Wiedemann (1865) は磁性塩溶液の磁化率の変化率はすべての塩で同じであって、その変化率の絶対値は気体の膨張率にほぼ等しいことを見出しており、Plessner (1890) の実験もそのことを再確認していた。つまり、磁性塩溶液の磁化率は室温近くの温度 t で $K_t = K_0(1 - \alpha t)$ とあらわされ、 α の値は 0.00325 (Wiedemann) ないし 0.00355 (Plessner) であることが見出されていた。Curie は磁化率の変化率が気体の膨張率に近い ($1/273 = 0.00366$) 事実は偶然ではなく、むしろ自然法則のあらわれであると考えた。そして、そのように仮定すれば、任意の温度での気体の膨張率は絶対温度の逆数であるから、同様に磁化率の変化率は $(dK_t/dt)/K_t = -\alpha = -1/T$ ⁵⁴⁴⁾ となるはずであり、これがすべての温度で正しければ $K_t = A/T$ が導かれるはずである。ここで A は塩の性質による定数である、 α の値と気体の膨張率の値が近いということがまったく偶然でないならば、これが Wiedemann 氏の発見からの論理的帰結である、と主張した。磁化率に関する Curie の法則はこのようにして提示されたのである。⁵⁴⁵⁾ 同様の関係式が酸素に対して成立つことを、この前の節で、Curie は

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

すでに確かめていた。⁵⁴²⁾ Curie はこの見地から, Wiedemann や Plessner の実験データの見直しをおこない, また自身も硫酸第一鉄水溶液の磁性の測定を, Wiedemann や Plessner よりやや広い温度範囲, 室温 (12°C) から 108°C まで, おこなった。Wiedemann の, および Curie 自身の硫酸第一鉄水溶液, Plessner の固体硫酸マンガン, 固体硫酸コバルト, では反比例の法則が成立していることが確かめられた。Plessner の硫酸コバルト水溶液では, 磁化率が温度 t と共に直線的に変化するのではなくて下に凸であること, 積 KT は 44°C と 61°C の間ではほぼ一定とみなしうるが, 室温 (8.9°C) での積 KT の値より 2.6% 程度低いという顕著な差がみられ, それは Plessner のおこなった水溶液の水, 容器のガラス, 温度計の水銀だめの水銀に対する反磁性の補正をより適切なものにしても, 反比例の法則との一致を得られそうにはないこと, が示された。Plessner の固体硫酸ニッケルでも, 磁化率は温度上昇と共に, 反比例の法則が示すより急激に低下した。⁵⁴⁶⁾

Curie は弱磁性に関する研究を次のようにまとめた。弱磁性体の磁化率は磁場の強さにはよらないが, 温度変化の点からみると, もっとも多くの場合, 比磁化率は絶対温度に反比例して変化する; これは少なくとも第 1 近似として, 酸素, パラジウム, 溶液中または乾燥状態での磁性塩について正しい; と。⁵⁴⁷⁾

Wiedemann や Plessner によって実験的に見出された, 磁性塩の磁化率は温度上昇と共に直線的に減少するという実験的關係式の背後に, 反比例の法則がひそんでいることを見抜くためには, 鋭い理論的洞察が必要であったが, その洞察は, 酸素の磁化率の測定, そこでは酸素における反比例の法則の成立が実験的に見出された, に大いに助けられたと考えられる。

Curie の磁性研究の中心をなすものは, 鉄の磁性としての ferromagnetism であった。このことは, この論文に占める鉄の部分の頁数の多さからもうかがい知ることができる。和訳本⁴²⁶⁾におけるこの論文の実体部分は 3 頁から 94 頁にわたる 91 頁であるが, そのうち序論の 4 頁, 実験方法を詳述する 17.5 頁, 結論の 8 頁を除く残り 61.5 頁のうち, 反磁性体が 14 頁を, 弱磁性体が 14.5 頁を, 強磁性体が 33 頁を占め, 強磁性体中, 軟鉄が 29 頁を, 鑄鉄が 1 頁を, ニッケルと磁鉄鉱があわせて 3 頁を占めている。軟鉄のために使われた頁数は, 反磁性体をあわせたものを上まわっている。

Ferromagnetism, すなわち, 鉄の磁性ならびに強磁性に関する Curie の研究は, 磁気変態点の上下にわたる, はじめての本格的な強磁性研究であった。

Curie は室温から 1360°C までの範囲で, 磁場を 25 ガウスから 1350 ガウスまで変化させて, 鉄の研究をおこなった。実験は, 長さ約 1 cm の非常に細い鉄線を用い, その中点を O 点におき, 長さ方向を磁場方向 (y 方向) に一致させておこなった。弱磁性体では磁化はつねに

磁場に平行であるが、鉄線の場合、磁化は鉄線方向に向こうとする傾向があり、測定の際の微小な角度のふれのために鉄線が磁場とある角度をなし、そのことによって余分の偶力を生ずる。みかけの磁化から、この余分の偶力による部分を取りさる補正をしなければならない。また、測定の際微小な位置の変化があるが、弱磁性体の場合、比磁化率 K が磁場にはよらず一定で、物体の平均の位置を $H dH / dx$ が最大になるようなところにえらんでおけば、微小な位置変化の範囲内で、物体に作用する力は一定であった。しかし、鉄の場合は K が H によって変化するので、微小な位置変化にともなう磁場の変化と力の変化があり、このことによる補正を磁場と磁化に対しておこなう必要がある。また、磁化にともなう反磁場の補正を磁場に対しておこなう必要があるが、Curie は鉄線の両端を紙やすりで削って細くし、だいたい楕円体の形にして、反磁場の補正をおこなった。⁵⁴⁸⁾ Curie は、このような補正をおこなってえた結果（温度・磁場に対する磁化）を、7 種類の試料について報告している。⁵⁴⁹⁾ これら 7 種類の試料は、質量のごく小さなきわめて細いものが強磁性温度領域での測定に、それよりやや太いものが磁気変態点近傍の磁気変態をはさむ温度領域での測定に、もう少し太いものが磁気変態温度からそれよりずっと高温までの温度領域での測定に、さらにかなり太いものが磁気変態温度よりずっと高温の温度領域での測定に、用いられた。

Curie は、強磁性状態において得られた結果を、2 通りのやり方で整理した。すなわち、

1. 各温度ごとに、磁場の関数として磁化を与える磁化曲線をえがくこと、
2. それぞれの磁場のもとで、温度に対して磁化をプロットすること、である。

Curie の磁化曲線についての結果は、つぎのようにまとめることができた。磁化曲線は 3 つの部分に分けられる。すなわち、磁化が急に立上る（つまり、磁化率の大きな）磁場の小さなはじめの部分（この部分では、各温度での磁化曲線はほとんど分離せずに重なり合っており、磁場が大きくなってゆくと、各温度での磁化曲線が、順次互いに分離しはじめる。このことから、温度が 0 K に近づくときの、磁化曲線の極限曲線を想定することができる）、磁化の強さが磁場によらずほぼ一定である最後の部分、およびこの両者を結びつける部分である。⁵⁵⁰⁾

Curie はこのような形で、磁壁の移動によって磁化が成長する領域、磁気モーメントの回転によって磁化が成長する領域、および磁化の飽和領域を、はっきり区別して認識したのである。

756 °C 以上の温度では、磁化曲線は原点を通る直線となった。これは、鉄の磁化率がこれらの温度では各温度ごとに磁場によらない一定値をもつということであり、鉄が温度上昇とともに、強磁性状態から次第に磁化率一定の弱磁性状態に移行することを示すものであった。反磁性・常磁性・強磁性間の相互関係（ないし相互無関係）に関する Curie の前述の認識（Curie が序論中で述べた）は、このようなことから得られたのである。

勝木 渥，永井寛之，斎藤方成

それぞれの磁場のもとの、磁化の温度依存性を示す曲線は、磁気変態点近傍ではいろいろの磁場のもとのものが密集して重なりあい、温度が磁気変態温度から遠のくとともに、低磁場における磁化の値と高磁場におけるそれとの差が顕著になって、曲線は互いに分離しはじめた。そして、その様子は、磁化の温度変化の極限曲線が磁場の強い極限では存在するであろう、と想定させるものであった。⁵⁵¹⁾

Curie はこのような形で、技術磁化における強磁場の極限の場合として、つまり飽和磁化として、単一磁区内の磁化（の温度変化）に相当するものを直観的にさぐりあてたのであった。しかし、Curie はそれを単一磁区内における自発磁化としては把握しえず、強磁場の極限のこととして把握したから、Curie の極限曲線は、磁気変態温度で磁化が消失する自発磁化曲線とはちがい、磁気変態点をこえて高温側に尾をひくものであった。理論と結びつくはずのものは自発磁化であった。それは単一磁区にかかわるものであったから、それを実験的にみるためには単一磁区を実現するための強い磁場を必要とし、他方それは、理論的には、磁場ゼロの場合の現象であった。実験的には強磁場の極限における理論的には磁場ゼロの現象という一見矛盾したことの中に、現象の本質はかくされていた。このことが明白に意識され、概念上の混乱が克服され、履歴現象や複雑な温度の効果⁵⁵²⁾ などさまざまな錯綜する技術磁化の諸現象の中から本質的な現象がとりたてて認識されるようになるためには、何よりもそれを可能にする理論の確立が必要だったのであり、それにはWeiss をまたねばならなかったのである。

鉄の磁気変態に関して、Curie は次のように明言している。⁵⁵³⁾ 「曲線を検査してみると、鉄が変態するはっきりした温度は存在しないことがわかる。一般的な様子では、温度が上ると磁化の強さははじめはゆっくりと、それから次第に速く減少する。そして 740° か 750° の付近で磁性の減少の速度は最大となり、そして曲線は変曲点をもつ。したがってきわめて慣用的な鉄の磁気変態点という言葉はややあいまいな意味をもっている。したがって私はこの言葉に各曲線の変曲点の平均温度を意味させることが便利であると思う。」 鉄の磁気変態についての Curie のこのような考え方は、本多の考え方⁵⁵⁴⁾ と、強磁性状態から弱磁性状態への変化をはっきり決まった転移点はない徐々に起る変化とみなすという点において、大変よく似ている。というより、Curie の考え方のこの部分がWeiss よりは本多に受けつがれている、というべきであろう。のちに Weiss は Kamerlingh Onnes と共に、自発強磁性消失の温度を Curie 点と命名する⁵⁵⁵⁾ が、このときわざわざ脚註をつけて、このような命名が Curie の考え — 場の関数としての変態温度 — と矛盾するものではないと述べる必要があった。⁵⁵⁶⁾

Weiss はこう述べたけれども、しかし、磁気変態温度に関する Curie の考えと Weiss の考えとの間には、思考の枠組や本質的概念の明白で意識的な認識という面で、はっきりしたちがい

本多の磁気理論とわが国における Weiss 理論の受容の過程 VII がある。Curie 点は自発磁化消失の温度であって、本来 Weiss のものである。それは決して Curie の場合のゼロ磁場（の極限）における磁気変態点ではない。⁵⁵⁷⁾ その意味では、Curie 点ないし Curie 温度はむしろ Weiss 点ないし Weiss 温度とよばれるのがふさわしい。ただし、このような呼び方が Weiss 自身の意に添うものではなかろうことはすでに述べた。

鉄の弱磁性温度領域における結果を Curie は「770° 以上の温度での結果の報告」との小見出しのもとで報告している。⁵⁵⁹⁾ 760°C 以上での磁化率は、磁場によらず、各温度ごとに一定であった。Curie は 1000 ガウスの磁場のもとでの磁化—温度曲線に拠って議論を展開した。760°C 以上では、この磁化の値は磁化率の値（の 1000 倍）でもあった。この磁化の値は 750°C から 950°C の間でかなり急激に減少した。はじめの数度の温度上昇で半減し、ついで 20° ないし 30° の温度上昇でさらに半減する。950°C から 1280°C の間での磁化率はほとんど一定で、温度上昇にともない多少減少する。約 1280°C で磁化率は突然約 1.5 倍に上昇し、以後再び 1280°C から 1365°C までの間で温度上昇にともなって減少する。軟鉄では 860°C 付近にもう 1 つの特異性が示された。それは、この温度付近で磁化率の温度変化の割合の変化にやや異常（磁化率の減少の割合が 860°C 以下でのその外挿よりも 860°C 以上のそれがやや急になる）がみられ、750°C から 860°C にいたる磁化—温度曲線のスムーズな延長上に 1280°C から 1365°C までの曲線があるようであった。

このことから Curie は次のような結論を引き出した。鉄が 750°C から 860°C までの間で示す現象は、すべての強磁性体とその磁気変態点近傍の（磁気変態点より高い）温度で示す現象と同じであり、鉄は 860°C までは他の強磁性体と同様に正常に振舞う。約 860°C で鉄は別の同素体への変態を始め、この変態は 920°C で完了する。そして、この状態に 1280°C までとどまり、1280°C で再びもとの状態にもどる。Curie は脚注をつけて、1894 年 4 月 20 日のフランス物理学会の会議で Le Chatelier（ル・シャトリエ）が、750°C における磁気変態と 860°C における様子の変化がそれぞれ Osmond（オスモン）の A_2 変態と A_3 変態に対応し、1280°C での変態は Ball が注意したその存在が争われていた約 1300°C での性質変化に対応する、とコメントしたことを付言している。⁵⁶⁰⁾

現在の知識からすれば、磁化率の突然上昇する 1280°C が r - δ 変態点（1388°C）に対応し、温度上昇と共に磁化率が急激に減少する状態が終ってゆるやかな減少の状態に移る 920°C が α - r 変態点（909°C）に対応する。860°C での様子の変化は α 相の中に r 相が生じはじめることにでも帰せられるのであろうか。

Curie は、鉄は 860°C までは 745°C の正常な磁気変態点をも含めてすべての強磁性体と同様な振舞いをし、925°C と 1280°C との間では酸素やパラジウムのような弱磁性体と比較し

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

うる物体となる。そして Curie の実験結果は 860°C 以上で (920°C までの間で) 鉄が新しい同素体の状態 (β 鉄) になると仮定する Osmond の理論に有利である, と結論した。⁵⁶¹⁾

このことから分るように, Curie の鉄の磁性の研究は金属組織学における磁気分析の応用 (それはのちに本多によって大々的に展開されることになる) の嚆矢でもあった。

鑄鉄試料では 850°C から 1267°C までの間で反比例の法則が成り立ち, 比磁化率が, $K = 0.0385/T$ であらわされ, この温度領域で鑄鉄は弱磁性体と同一視しえた。ニッケルの磁気変態点は 340°C 近傍にあり (Curie 点は 358°C), 磁気変態点以下での性質はすでに Hopkinson がくわしく研究していた⁵³³⁾ ので, Curie は 373°C から 890°C までの温度範囲で研究した。磁化率は磁場の強さにはよらずにそれぞれの温度で一定であり, 温度上昇とともに急激に減少した。磁鉄鉱 (マグネタイト) の磁気変態点は約 535°C であり (Curie 点は 587°C), Curie は磁気変態点直上の 540°C から融解点 (1377°C) 直下の 1375°C までの温度範囲で磁鉄鉱の磁性をしらべた。 850°C と 1360°C との間で反比例の法則が成立ち, 磁鉄鉱の比磁化率は, $K = 0.0280/T$ であらわされた。⁵⁶²⁾

これらのことから, Curie は, 強磁性体の比磁化率に対して温度が変態点より十分高くなった極限で成立つ極限法則が, 絶対温度への反比例の法則であろうと結論した。⁵³⁶⁾

さらに Curie の結論の中で注目すべきことは, 温度と磁場との関数としての磁性体の磁化の強さの振舞いと, 温度と圧力との関数としての流体の密度の振舞いとの間の類似性の指摘である。⁵⁶⁴⁾ 弱磁性体または変態点より十分高温での強磁性体に対して, A を定数として成立つ $I = AH/T$ の関係と, 液化温度より十分高温での流体に対して, $1/R$ を定数として成立つ $D = (1/R)p/T$ の関係とを比較し, 磁場が変化するさいの磁化率一定の法則が Mariotte の法則 (Boyle の法則) に, 磁化率の絶対温度への反比例の法則が Gay-Lussac の法則 (Charles の法則) に対応するとした。また, 強磁性体の磁気変態点付近の温度での一定磁場中での磁化の強さの温度に対する振舞いと, 臨界温度近傍での一定圧力下での流体の密度の温度に対する振舞いとの類似を, 鉄の実験から決めた種々の磁場のもとでの $I-T$ 曲線と, Amagat (アマガー) の炭酸 (ガス, 二酸化炭素) に対する種々の圧力下での密度-温度曲線とを比較することによって, 示した。Curie は圧力が低い場合ほど温度の低下にともなう流体密度の増大が大きいこと, そして臨界圧力以下では液化の現象がおこることに注目し, 磁場の弱い場合ほど温度の低下にともなう磁化の増大が大きいことに着目して, 磁場が十分弱ければ磁化の増加がまったく急激になるのかどうか, 磁氣的現象にも臨界点や臨界定数が存在するのかどうか, が問題だと述べている。そしてさらに, 「より一般的な見地からみると, 鉄で 745° での, 磁鉄鉱で 530° での, 等々の磁気変態は, 流体の場合に冷却中ついにある温度になるとい

つも生じる急激な収縮（液化のこと）が必然的であるように、すべての磁性体がそれぞれきまった温度で生じる必然的な現象であると考えられる」と述べている。これを磁場ゼロの極限における磁化の存否についての問題提起とそれへの肯定的解答、すなわち、自発磁化と Curie 点とを予感したもの、とみることもできよう。事実 Curie はさらに語をつづけて、「分子論的見地から見ると、流体についての仮説の類推から、磁気粒子の磁化の強さがかなり大きくなり粒子間での相互作用が生じ得るほどになる時に磁化の強さの急激な増大が起るということができよう」と、協力現象の存在の予見ともみられるようなことを述べているのである。同時に、異なる現象間の類推の重要性を誇張すべきではない、類推の成立たない特徴的事実の存在にも目をつぶるべきではないとして、温度一定のもとでの $I-H$ 曲線と $D-p$ 曲線との間の類似が成立たないことにも言及している。⁵⁶⁵⁾

ともあれ、Curie のこの大作の中には、近代的物性論のさまざまな原石が、ここかしこにごろごろころがっている、ということができようであろう。

Curie が、常磁性体における磁化率の温度に対する振舞いを、Wiedemann や Plessner による温度上昇とともに直線的に減少するとの認識をこえて、絶対温度に反比例する Curie 則として認識したとき、そして Curie 則をも含めての強磁性体・弱磁性体の磁化の振舞いと、流体の密度の振舞いととの類似性を指摘したとき、Curie のつつましい留保にもかかわらず、Curie は、物質の振舞いを支配する何か統一的な、少なくとも流体における法則と形式的に類似した、法則の存在を示唆したのであった。それはまた、磁性現象が理論的研究の対象たりうることを示唆するとともに、磁性現象を理論的研究の対象として取上げるときの手がかりがどこにあるかを示すものであった。

Curie のこの研究は 20 世紀の物性物理学の序曲であった。かつて中島健蔵がその著『昭和時代』を大正末期の関東大震災から説き起したように、⁵⁶⁶⁾ 20 世紀物性物理学史は、少なくとも 19 世紀末の Curie のこの仕事までさかのぼって、そこから書き起されるべきであろう。

この Curie の磁性体の実験的大研究と当時の電子論とを結びつけて、物性理論としての磁性体論の最初のひな型を創ったのが、1905 年の Langevin ⁵⁶⁷⁾ であった。

19 世紀の末、電子の存在をつきとめてゆく 2 つの流れがあった。ひとつは陰極線の研究であった。陰極線は負の電荷を帯びた粒子の流れなのか、それともエーテルの振動であるのか。粒子説に立つ J. J. Thomson が、電場・磁場中での陰極線の曲がりから陰極線粒子の質量電荷比 m/e と速度 v を求め、 m/e が放電管内の残留気体の性質にも電極に用いた金属の種類にもよらず一定で水素イオンのその 1,000 分の 1 程度であることを見出し、 m/e が小さいのは m が小さいか e が大きいかのどちらかであるが、大気圧の空気中での陰極線粒子の平均自由

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

行路の程度とみなせる距離が空気分子の平均自由行路より桁ちがいに大きいことから、 m はふつうの分子の質量よりはるかに小さいものであると結論し、元素を超えてすべての物質に共通な、原子よりはるかに小さい負の荷電粒子 — 電子の存在をつきとめたのは、1897 年のことであった。⁵⁶⁹⁾ もうひとつは、Zeeman 効果の研究であった。電磁石の極の間においた炎の中で食塩から出てくる D 線が磁場をかけない場合より広がっていること (Zeeman 効果) を Zeeman が見出したのは、1896 年のことであった。⁵⁷⁰⁾ かれは、線の広がりや偏光等の現象を Lerentz の電気理論 (電子論) ⁵⁷³⁾ に基いて解析し、この現象が光振動の周期に及ぼす特有の磁気作用によるものであること、および、光の振動を生ぜしめる運動するイオンの比電荷 e/m が 10^7 CGS 電磁単位の程度のものであることを結論した。(ちなみに比電荷のこの値は水素イオンのその 1000 倍の程度である。)

電子がすべての物質中に遍在することが認識されたとき、電子は、電場および磁場の所在地たるエーテルと、エーテルが伝達する電磁氣的擾乱の源でもあり受け手でもある物質との間を結ぶ不可欠の鎖となった。分子を運動する電子の系と考え、相互作用のもとで動力学的なつりあいの状態にあるものとするとは、静電現象の説明に有効であった。伝導電流を、導体が電解質の場合には物質原子に結合した電子の移動として、導体が金属の場合には物質原子と結合していない電子の移動として、研究することが可能であろうと考えられることから、金属理論の将来の発展が期待された。しかし、磁性と反磁性の現象の解明は困難であった。原子内で閉軌道を描いて運動する電子を Ampère の分子電流とみなし、それが外場の作用のもとで方向を変えて誘導磁化を生ずるであろうとしたり、Weber が考えたように外場をかけたとき電磁誘導によって反磁性的に振舞うであろうと着想することは Langevin 以前にもあった。しかし、その着想を追う試みからは有益な結果は得られなかった。Voigt ⁵⁷⁵⁾ と Thomson ⁵⁷⁶⁾ は独立に、弱められずに運動する電子の仮説は磁性あるいは反磁性の恒常的な現象を何ら表わすことができない、との結論に達した。Thomson は、何らかの原因で電子の運動が速度に比例して弱められるなら常磁性を与える、と結論した。Voigt は、自転する電子が運動中たえず衝突によって妨害されている ⁵⁷⁷⁾ とすると、衝突直後、平均において過剰の位置エネルギーをもつか運動エネルギーをもつかによって、常磁性あるいは反磁性が与えられると結論した。

Langevin は、特に Voigt の、この結論に批判的であった。それは、それが常磁性と反磁性というまったく異った現象を同一の原因に帰しており、また Curie が確立した実験的法則、すなわち、磁化率が弱磁性においては絶対温度に反比例し反磁性においては温度に無関係であるということ、に何らの説明も与えないからであった。Curie の実験に立脚して Langevin は常磁性と反磁性とがまったく異なるものであることを示すような理論、そして、常磁性体におい

では絶対温度に反比例する磁化率を、反磁性体においては温度に依らない磁化率を、与える理論こそが必要だと考えた。そして、電子論の立場に立って、Ampère の分子電流の着想、Weber の電磁誘導による反磁性的振舞いの着想を正確に意味づけ、それに基づいて常磁性と反磁性を説明しようと試みたのである。

Langevin は分子の内部で閉軌道を描いて運動する電子を思い浮かべ、これが遠方に生ずる磁場という点からみれば、これはその軌道に沿って流れる閉電流と同一視できることに注意する。ではその閉電流の電流の強さはどれほどであろうか。それを見出すために、かれはまず点 O を速度 v で通過する電荷 e の粒子が遠方につくる磁場について考察し（この磁場の空間的対称性が回転する円柱のそれにひとしいことを、Langevin は Curie の論文⁵⁷⁹⁾ を引用しながらコメントしている）、それが点 O に粒子の進行方向におかれた長さ δs 、電流の強さ i 、ただし、 $i \delta s = e v$ 、なる電流要素のつくる磁場にひとしいことを示し、さらにこのことから出発して、点 O を通る閉軌道を描く電荷 e の粒子が軌道の大きさに比べてずっと遠い場所 R につくる磁場 H （これは粒子の軌道上の位置によって多少変化する）の任意の方向への射影 H_z の平均 $\overline{H_z}$ が、その方向に垂直な面上に射影された粒子の軌道の平均の面積速度 $\overline{A}$ と結びつけられて $\overline{H_z} = 2 e \overline{A} / R^3$ で与えられること、 S を射影された軌道の面積、 τ をその回転の周期とすると、 $\overline{A} = S / \tau$ であるので、 $\overline{H_z} = 2 e S / \tau R^3$ となること、を示した。 e / τ はこの閉軌道を描く荷電粒子と同等な分子電流の電流の強さに相当する。そしてこの分子電流は、遠方にどのような磁場を生ずるかという点に関しては、軌道面に垂直な、 $M = e S / \tau = e \overline{A}$ なるモーメントをもつ素磁石と同等なのである。⁵⁸⁰⁾ 分子内の各電子の運動にはそれぞれの分子電流が対応し、遠方での平均磁場という点からみれば、分子は各分子電流に対応する素磁石の磁気モーメントのベクトル和にひとしい合成磁気モーメントをもつ磁石と同等である。この合成モーメントは、分子内部の対称性のために、遠方の平均磁場という点からみれば、各分子電流が相互に打消しあって零になる場合もあるが、しかしこのことは、分子の大きさ程度の距離に複雑な電磁場を分子がつくることと両立しないものではない。Langevin は、この、分子が近距離につくる、複雑な電磁場が凝集作用および近接分子の相互の配向に重要であり、結晶の構造の決定に影響しているであろうと示唆している。⁵⁸¹⁾

さて、反磁性は物質の普遍的な性質であるが、それが実際に認められるのは、磁氣的に中性な、つまり合成磁気モーメントが零の、同種分子より成る系においてのみである。合成モーメントが零でない場合にも反磁性はあるのだが、分子の配向より生ずる常磁性が反磁性をおおいかくすのである。常磁性があらわれるのは分子の合成磁気モーメントが零でない場合であるがそのためには分子は合成磁気モーメントの存在と両立する対称性をもっていなければならない。

Curieの着想によると, それは回転する円柱の対称性をもつ場合である。この対称性より高い対称性をもつ分子は純粹に反磁性的であり(反磁性的でしかありえず), 逆に, 回転する円柱の対称群の部分群であるような対称性をもつ分子は常磁性的でありうる。⁵⁸²⁾ このようにして Langevin は常磁性と反磁性との間にある質的な差異を明白に説明した。実験的に求められた常磁性定数は反磁性定数よりはるかに大きくて, 常磁性が可能であればそれは完全に反磁性をおおいかくすが, 常磁性の存在の可能性は回転する円柱の対称性の有無によっており, その回転する円柱の対称性は存在するか存在しないかのどちらかであるから, 常磁性と反磁性との間の転移は存在しないのである。⁵⁸⁶⁾

ついで Langevin は分子の全体運動 — 並進あるいは回転 — を考察するが, そのとき, 「分子は電氣的に中性であるから, 分子の構成は少くとも正負2種の電子を含んでいる。電荷の質量に対する比 e/m は両種の電子についてそれぞれ異なるであろう」⁵⁸⁷⁾ とコメントしている。Langevin の抱いている分子(あるいは原子)のイメージは, Rutherford-Bohr 以後のわれわれのものとは, 当然のことながらちがっていた。

さて, 反磁性を論ずるために, Langevin は, あらゆる方向に一様に向いた同種分子より成る等方媒質の体積要素をとり, この要素の磁気モーメントに電子がどのような効果を与えるかを考察する。エーテル内に一定方向の軸をもつ座標系をとり, その原点をつねに電子の集合の重心に一致せしめる。このことから電子の座標 x, y, z の全電子にわたる和は0となり($\sum x = \sum y = \sum z = 0$), また, 等方性の仮定から電子の2つの座標の積の全電子にわたる和も0となる($\sum xy = \sum yz = \sum zx = 0$)。各分子の重心の座標 a, b, c についても考えている体積要素内での分子の一樣分布より分子全体にわたる和について, $\sum a = \sum b = \sum c = \sum ab = \sum bc = \sum ca = 0$ が成立つ。ある電子とそれが属する分子の重心との距離 ρ の各成分 $\xi = x - a, \eta = y - b, \zeta = z - c$ の分子内電子すべてにわたる和についても, $\sum \xi = \sum \eta = \sum \zeta = \sum \xi \eta = \sum \eta \zeta = \sum \zeta \xi = 0$ の関係がある。⁵⁸⁸⁾ さらに Langevin は

$$\sum \xi^2 = \sum \eta^2 = \sum \zeta^2 = I/2 = n \bar{r}^2/2 \quad ^{589)}$$

とおく。ここで n は分子内電子の数で, $\bar{r}^2$ は分子の重心を通る軸に関する, 分子の平均的な形状での, 電子の集合の回転半径の2乗である。軌道上の電子の, 分子の重心に対する面積速度の z 成分は

$$A_z = (\xi \dot{\eta} - \eta \dot{\xi})/2$$

であり, この方向のその分子全体の磁気モーメントは,

$$M_z = \sum e A_z = e \sum (\dot{\xi} \eta - \eta \dot{\xi}) / 2$$

である。この磁気モーメントの時間的变化は

$$\dot{M}_z = e \sum (\dot{\xi} \ddot{\eta} - \ddot{\eta} \dot{\xi}) / 2$$

であるが、 $\ddot{\xi}$, $\ddot{\eta}$ は電子の運動方程式によって外部電場および磁場と結びつけられる（ほかに分子内でうける力があるが、それは外場とは無関係なので、外場による磁気モーメントの変化を問題にするときは、結局はあらわれてこない）。その外部電場および磁場は、空間的にゆるやかにしか変化しないとして、座標原点のまわりの Taylor 級数に展開して 1 次の項までをとり、電磁場の方程式 $(\nabla \times \mathbf{E})_z = -\partial H_z / \partial t$ および $\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$ を用いて $\dot{M}_z$ の表式中の電場部分を磁場であらわすことによって、結局、外場による分子の磁気モーメントの時間変化として

$$\dot{M}_z = -(e^2 / 4m) d(H_z I) / dt$$

を得るが、これを $H_z = 0$ なる時刻から場が H になる時刻まで時間 t で積分することによって、外場による分子の磁気モーメントの変化（分子は球対称であって、外場をかける前は磁気モーメントをもたなかったのであるから、これは磁気モーメントの発生でもある） $\Delta M_z = -(e^2 / 4m) H I$ を得る。1 個の電子の軌道運動に対応する 1 個の分子電流の磁気モーメントの変化は平均において

$$\Delta M = -H e^2 \overline{r^2} / 4m$$

となる。⁵⁹⁰⁾ 単位体積に同種の電子が N 個ふくまれているとすると、反磁性磁化率へのこれからの寄与は

$$N e^2 \overline{r^2} / 4m = \rho (e/m)^2 \overline{r^2} / 4$$

である。ただし、ここで $\rho = Nm$ は単位体積あたりの電子密度である。この式は (e/m) の 2 乗の因子をふくみ、 e/m は負の電子、つまり陰極微粒子の場合は、正の電子の場合より千倍も大きいから、反磁性発生に本質的役割を演ずるのはあらゆる物質中に存在する負の電子であることがわかる、と Langevin は結論する。⁵⁹¹⁾

Langevin は、スペクトル線は分子内部の状態を反映したものだ、と考える。スペクトル線は温度に関して不変である。このことは、熱現象に対応する全体のゆっくりした動揺は分子内部の状態を変化させないことを意味する。反磁性の発生には分子中に存在するすべての電子が

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

関与しているはずであるが、スペクトル線の不変性が示すように分子内の運動はまったく温度によらないから、反磁性の定数は温度によってはまったく変化しないはずである。これは Curie の実験結果と一致する。例外として固体ビスマスの反磁性定数は上るとほとんど直線的に減少するが、これはビスマスには自由電子が存在していて反磁性に関与しており、温度が自由電子の数・速度・自由行路を変化させるためであろうと Langevin は述べている。⁵⁹²⁾

つづいて Langevin は、反磁性磁化率から電子の軌道の大きさを評価する。軌道を円であるとし、その平均 2 乗半径を r_1 とすれば、 $\overline{r^2} = r_1^2/3$ であり、⁵⁹³⁾ これから負の電子による反磁性磁化率は、 $\rho(e/m)^2 r_1^2/12$ となる。水の場合を考えると、その反磁性定数は、 0.8×10^{-6} であり、負の電子は分子の一部を構成するだけであるからその密度 ρ は 1 より小さく負の電子の質量の水素原子の質量に対する比 $1/2000$ よりは多分大きい。他方、 $e/m = 1.8 \times 10^7$ であることが知られている。これから $2 \times 10^{-10} < r_1 < 10^{-8}$ がえられる。分子の半径は 10^{-8} cm より少し大きいことが知られているから、これは平均半径 r_1 の軌道を含むことができる。電子軌道の半径は分子の大きさより小さくなくてはならないが、たしかにそうになっている。そして、反磁性効果が小さいのは、電子軌道の平均半径 r_1 が、小さいためなのである。⁵⁹⁴⁾

Langevin はこのようにして、反磁性を分子論（電子論）的見地から、うまく統一的に説明することができた。

Langevin よりはるか以前に、Weber は反磁性の説明のために抵抗ゼロの閉回路の存在を仮定する理論を提出していたが、Langevin は、ここで調べてきた分子電流が Weber の回路とどのような関係にあるかをしらべ、自己誘導に関する考察から、Langevin の分子電流＝電子の軌道運動において、電子の質量を完全に電磁的なものだとするとき、それは Weber の回路に対応することを示した。そしてこのことから、反磁性に関する Weber の理論が質量の電磁的本性を内包するものとなっていたことに注意を喚起した。⁵⁵⁵⁾

ついで Langevin は、Zeeman 効果は反磁性のひとつの側面であるとの見解を提出する。電子が半径 r の円軌道上を角速度 ω で、中心力 $f(r)$ で引かれながら運動しているとする。磁場がない場合、引力と遠心力とのつりあいから、 $f(r) = m\omega^2 r$ がえられる。軌道面に垂直な磁場 H をかけたとき、半径の変化を Δr 、角速度の変化を $\Delta\omega$ とすると、

$$f(r + \Delta r) = m(\omega + \Delta\omega)^2(r + \Delta r) + He\omega r$$

の関係が成立つ。ここで、 $He\omega r = Hev$ は磁場中の電子の運動によって生じた中心力で、場は分子電流の磁気モーメントと同じ方向を正にとってある。他方、面積速度 A は $\omega r^2/2$ で、

これは分子電流の磁気モーメントに比例しており ($M = eA$), 磁場 H による分子電流の磁気モーメントの変化は, 反磁性のところでしたらべたように, $\Delta M = -H e^2 \bar{r}^2 / 4m$ だから, $\Delta A = \Delta(\omega r^2 / 2) = -H e \bar{r}^2 / 4m$ であり, これと前式とから $[f'(r) + 3m\omega^2] \Delta r = 0$ が得られる。ただし, $f(r + \Delta r)$ を r のまわりに Taylor 展開して 1 次の項まで残した。これから, 力が距離の 3 乗に反比例する引力でないかぎり,⁵⁹⁶⁾

$$\Delta r = 0, \quad \Delta \omega = -H e / 2m$$

が導かれる。つまり, 電子の軌道運動の角速度 (これはスペクトルの角振動数にひとしい) は軌道面に垂直な磁場をかけることによって, 磁場の向きが分子電流のモーメントの向きと同じか逆かによって, $\pm H e / 2m$ だけ変化する (つまり, スペクトルの角振動数がこれだけ変化する) のである。反磁性は物質に普遍的な性質であって, 常磁性体においても, 常磁性によっておおいかくされているとはいえ, 存在する。Zeeman 効果は反磁性のひとつの側面であって反磁性と同じく物質に普遍的な性質である。Zeeman 効果の普遍性は反磁性の普遍性の間接的な証明である。鉄は一般に強い磁性をもつが, その反磁性は鉄のいくつかの輝線が Zeeman 効果を示すという事実から証明される。⁵⁹⁷⁾ これが Langevin の Zeeman 効果に対する見解であった。

常磁性が生ずるためには分子間の相互作用が不可欠である, と Langevin はのべる。零でない合成モーメントをもつ分子は磁場によって全体的な運動エネルギーが変化するが, そのことによっては何ら初発の常磁性は生じない。運動エネルギーの変化によって熱的なつりあいが乱され, その後の衝突によりすべての方向の平均エネルギーを均等にするような再分配が行われて常磁性的な磁化があらわれるのである。再分配の結果, 最小位置エネルギーの方向, すなわち, 分子磁石が外部磁場に平行になる方向が特別の方向になることを, Langevin は気体運動論によって示すのである。運動エネルギーの再分配に要する時間は Maxwell の緩和時間程度の時間で, 緩和時間とは, 気体の場合, 平衡状態からの局所的な乱れが分子間の衝突によって消失するのに必要な時間で 10^{-10} 秒の程度である。たのため, 常磁性の発生は事実上瞬間的である。⁵⁹⁸⁾

常磁性体に対する Curie の法則を Langevin はまず熱力学的に導出する。その準備のために, 磁気エネルギーなる章をもうけて, 磁場の発生にともなう分子電流のエネルギーの授受や磁石や回路から成る系の相互の運動あるいは電流の通・断による磁場変化のさいのエネルギーの授受等について考察し,⁵⁹⁹⁾ 結局, 電子の慣性が完全に電磁氣的なものだとすると, 分子電流は, 磁氣的作用の面からは, 変形はしないが可動で抵抗はゼロの自己誘導のきわめて大きな

回路として振舞う, と結論する。そして, 第1近似において, 分子を同種の回路の剛体的な集合体だとみなす。⁶⁰⁰⁾ 分子は有限の合成磁気モーメントをもつことももたないこともあるとする。前者が磁性体の分子に対応し, 後者が反磁性体の分子に対応する。

さて, Langevin による Curie 則の熱力学的導出は, 次のとおりであった。一定の大きさ μ の磁気モーメントをもつ分子⁶⁰¹⁾ より成る気体弱磁性体 (たとえば酸素) が一様な磁場 H のもとにあるとする。分子の磁気モーメントが磁場となす角を α とすれば, 分子の磁場に関する位置エネルギーは, $-\mu H \cos \alpha$ である。分子の, 磁場の中での位置エネルギーの増加は, はじめは分子の回転運動のエネルギーから得られる。それは, 気体分子の重力のもとでの位置エネルギーが分子の上昇時の運動エネルギーから得られるのに似ている。⁶⁰²⁾ すると, 回転運動と並進運動との間でエネルギー分配が不均等になって熱平衡がやぶれ, 分子の衝突の各瞬間にエネルギーの再分配が行われ, それによる常磁性分極 dM があらわれる。そのさいの磁気エネルギー $-H dM$ は熱運動のエネルギーからえられるが, 媒質の温度を一定に保つためには, (磁気エネルギーとして失われた熱運動のエネルギーを補うために) 外から $-H dM$ のエネルギー (熱) を供給しなくてはならない。これに熱力学の原理を適用する。磁場 H のもとでの, 所与の一定量の物質の磁化 M は H と温度 T の関数であり, 可逆変化 dH, dT の間における H に依存する熱量部分は

$$dQ = H \left(\frac{\partial M}{\partial H} dH + \frac{\partial M}{\partial T} dT \right)$$

であり,⁶⁰³⁾ dQ/T の完全微分性から

$$H \left(\frac{\partial M}{\partial H} \right) + T \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right) = 0$$

が得られるが,⁶⁰⁴⁾ この偏微分方程式の一般積分は, $M = f(H/T)$ である。⁶⁰⁵⁾ 特に, 磁化の初めに (磁場が小さくて) 磁化率が (磁場にはよらず) 同じ温度では一定とみなせる場合には, $M = k(T)H$ であるが, $M = f(H/T)$ の形になるためには, $k \propto 1/T$ でなければならない。⁶⁰⁶⁾ こうして Curie 則がえられる。⁶⁰⁷⁾

磁化 M が一般に H/T の関数になることを熱力学は示したけれども, その具体的な関数形を熱力学は与えない。その関数形を決めるために, Langevin は気体運動論に基く議論を展開した。磁場中の分子磁石が $-\mu H \cos \alpha$ の位置エネルギーをもつように, 重力中の気体分子は高さによる位置エネルギーをもつ。したがって, 磁場中での分子磁石の方向分布についての議論を, 重力中での分子の高度分布についての議論を手本にして, 展開できるはずだ。後者の議論はすでに Boltzmann によって展開されている。それによれば, 平衡状態での分布は位置エネ

エネルギーが一番低いところに分子が最も多く存在するようになされる。それは、1 分子の位置エネルギーの差が W であるような点での気体分子の密度の比が、 $\exp(W/rT)$ であるような分布である。ここで T は絶対温度、 r は 1 分子あたりの気体定数で、気体運動論によれば、 rT は並進運動の平均エネルギーの $2/3$ 倍、すなわち並進運動の 1 自由度に対応するエネルギーの 2 倍である。ここで Langevin は特に酸素分子に言及して、酸素分子は比熱比の値が示すように回転運動は 2 つの自由度をもち、この各自由度に $rT/2$ 、したがって回転全体には rT に等しい平均運動エネルギーに対応する、とのべている。Langevin にとっては Boltzmann 分布の指数の分母 rT は、現在われわれが Gibbs 流の統計力学の上に理解しているような温度一般ではなくて、考えている問題に固有の特定な運動エネルギーに対応するものであった。

Langevin は、重力のもとでの気体の平衡分布との類推から、磁場中での分子磁石の種々の方向への分配は位置エネルギー $-\mu H \cos \alpha$ と熱運動のエネルギー rT との影響のもとでのつりあいによって決定されるとし、各方向の単位立体角あたりの密度が $\exp(\mu H \cos \alpha / rT)$ に比例するとした。以下、 $\mu H / rT = a$ とおいて単位体積あたり磁化 I が、 N を単位体積あたりの分子数とし、 $I = \mu N (\coth a - 1/a)$ で与えられること、 $a \ll 1$ のときに $I = \mu N a / 3 = (\mu^2 N / 3 rT) H$ 、したがって磁化率が $k = \mu^2 N / 3 rT$ となること等が、われわれに周知のやり方で、導かれている。⁶⁰⁸⁾ なお Langevin がここで、鉄の磁化曲線にみられる変曲点が Langevin 関数（もちろん Langevin 自身はこのようには呼んでいない）であらわされる a - I 曲線にはみられないが、それは分子間の相互作用がないとしたためである、とコメントしていること⁶⁰⁹⁾ に注意しておきたい。上記のようにして気体運動論によって Curie 則 $k = \mu^2 N / 3 rT$ を導いたあとで Langevin は、この結果が、酸素のような分子の回転エネルギーが温度の関数として分っている気体だけでなく、他の弱磁性媒質に対しても、回転エネルギーが絶対温度に比例しさえしていれば成立つ、ただし係数 r の修正が必要だが、と指摘している。⁶¹⁰⁾ このことから明らかなように、Langevin にとって rT は分子磁石の回転運動のエネルギーであった。

Langevin はまた、飽和磁化 $I_0 = \mu N$ を上にえた Curie 則の式と結びつけて、現実には達成しえない常磁性気体の飽和磁化 I_0 を求める式として、 $k = I_0^2 / 3p$ を与えている。ここで p は磁化率 k が測定されるとき常磁性気体の圧力で、 $p = NrT$ である。この式と、Curie による酸素の標準状態での磁化率の値とから、Langevin は標準状態での気体酸素の単位体積の飽和磁化を $I_0 = 0.65$ と求め、密度がこれの 500 倍以上になる液体酸素では $I_0 > 325$ という、鉄にくらべてそう小さくない値⁶¹¹⁾ がえられることを指摘した。そして、電磁石の極の間で液体の橋をつくるほど強い液体酸素の磁性はこのことから説明できる、と付言している。

Langevin の時代にすでに液体酸素のこのような磁気現象が知られていたらしい。

ついで Langevin は、通常の実験条件のもとでの a の大きさを求めるために $a = I_0 H / N r T$ とかきなおし、 $N r T = p$ に標準状態での値 10^6 (dyne/cm²) を入れて、 $a = 0.65 \times 10^{-6} H$ を得た。そして、1 万ガウスの磁場でも $a \leq 0.01$ であって磁化曲線のごく初めの部分にあること、磁化曲線が曲りはじめる $a = 1$ に達するためには 100 万ガウス以上の場合が必要であること、に注意し、分子間の相互作用が問題にならない弱磁性体では外場をかけても磁化はごくわずかで飽和にはほど遠いのに、同じ外場のもとで強磁性体がほとんど飽和磁化に達するのは分子間に相互作用があるためであると、強磁性体における分子間相互作用の重要性を指摘し、この見地から、Curie の弱磁性・強磁性間の転移と気体・液体間の転移との類推を正当なものであると結論した。⁶¹²⁾

さらに Langevin は、酸素分子の磁気モーメント μ が、空気分子の半径として知られている 1.5×10^{-8} cm の半径の円軌道を引力を受けて運動する 1 個の電子、その電荷は電気分解における水素原子の電荷にひとしい、によるとして、軌道上の電子の速度を次のようにして 2×10^8 cm/s と算出した。すなわち、 $\mu = e v r / 2$ より、 $I_0 = \mu N = N e v r / 2$ なる式を与え、 e は水素原子の電荷、 $N e$ はその電気分解に必要な電荷で標準状態では、 $N e = 1.22 \times 10^{10}$ esu $= 0.4$ emu⁶¹³⁾、上式にこの値とさきにえた $I_0 = 0.65$ 、および仮定した半径 $r = 1.5 \times 10^{-8}$ を入れて、 $v = 2 \times 10^8$ を得る。Langevin は、こうしてえたこの速度は別の方面で知られている分子中の電子の速度⁶¹⁴⁾ とよく合っており、また陰極線微粒子がそれと同じ絶対値の正電荷から引力をうけて距離 r のところをまわっているときの速度とも大体一致するとのべて、後者に対して (向心力) = (クーロン力) としてえた

$$v^2 = e^2 / m r = 3.4 \times 1.8 \times 10^7 \times 3 / 1.5 \times 10^{-8} \text{ }^{615)} = 10^{16}$$

と比較している。⁶¹⁶⁾ これらの議論から明らかなように、ここでも (反磁性における場合と同様に) Langevin は常磁性現象から原子ないし分子の構造についての知見を得ようとしているのである。(もちろん、ここで Langevin が中心においた正電荷のまわりを円運動する電子の速度を算出したからといって、Langevin が有核原子模型を思い描いているわけでは決してない。)

このように、酸素分子の合成磁気モーメントがただ 1 つの電子の分子電流によって生ずると考えたときにえられる電子の速度は、つじつまのあったものであった。このことは、酸素分子の合成磁気モーメントが 1 つの電子の分子電流によって生じうるのだ、ということを示唆していた。Langevin はこの事に注目し、酸素や鉄のような磁性分子においては、分子内のこの電

子以外の電子による分子電流は反磁性体におけると同様互いに打消しあい、1 個または数個の電子が他の電子とはっきり区別されて、これらだけが磁性の発生にあずかるのだ、との見解をはっきり表明した。これは磁性原子またはイオンにおける不対電子の役割の重要性の初めての指摘であった。さらに Langevin は、この電子が分子を構成する系の周辺部に存在していて化学作用にも関与しているかも知れない（この場合、その電子数は原子価数にひとしい）、と示唆し、物理的・化学的な分子の結合状態が常磁性に大きな影響をもつのはこのことから説明されるところとした。⁶¹⁷⁾

さらに、常磁性気体の磁化にともなう温度変化を次のようにして算出した。常磁性を生ずるエネルギーの再分配の過程で、分子の運動エネルギーから“磁気系”に供給されるエネルギーは $-\int H dM$ であるから、分子の運動エネルギーは単位体積あたり $\int H dI = kH^2/2$ だけ増加する。これによって気体の温度は上る。体積一定のもとでの磁化にともなう温度上昇 ΔT は、定積比熱を c として、 $c\Delta T = kH^2/2$ で与えられるが、このエネルギーは、分子電流をつくる電子の位置エネルギーと運動エネルギーから、分子の運動エネルギーへ供給されたものである。Langevin は、標準状態 1 cm^3 の酸素に対して、CGS 単位での $c \simeq 10^{-4}$ 、 $k = 1.43 \times 10^{-7}$ を用いて、 $\Delta T = 0.8 \times 10^{-11} H^2$ を得、これから体積一定のもとで 1 万ガウスの磁場をかけたときの酸素の温度変化は約 $1/1000$ 度にすぎないことを指摘し、また密度の大きい磁気媒質では分子相互作用が影響するから、この ΔT の値には修正が必要だと捕足した。⁶¹⁸⁾

Langevin の「磁性と電子論」の論文の内容はほぼ以上のようなものである。

分子論的な立場からの磁性の説明の成功には 2 重の意味があった。それは、磁性の側からみれば、複雑な磁気現象が分子論的な立場から整理・分析・解明されたということであり、分子論の側からみれば、分子論が複雑な磁気現象の整理・分析・解明に成功し、そのことによって分子論の信憑性を高めたということであった。

さて、いよいよ Weiss の分子場の論文を詳しく見ていくことにしよう。

Weiss の分子場の論文は Langevin の論文を引用することから始まっている。磁気モーメントをもつ分子が、その方向をそろえようとする外場と、もとの混乱状態にもどそうとする熱運動およびそれにともなう衝突との間のある種のつりあいの結果、磁化の強さが場 H を絶対温度 T に比例する熱運動の活力でわったものの関数となり、 $a = \mu H / rT$ として、 $I / I_0 = \coth a - 1/a$ の関係があることを Langevin が見出したことを、まず Weiss は述べる。上式中の rT は分子の各自由度に対応する活力の 2 倍であると、Weiss は Langevin にならって、ことわっている。（ただし、Langevin は「運動エネルギー」という言葉を用いているが、We-

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

iss はその代りに「活力」という言葉を用いている。⁶¹⁹⁾ Langevin にふれたあとで Weiss は Curie の仕事, とくに Curie が磁性体の $I(H, T)$ 曲線と流体の $D(p, T)$ 曲線 (D は密度) との類似性, 常磁性状態の気体状態への, 強磁性状態の液体状態への類似性に着目したことに言及し, そのことと Langevin が強磁性における分子間相互作用の重要性を指摘したことを強調して, 分子場の論文の導入部としている。⁶²⁰⁾ Weiss の分子場の論文は, まさに Curie, Langevin の仕事の延長上にあるのである。

Weiss は強磁性に重要な分子間相互作用を分子場として導入する。それは, 各分子が周囲にある分子の集合から, 磁化の強さに比例し磁化と同じ向きを向いた一様な磁場 NI の作用と同等な作用を受ける, とするものであった。この分子場が, Weiss 自身の仕事の流れの上からはピロタイト結晶の研究からえた構造磁場 (それはいわば逆立ちしていた) を正立させたものであることはすでに述べた。Curie による流体と磁性体との類似性の指摘を念頭におきつつ, Weiss は分子場 NI と van der Waals の内部圧力との類似にも言及して, 分子場 NI を外場につけ加えると常磁性の法則を用いて強磁性体の大きな磁化を説明できることは, 内部圧力を外圧につけ加えると気体の圧縮性を主張しつつ液体の大きな密度を説明できることと似ていると述べている。⁶²¹⁾ そして, 外場がないときでも, $a = \mu H / rT$ の H を NI でおきかえることによってえられる直線 $I = arT / \mu H$ と曲線 $I / I_0 = \coth a - 1/a$ との交点を求めることによって, $I = 0$, $a = 0$ に対応する不安定な解のほかに, 自発磁化の存在に対応する解がえられることを示した。⁶²²⁾

われわれにとって今や不思議でも何でもない自発磁化の存在は, 当時としてはきわめて異様なものと思えたらしい。Weiss は自発磁化がえられることを示したあとで, 「場が零の場合にも有限な磁化が得られるというかなり意外なこの考え方を, 外部場がかなりの役割を果たしている強磁性の実験事実と調和させなければならないだろう」とつけ加えている。⁶²³⁾ そしてまたこの自発磁化は温度 T における飽和磁化の強さとよばれているものともひとしくない⁶²⁴⁾ とこわっている。

ついで Weiss は, 直線が原点で曲線に接するときの温度として, 自発強磁性の失われる温度 θ を $\theta = \mu N I_0 / 3r$ と得た。これを用いて $I = arT / \mu N$ の式を $(T/\theta) = (3/a)(I/I_0)$ と書きなおし, 磁化の強さの温度変化の法則は (I/I_0) を (T/θ) に対してプロットするとすべての強磁性体で同一になるという対応状態の法則を提出した。 (I/I_0) 対 (T/θ) のグラフを描いてみると, それまでに知られていた実験曲線と明らかによく似ていたが, 低温での変化が計算値の方が早すぎるという点でちがっていた。Weiss はこのちがいを, これまでの実験が弱い場でしか行われておらず, そのため飽和が達せられたのは θ 付近の温度だけであって,

低温ではまだ飽和以前の段階にあったであろうことに帰した。Weiss は、Curie が鉄の常温での磁化を 1300 ガウスのもとで 1700 と得たが、のちの du Bois と Taylor Jones の実験では鉄の磁化が 1 万～1.5 万ガウスの間で増加しつづけ、1.5 万ガウスで 1850 に達することを見出したことに注意し、Curie の実験では常温の鉄は飽和磁化には達していなかったであろうことを示唆した。⁶²⁵⁾ ここで用いられている飽和とか飽和以前とかの言葉は、結晶全体が単一磁区とみなせるような状態になっているかいないかを意味する、と考えてよいであろう。

磁化の温度変化の法則（対応状態の法則）の実験的検証のために、Weiss は磁鉄鉱に 8300 ガウスの磁場をかけて実験をおこなった。磁鉄鉱は以前の研究で 500 ガウスではっきり飽和することが分っていたから、それよりはるかに強い 8300 ガウスの場をかけることにしたのである。ここで用いた Weiss の測定方法は次のような新しいやり方であった。楕円体の形に削った強磁性体を、振り秤の弾性線を用いて、電磁石のつくる水平な場の中につるす。（電磁石は鉛直軸のまわりに回転できるようになっている。）こうして強磁性体は磁石が及ぼす偶力を測定する。 N_1 、 N_2 をそれぞれ楕円体の水平方向の主軸 x 軸、 y 軸に対する反磁場係数の主値とし、電磁石のつくる磁場が x 軸となす角を α 、磁化が x 軸となす角を φ とすると、強磁性体の体積を V として、偶力 C は $C = V I H \sin(\alpha - \varphi)$ で与えられる。外場と反磁場との合成場の方向と磁化の方向とは一致するから、それぞれの x 成分の比と y 成分の比とを等しいとおいて、

$$(H \cos \alpha - N_1 I \cos \varphi) / \cos \varphi = (H \sin \alpha - N_2 I \sin \varphi) / \sin \varphi$$

となり、これから

$$C = V (N_2 - N_1) I^2 \sin \varphi \cos \varphi$$

がえられるが、これは $\varphi = 45^\circ$ のとき最大値 $C = V (N_2 - N_1) I^2 / 2$ を得る。つまり C は I^2 に比例する。 I^2 の相対値を知るためには、電磁石を回転させてふれが最大（つまり C が最大）になるようにして、そのふれを読めばよい。こうやって Weiss はドライ・アイス温度 (-79°C) から強磁性の消失する温度 (587°C) までの測定をおこない、強磁性消失温度の理論値と実験値とが一致するように、また常温での測定値が理論曲線の上にあるように、横軸・縦軸の目盛りをつけることによって、測定値が非常によく $(I/I_0) - (T/\theta)$ の理論曲線の上にあることを示したのである。⁶²⁶⁾ Weiss の分子場理論の重要な帰結の一つである磁化の温度変化の法則（対応状態の法則）は磁鉄鉱によって検証されたのであった。⁶²⁷⁾

さらに Weiss は、以前構造磁場を導入することによって説明したピロタイトの磁気－結晶的

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

現象を, 分子場によって説明しなおす。かつて Weiss は, ピロタイトは磁気面 (xy 面) 内で強磁性的であって, x 方向を磁化容易方向にとったとき, y 方向には結晶構造より生ずる反磁場 $nI = 7300$ ガウスが作用しているとし, 磁気面に垂直な z 方向では常磁性的である, としたが, ここではその言い方をあらためて, 同じことを z 方向にも結晶構造によるはるかに大きな反磁場 $n'I = 15$ 万ガウスが作用していると表現したいという。そして, ピロタイトに対して異方的な分子場, つまり分子場の x, y, z 方向の成分が磁化のそれぞれの成分とそれぞれ異った比例定数 N_1, N_2, N_3 ($N_1 > N_2 > N_3$) の積 $N_1 I_x, N_2 I_y, N_3 I_z$ で与えられる, を仮定した。外場をかけたとき, 磁化の方向が分子場と外場とを合成した方向と一致することから

$$(H_x + N_1 I_x) / I_x = (H_y + N_2 I_y) / I_y = (H_z + N_3 I_z) / I_z$$

がえられるが, I と H とが xy 面内にあるとし, x 軸に対する場の方向を α , 磁化の方向を φ とすれば

$$HI \sin(\alpha - \varphi) - (N_1 - N_2) I^2 \sin \varphi \cos \varphi = 0$$

がえられる。ここで $(N_1 - N_2) I = nI = 7300$ ガウスとおくと, 以前ピロタイトの xy 面内での磁性の実験的性質を要約した式に一致する。 xy 面内と xz 面内での性質のちがいは定数の大きさのちがいによる。つまり後者に対しては $(N_1 - N_3) I = n'I = 15$ 万ガウス。こうしてピロタイトの磁気-結晶的性質は異方的な分子場によって説明することができる。磁気-結晶的性質の研究から知りうるのは分子場の主値の差である。自発強磁性消失温度 θ 付近での磁气的性質を同時に考察することによって分子場自体の値 $N_1 I$ が得られる。Weiss はこのように, ピロタイトにおいては異方性の効果をも分子場の中にとり入れて, 異方的な分子場を想定したのであった。⁶²⁸⁾

ついで Weiss は技術磁化の問題に論を進める。分子場の仮定から得られる奇妙な帰結, 自発磁化を, 実際の実験で観測される技術磁化とどのように調和させるかが, Weiss にとっての 1 つの大きな課題であった。訳本⁴²³⁾にして 29 頁分にわたる分子場の論文中, その 40% あまり 12 頁分がこの技術磁化の議論にあてられている。⁶²⁹⁾ その議論の要点は次のようなものであった。まず鉄の要素的微結晶にもピロタイト結晶に似た性質 — ある磁化容易方向をもち外場 0 のもとでは磁化はその方向を向いている — を付与する。各要素的微結晶の保磁力を H_c とする。そして媒質がいろいろな方向を向いた要素的微結晶からなるとして媒質の磁化曲線を算出し, それがよく技術磁化の実験的諸特性のいくつかを再現することを示そうとするのである。場が弱い場合には, 各微結晶の磁化はすべてそれぞれの容易方向を向いているとみなしてよか

ろう。強磁性体が外場 0 のもとで磁氣的に中性の状態にあるとき、各微結晶の磁化ベクトルの集合は 1 つの球面上に一様に分布しているであろう。磁場 H をある方向にかけたとき、 H 方向を軸として頂角 φ が $\cos \varphi = H_c/H$ で与えられる円錐中に含まれていて初め負の方向を向いていた微結晶、つまりその磁化方向と H 方向とのなす角が π と $\pi - \varphi$ との間にある微結晶、の磁化がすべて反転して、合成磁化密度は

$$J = I^2 \sin^2 \varphi / 2 = I \{ 1 - (H_c/H)^2 \} / 2$$

となる。⁶³⁰⁾ ここで I はすべての微結晶の磁化容易方向が同じ方向であったとしたときの磁化の強さである。ついで磁場を $\pm H$ の間で往復させたときの磁化のふるまいを考察する。中立状態から出発する代りに、はじめ場の強さが $-\infty$ であってすべての微結晶が容易軸の負方向に磁化していたとする初期状態（このとき $J = -I/2$ である⁶³¹⁾）から出発し、場の強さを $-\infty$ から正の値に増大させるときの磁化曲線を考える。 $H < H_c$ である間は磁化は $-I/2$ のままであり、 $H = H_c$ になると磁化が上方に向かい、磁場 $+\infty$ の極限で磁化は $I/2$ に漸近する。⁶³²⁾

この磁化曲線と原点に関して対称な曲線を作れば、それが磁場が $+\infty$ から出発して $-\infty$ にいたるときの磁化曲線となる。磁場が $\pm H$ 間を往復する場合の磁化曲線は、この $\pm \infty$ 間の極限磁化曲線上の磁場 $\pm H$ に対応する点を通る 2 本の水平線と、極限磁化曲線を一方は上方に他方は下方に平行移動して極限磁化曲線の $\pm I/2$ の水平線を上記の水平線に重ねることによってえられる曲線とによって、ほぼ求められる。このようにして強磁性体に特徴的な磁化曲線の履歴ループがえられるのである。さらに Weiss は、各微結晶における磁化容易方向からの磁化のふれをも考慮に入れた、磁化曲線に対するよりよい近似の表式を得、それにもとづく履歴的磁化曲線の計算結果をグラフに描いて、それを Ewing による実験の曲線と比べ、前者が後者の特性をきわめてよく再現していることを示した。そのほか、Weiss は実験的にえられている磁化曲線の繁雑なと思えるほどのさまざまな様相について、分子場の見地からの検討を加えている。

Weiss が技術磁化の問題に関して展開した議論は、要するに、分子場の仮定および媒質が要素的微結晶より成るとの仮定によって、強磁性体の実験的磁化曲線のさまざまなふるまいがよく説明できる、ということであった。Weiss は分子場の概念と同時に磁区概念を導入した、とよくいわれるが、Weiss の導入した磁区概念とはこの要素的微結晶のことである。したがって、Weiss には磁壁の概念はない。磁化容易方向を種々の方向に向けた要素的微結晶という Weiss の考えは、磁軸を種々の方向に向けた分子磁石という Weber の考え⁶³³⁾ にきわめてよく似ている。しかし、両者の間には重要な相違点がある。Weber の分子磁石にはなくて、Weiss の微結晶にはあるもの、それは保磁力である。Weiss の要素的微結晶の考えのエッセンス

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

は、その微結晶が顕著な磁化容易方向をもち、かつその方向にある保磁力をもって磁化されている、ということにあった。そのような考えを Weiss が抱きうるためにはピロタイトの磁性の研究の蓄積が不可欠であった。Weiss にピロタイトの研究がなく、したがってこのような要素的微結晶を着想しえなかったとしたら、たとえ Curie-Langevin の仕事の延長上に分子場を着想しえたとしても、そのもたらす自発磁化という奇妙きてれつな帰結を現実の磁化現象と結びつけるすべを見出しえず、その着想を捨てざるをえなかったであろう。この分子場の着想自体が、ピロタイトの研究でえた構造磁場の概念を逆立ちさせたものであることについては、すでに述べた。Curie-Langevin の仕事の延長上に分子場を着想し、ついでに磁区を着想して新しい強磁性理論を創ることは、今日の目からは誰にでも思いつくことのできそうなコロンブスの卵のように見える。しかし、それを着想しえたのは、現実の歴史においては Weiss であったし、ありえたかも知れない別の歴史においても、おそらく Weiss 以外にはありえなかったであろう。Curie-Langevin の仕事をそのような方向に延長しうる者は、ピロタイトの磁性現象の背後にある実体的構想をイメージしえた者だけであり、まさに Weissこそが、そして Weiss だけが、その後者であったからである。

最後に Weiss は自発磁化消失温度以上での鉄の性質を考察する。⁶³⁴⁾ $a = \mu H / r T$ の H を $(H_e + NI)$ でおきかえ (H_e は外場), $\theta = \mu N I_0 / 3r$ を考慮すれば

$$T / \theta = 3 I / a I_0 + 3 H_e / a N I_0$$

を得る。これを $I / I_0 = \coth a - 1/a$ と結合すれば、補助変数 a を媒介として、外場 H_e に対応する T / θ と I / I_0 との関係が得られる。 a が小さいときには $a = 3 I / I_0$ であるからこれを上式に入れて、Curie-Weiss 則

$$T / \theta - 1 = H_e / N I$$

を Weiss は得た。⁶³⁵⁾ この結果について Weiss は、温度 T と自発強磁性消失温度 θ との差 $T - \theta$ は磁化の強さ I に反比例するとのべ、⁶³⁶⁾ それを Curie の論文から引用した θ 付近の温度での種々の外場に対する鉄の磁化の温度変化のグラフと比較して、温度 θ 付近の現象に関する実験が理論を確認しているとのべている。⁶³⁸⁾

Weiss は Curie の磁気研究が明らかにした鉄の諸状態を次のように要約した。すなわち、鉄は自発強磁性状態 (α 状態) から外場によってひき起された強磁性の状態 (β 状態) に移る。Ni などではこの2つの状態しか存在しない。Curie は広い温度範囲にわたって鉄の磁性を研究したから、別のもう2つの状態をその磁氣的性質から再発見した。その第1が Osmond の

本多の磁気理論とわが国における Weiss 理論の受容の過程 VII
 γ 鉄, その第 2 は Ball による δ 鉄とでも呼ぶべき状態⁶³⁹⁾ である。Weiss は Curie の研究にもとづいて, 自発強磁性消失温度以上での比磁化率 (単位質量あたりの磁化率) を温度に対してプロットした図をかかげ, 鉄の状態変化が比磁化率の広い温度にわたる振舞いの中に一目瞭然となっていることを示した。

Weiss は, 鉄の状態変化の背後にある分子レベルの様相, つまり分子が何原子から成るかを, 各状態における Curie 定数を手がかりにして推しはかろうとした。まず α 鉄。本来常磁性体に関するものである Curie 定数を強磁性体に対しても導くことができるであろうか。常磁性体に対する Langevin の式は a および I が小さいとき $I = I_0 a / 3 = I_0 \mu H / 3 r T$ となるが, 1 cm^3 あたりの分子数 M を分子と分母にかけ, $M \mu = I_2$, $M r T = p$ (p は物体が気体であると想像したときの圧力。 $M r T = p v$, $v = 1$) を用いて, 磁化率 $k = I / H = I_0^2 / 3 p$, あるいは密度を D として, 比磁化率 $\chi = I_0^2 / 3 p D$ を得る。わざわざ物体を気体であると考えたときの圧力などを導入してこのような議論の展開はわれわれにはいささかまだるこしく感ぜられる。しかし, Langevin の常磁性理論は本来常磁性理想気体に関するものだったから, その拡張をはかる場合, まず気体としての議論から始める必要がある, と Weiss には感じられたのであろう。それにアボガドロ数の値もまだ得られてはいなかった。現在のわれわれにとってはアボガドロ数の値は既知であるから, 磁化率の測定によって Curie 定数を知れば, それからアボガドロ数 (や分子量・密度) を用いて分子レベルの情報 (有効分子磁気モーメントあるいは有効磁子数) をひき出すことができる。しかし Weiss にとってアボガドロ数の値は未知であった。この状況のもとで実験的にえられた Curie 定数の値から分子レベルの情報をいかにしてひき出すか。それに必要な表式を Weiss は得ようとしているのである。では, 物体が気体であると想像してえた比磁化率の式 $\chi = I_0^2 / 3 p D$ を固体に拡張するにはどうすればよいか。われわれはアボガドロ数 L を知っているから, p , D などは用いずに, 分子量を m として, $\chi = L \mu^2 / 3 r m T$ を得る。しかし, L が未知, しこがって r も μ も未知で, $M \mu = \mu L D / m = I_0$ は実験から知りうるとしたときの, 使い物になる役に立つ式はどのようにしたら得られるであろうか。Weiss がいま得ようとしているのは, このような使い物になる式なのである。さて, 問題の固体のある温度での 1 cm^3 あたりの分子数を M とする。前記の χ の表式においてあらわれた, この固体を “気体であると想像したときの圧力” p とは, $p = M r T$ であるような量であった。擬似的な圧力という観念によって, 単位体積あたりの分子数を表式のうちにとりこんだわけである。他方, 任意の理想気体 (たとえば空気) の, 上と同じ温度での, 標準圧力 p_0 のもとでの 1 cm^3 あたりの分子数を M_0 とすると, $p_0 = M_0 r T$ であるから, χ に対する表式として, $\chi = (I_0^2 / 3 p_0 D) \cdot (M_0 / M)$ が得られる。⁶⁴⁰⁾ 問題の固体の 1 分子が原子量 a の固体原子 n

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

個より成るとすれば, 標準状態 (0°C , $1\text{ 気圧}=p_0$) での空気の密度を δ として

$$C = \chi T = (I_0/D)^2 (273/3p_0) (n\alpha\delta/28.8)$$

を得る。⁶⁴¹⁾ ここで I_0/D として du Bois と Taylor Jones の常温での実験値から得られる値 $I_0/D = 270$ ⁶⁴²⁾ を用いて, Weiss は $C = 0.01646n$ を得た。⁶⁴³⁾ α 鉄の C に対するこの表式に n が含まれているわけは, われわれの慣れている表式 " $C = N\mu^2/3k$ " (記号は慣用的なものであって, これまでここで踏襲してきた Weiss のものとは異なる) における N が n に反比例し, μ が n に比例することを考えれば, すぐに理解できよう。 C の, したがって n の, 確定した値は α 鉄では得られない。つぎに β 鉄。自発強磁性消失温度 θ より少し高い温度では, 外場 H_e が分子場の不足分をおぎなう場合に強磁性的性質があらわれる, つまり β 状態とは外場によってひき起された強磁性状態である, と Weiss は考える。 β 状態での比磁化率 χ' は分子場が存在しない場合の比磁化率 χ よりも大きい。 χ と χ' との関係は

$$T/C = 1/\chi = D(H_e + NI)/I = 1/\chi' + DN$$

で与えられる。⁶⁴⁴⁾ ところで θ は磁化率が $k(\theta) = 1/N$ となる温度である ⁶⁴⁵⁾ から $CND = \theta$ の関係があり, ⁶⁴⁶⁾ これから $C = \chi'(T - \theta)$ が得られる。⁶⁴⁷⁾ Weiss は Curie の実験にもとづいて 820°C での比磁化率 $\chi' = 513 \times 10^{-6}$ を得, これから $C = 0.0164 \times 2$ を得た。⁶⁴⁸⁾ つまり β 鉄では磁化率の測定値から C の確定値を得ることができた。 α 鉄の場合, 磁化測定から $C = 0.01646n$ をえたのであるが, β 鉄では $C = 0.0164 \times 2$ が得られた。鉄の原子の磁気モーメントが α 鉄でも β 鉄でも同じだとすれば, β 鉄の分子は 2 原子から成ると結論できる。 α 鉄の分子も 2 原子から成ると推論してよいであろう。 α 鉄と β 鉄とで分子が異ると仮定する理由はないし, 異るとすれば α 領域中のどこかで分子に変化が生じるわけだが, その変化は, C の表式中の因子 0.0164 が双方に共通であることが示すように, I_0 の値に変化が生じないようなものでなければならない(そのような変化は起りにくからう, 分子に変化が生ずれば I_0 の値にも多少の変化はあるだろう) からである。 β 鉄は分子場の不足を外場が補って生じた強磁性状態であるから, Weiss は Curie-Weiss 則(これは Weiss にとっては強磁性の特性であった)を用いて C を求めたが, γ 鉄, δ 鉄は常磁性状態であるので Curie 則によって C を求める。 γ 鉄に対しては 940°C (1213 K) で $\chi = 28.4 \times 10^{-6}$, したがって $C = \chi T = 0.0172 \times 2$, および 1280°C (1553 K) で $\chi = 23.9 \times 10^{-6}$, したがって $C = \chi T = 0.0182 \times 2$ を Weiss は得た。0.017 $\times$ 2 と 0.018 $\times$ 2 とは実験の精度内で同一とみなされ, また 0.0164 $\times$ 2 とも近いことから, γ 鉄の分子も 2 原子より成る, と Weiss は結論した。 δ 鉄に対しても

本多の磁気理論とわが国における Weiss 理論の受容の過程 VII
Curie の実験から 1280°C (1553 K) で $\chi = 38.3 \times 10^{-6}$, したがって $C = \chi T = 0.0193 \times 3$, 1336°C (1609 K) で $\chi = 32.3 \times 10^{-6}$, したがって $C = 0.0173 \times 3$ を得て, Weiss は δ 鉄分子が 3 原子より成ると結論した。ここで Weiss は脚註をつけて「ここでの用語では, 分子とは自由度 2 に対応する回転の運動エネルギーをもつ物質の量を意味することを想起しよう」⁶⁴⁹⁾ と述べている。Weiss も Langevin と同じく, Boltzmann 因子の指数の分母 rT を温度一般としてではなく, 自由度 2 の回転運動のエネルギーとして理解していたのである。

さらに Weiss は, 磁氣的性質の研究から得られた上記の鉄の諸状態に関する知見を, Osmund や Cartaud や Le Chatellier らの鉄の結晶学的・金相学的諸研究からえられていた結果とも比較検討している。Weiss にあっても ferromagnetism は文字通り ferromagnetism の様相をなお濃厚にもっていたのである。

最後に Weiss は, 常温で鉄が $I/I_0 \approx 0.91$ という値をもち, これから Langevin の式により $a = 11.3$ が, さらに分子場として $NI = 8 \times 10^7$ ガウスが得られる⁶⁵⁰⁾ ことに注意し, 鉄の原子について, 原子のまわりを可視光線のスペクトルの周期程度の周期で円軌道をえがく 1 個の微粒子による磁気モーメントを算出してみると I_0 にきわめて近い磁化がえられるが, この微粒子がこの軌道の中心に作る磁場は分子場の数千分の 1 にすぎないことを指摘している。分子場理論最大の難点と思われるこの“過大な”分子場について, Weiss はおどろくべき洞察力をもって明言した, 「分子場の理論は十分な数の事実によって支持されているので, これが真理のきわめて重要な部分を含み, この解釈の困難は異議としてよりも原子構造に関する新しい研究のための指示と考えらるべきものと確言してよいと信じる」⁶⁵¹⁾ と。この Weiss の言の正しさはのちに Frenkel,⁶⁵²⁾ Heisenberg⁶⁵³⁾ の強磁性理論によって立証されるのであるが, この Weiss の洞察をささえたものが磁性研究を原子構造論への手がかりとみる Weiss の問題意識であったことを指摘しておきたい。

Weiss と本多とのちがいはここにあった。

以上でひとまず Weiss についての報告を終える。次回は前回の予告どおり, 茅の足取りを辿ることから始めたい。(未完)

(付記) この報告は, 筆者のうちの一人(勝木)が文部省科学研究費補助金(1981~83 年度一般研究 C)の交付をうけておこなっている研究に, 主としてもとづいている。

Weiss の論文および著書等のリスト

つぎにあげる論文および著書等のリストは, Perrier による追悼記事⁴¹⁹⁾の末尾にあげられたリストに基いてつくったものである。ただし, それぞれの年に発表された論文の順序を Perrier のものとは若干変え, また Perrin⁴²¹⁾のあげた論文リストとも比較して(論文番号の前に*をつけたものは Perrin による紹介記事にも採録されている)若干の論文の終りの頁を Perrin によって補足した。②⑧および⑥②に相当すると推定される論文が Phys. Z. に掲載されていたので, ②⑧, ⑥②の掲載雑誌として Phys. Z. をつけ加えておいた。Perrier によるリストの中には頁をかいていないものが若干あったが, われわれ自身でたしかめえたものは頁を書きこんでおいた。頁の分らぬものはそのままにしてある。リストの最後の B-1 ~ B-4 は Perrin による記事, C-1 ~ C-3 は Perrier による記事にもとづいている。なお, リスト中の論文⁽¹²⁶⁾は実は Weiss の論文ではない。Perrier が誤って採録したのである。(註 526 を見よ。)

Perrier が Weiss の追悼記事を書いたのは第 2 次世界大戦のさなか, 1941 年であった。Perrier のまとめた Weiss の論文リストについて, Perrier 自身, コミュニケーションの困難さのゆえに必要なすべての情報源に達することができず, そのため, おそらくいくつかの文献が, 特に最後の数年間においては, このリストから欠落しているだろう, とことわっている。しかし, その後 Perrier のもの以上に詳しい完備した Weiss の論文リストは, ついこれまであらわれなかったようである。

Weiss 論文リスト

1895 年

1. Un galvanomètre extrêmement sensible, C. R. 120 728; J. Phys. 4 212.
2. Emploi du galvanomètre balistique quand la percussion n'est pas rigoureusement instantanée, J. Phys. 4 420.

1896 年

3. Aimantation non isotrope de la magnétite cristallisée, C. R. 122 1405.
- * 4. Recherches sur l'aimantation de la magnétite cristallisée et de quelques alliages de fer et d'antimoine, Thèse Paris; Ecl. Electr. 7 487-508, 8 56-68, 105-110, 248-254.
- * 5. Aimantation de la magnétite cristallisée, J. Phys 5 435-453.

6. Dissipation de l'énergie dans l'aimantation, Ecl. Electr. **8** 445.

1898 年

- * 7. Un nouvel électro-aimant de laboratoire donnant un champ de 30,000 unités, Ecl. Electr. **15** 481–487.

8. Sur l'aimantation plane de la pyrrhotine, C. R. **126** 1099.

1899 年

9. Les nouveaux laboratoires techniques de l'Ecole polytechnique de Zurich et ceux de nos Facultés de Sciences, R. Gén. Sci. **10** 55.

10. Sur l'emploi des franges de diffraction à la lecture des déviations galvanométriques, C. R. **128** 876.

- * 11. Aimantation plane de la pyrrhotine, J. Phys. **8** 542–544.

1900 年

12. Sur un nouveau cercle à calculs, C. R. **131** 1289.

1901 年

13. Nouveau cercle à calculs, J. Phys. **10** 頁不詳.

- * 14. Sur un nouveau système d'ampèremètres et de voltmètres indépendants de leur aimant permanent, C. R. **132** 957.

1902 年

15. Nouveau système d'ampèremètres et de voltmètres indépendants de leur aimant permanent, Soc. Internat. Electr. Bull. **11**.

1903 年

16. Les nouvelles propriétés ferromagnétiques de la pyrrhotine, Locarno. Soc. Elv. Sc. Nat. Atti. **12**.

1904 年

17. La notion de travail appliquée à l'aimantation des cristaux, C. R. **138** 35; J. Phys. **3** 頁不詳.

- * 18. Le travail d'aimantation des cristaux, J. Phys. **3** 194–202.

- * 19. Sur un nouveau fréquence-mètre, Arch. Sci. Phys. Nat. **18** 241.

1905 年

20. Propriétés de la pyrrhotine dans le plan magnétique, C. R. **140** 1332.

21. Propriétés magnétiques de l'élément simple de la pyrrhotine, C. R. **140** 1532.

22. La pyrrhotine, ferromagnétique dans le plan magnétique et paramagnétique perpendiculairement à ce plan, C. R. **140** 1587.

23. Variation thermique de l'aimantation de la pyrrhotine et de ses groupements cristallins

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

(avec J. Kunz), C. R. **141** 182.

24. L'hystérèse d'aimantation de la pyrrhotine, C. R. **141** 245.

* 25. Propriétés magnétiques de la pyrrhotine, J. Phys. **4** 469–508, 829–846.

* 26. Variation thermique de l'aimantation de la pyrrhotine (avec J. Kunz), J. Phys. **4** 847–873.

27. Les progrès récents de l'éclairage électrique, Bull. Soc. Franç. Phys. 6 juin 1905.

28. Der Ferromagnetismus der Kristalle, Verh. d. Deut. Phys. Ges. Vierteljahrsschr. **7**;
おそらく Phys. Z. **6** 779–781.

1906 年

* 29. La variation du ferromagnétisme avec la température, C. R. **143** 1136.

* 30. Sur la théorie des propriétés magnétiques du fer au delà du point de transformation,
C. R. **144** 25.

31. Télégraphie sans fil, Bull. Soc. Industr. Mulhouse.

32. Les propriétés des contacts imparfaits. Travaux de M. Fisch, M. Schneider, M. Blanc,
J. Phys. **5**.

1907 年

33. Mesure de phénomène de Zeeman sur les raies bleues du zinc (avec A. Cotton), C. R. **144** 131.

* 34. Sur la biréfringence des liquides organiques (avec A. Cotton et H. Mouton), C. R. **145** 870.

* 35. L'intensité d'aimantation à saturation du fer et du nickel C. R. **145** 1155.

36. Chaleur spécifique et champ moléculaire des substances ferromagnétiques (avec Paul-N. Beck), C. R. **145** 1417.

* 37. Electro-aimant de grande puissance, J. Phys. **6** 353–368.

* 38. Mesure du phénomène de Zeeman pour trois raies bleues du zinc (avec A. Cotton),
J. Phys. **6** 429–445.

* 39. L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique, J. Phys. **6** 661–690.

1908 年

* 40. Hystérèse dans les champs tournants (avec V. Planer), J. Phys. **7** 5–27.

* 41. Chaleur spécifique et champ moléculaire des substances ferromagnétiques (avec Paul-N. Beck), J. Phys. **7** 249–264.

* 42. Sur le rapport de la charge à la masse des électrons. Comparaison des valeurs déduites
de l'étude du phénomène de Zeeman et de mesures récentes sur les rayons cathodiques

(avec A. Cotton), C. R. **147** 968.

43. L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique, Rev. Gén. Sci. **19** 99.
44. Electro-aimant du laboratoire de l'Ecole Polytechnique de Zurich, Arch. Sci. Phys. et Nat. **26**.
45. Molekulares Feld und Ferromagnetismus, Phys. Z. **9** 358–367.

1909 年

46. Les états magnétiques sont-ils des phases distinctes ?, Arch. Sci. Phys. et Nat. **27** 593.
47. Les propriétés ferromagnétiques des alliages et des métaux ferromagnétiques, Ass. Internat. pour l'Essai des Matériaux. Congrès de Copenhague.

1910 年

- * 48. Mesure de l'intensité d'aimantation à saturation en valeur absolue (Comprend l'établissement de la Loi d'approche), J. Phys. **9** 373–397; Arch. Sci. Phys. et Nat. **29**.
49. L'aimantation à saturation aux très basses températures (avec Kamerlingh Onnes), C. R. **150** 686.
50. Sur les propriétés magnétiques du manganèse, vanadium et du chrome (avec Kamerlingh Onnes), C. R. **150** 687.
- * 51. Recherches sur l'aimantation aux très basses températures (avec Kamerlingh Onnes), J. Phys. **9** 555–584; Commun. Leiden No. 114.

1911 年

52. Sur une nouvelle propriété de la molécule magnétique, C. R. **152** 79.
53. Sur la rationalité des rapports des moments magnétiques des atomes et un nouveau constituant universel des la matière, C. R. **152** 184.
54. Sur la grandeur du magnéton déduite des coefficients d'aimantation des sels de fer, C. R. **152** 367.
55. Sur le magnéton dans les sels solides paramagnétiques, C. R. **152** 688.
56. Une idée de Walter Ritz sur les spectres de bandes, C. R. **152** 頁不詳.
- * 57. Sur l'aimantation du nickel, du cobalt et des alliages nickel-cobalt (avec O. Bloch), C. R. **153** 941.
- * 58. Etude de l'aimantation des corps ferromagnétiques au-dessus du Point de Curie (avec G. Foëx), J. Phys. **1** 274–287, 744–753, 805–814.
- * 59. Sur la rationalité des rapports des moments magnétiques moléculaires et le magnéton, J. Phys. **1** 900–912, 965–988.
60. Recherches de Ritz sur la photographie du spectre infra-rouge.—Spectres de bandes,

d'après quelques notes manuscrites de Ritz et une conversation, Arch. Sci. Phys. et Nat. **10**.

61. Anschauungen über Magnetismus, ihre Beziehungen z. Molekular-physik und das Magneton, Zürich Nat. Ges. Vierteljahrsschr **56**.
62. Die rationalen Verhältn. der magnet. Momente der Moleküle und das Magneton, Verh. d. Deut. Phys. Ges. **13**; おそらく Phys. Z. **12** 935–952.

1912 年

- * 63. Sur l'aimantation de l'eau et de l'oxygène (avec A. Piccard), C. R. **155** 1234.
- * 64. Magnetic properties of alloys, Trans. Faraday Soc. **8** 149–156.
65. Les propriétés magnétiques des alliages ferromagnétiques, Ass. Internat. pour l'Essai des Matériaux. Congrès de New-York.
66. Spectres de bandes, d'après quelques notes manuscrites de Ritz et une conversation, Le Radium **8**; Astrophysical J. **35** 75.
67. Atomes et molécules à la lumière de recherches magnétiques récentes, Bull. Soc. Industr. Mulhouse; Arch. Sci. Phys. et Nat. **34**.

1913 年

68. Sur une théorie du paramagnétisme des cristaux, C. R. **155** 1674.
- * 69. L'aimantation des cristaux et le champ moléculaire, C. R. **156** 1836–1837.
- * 70. Sur les champs magnétiques obtenus avec un électro-aimant muni de pièces polaires en ferrocobalt, C. R. **156** 1970–1972.
71. Sur l'aimantation de l'oxyde azotique et le magnéton (avec A. Piccard), C. R. **157** 916.
72. Le champ moléculaire et une loi d'action en raison inverse de la 6^{me} puissance de la distance, C. R. **157** 1405.
73. Les moments magnétiques des atomes et le magnéton (Les idées modernes sur la constitution de la matière), Soc. Franç. de Phys.
- * 74. Le spectrographe à prismes de l'Ecole polytechnique de Zurich (avec R. Fortrat), Arch. Sci. Phys. et Nat. **35** 5.

1914 年

75. Sur le champ moléculaire et l'action magnétisante de Maurain, C. R. **158** 29.
- * 76. Sur la nature du champ moléculaire, Ann. de Phys. **1** 134–162.
77. Le Magnéton, Rev. Gén. Sci. **25** 645.

1915 年

78. De magnetische susceptibiliteit en het aantal magnetonen van het nikel in oplossingen

van nickelzouten (avec E.-D. Bruins), Akad. Amsterdam **24** 310.

79. Magneto-chemisch onderzoek van ferro-zouten in oplossing (avec Frankamp).

80. Etude de l'aimantation initiale en fonction de la température (avec J. de Freudenreich), Arch. Sci. Phys. et Nat. **39** 125.

1916 年

81. Etude de l'aimantation initiale en fonction de la température (avec J. de Freudenreich) Arch. Sci. Phys. et Nat. **42** 5, 449.

1917 年

* 82. Le phénomène magnétocalorique (avec A. Piccard), J. Phys. **7** 103–109.

* 83. Ferromagnétisme et équation des fluides, J. Phys. **7** 129–144.

* 84. Calorimétrie des substances ferromagnétiques (avec A. Piccard et A. Carrard), Arch. Sci. Phys. et Nat. **42** 378, **43** 22, 113, 199.

85. Le magnéton et les sels paramagnétiques dissous, Rev. Gen. de l'Electr. **4** et 12s. **1**, **2**.

86. La physique nouvelle et le magnéton, Zürich. Nat. Ges. Vierteljahrsschr. **56**.

1918 年

* 87. Sur un nouveau phénomène magnétocalorique (avec A. Piccard), C. R. **166** 352; Arch. Sci. Phys. et Nat. **45**.

88. Sur une propriété du ferromagnétisme, C. R. **167** 74.

89. Sur l'équation caractéristique des fluides, C. R. **167** 232, 293, 364.

* 90. Sur les coefficients d'aimantation de l'oxygène, de l'oxyde azotique et la théorie du magnéton (avec E. Bauer et A. Piccard), C. R. **167** 484–487.

1919 年

91. Ferromagnétisme et équation caractéristique des fluides, Arch. Sci. Phys. et Nat. **1**.

1920 年

92. La lumière, Bull. Soc. Industr. Mulhouse.

93. Le magnétisme et la constitution des atomes, Conférence Solvay Revue scientifique 645.

94. Le phénomène magnétocalorique, Conférence Solvay; J. Phys. **1** 161.

1923 年

95. Discontinuité de l'aimantation (avec G. Ribaud), J. Phys. **4** 153.

* 96. Sur le moment atomique de l'oxygène, J. Phys. **4** 153–157.

1924 年

97. Un argument en faveur de la nature électrostatique du champ moléculaire, C. R. **178** 739.

98. Les isothermes magnétiques du nickel (avec R. Forrer), C. R. **178** 1046.

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

99. Sur le phénomène magnétocalorique et la chaleur spécifique du nickel (avec R. Forrer), C. R. **178** 1448.
100. Phénomène magnétocalorique, aimantation apparente et aimantation vraie (avec R. Forrer), C. R. **178** 1448.
101. Aimantation spontanée du nickel, Lignes d'égale aimantation (avec R. Forrer), C. R. **178** 1670.
102. Sur le paramagnétisme indépendant de la température (avec P. Collet), C. R. **178** 2146.
- *103. Les moments atomiques, J. Phys. **5** 129–152.
104. Nouvel aspect du problème du ferromagnétisme, Bull. Soc. Franç. Phys. No. 208.
1925 年
105. Equation d'état magnétique et variation du moment atomique, C. R. **180** 358.
106. Moments atomiques des terres rares, d'après B. Cabrera, Bull. Soc. Franç. Phys. **218**.
1926 年
107. Sur le paramagnétisme indépendant de la température, C. R. **182** 105.
- *108. Aimantation et phénomène magnétocalorique du nickel (avec R. Forrer), Ann. de Phys. **5** 153–213.
109. Chaleur spécifique et aimantation du nickel, Arch. Sci. Phys. et Nat. **8**.
110. Le rayonnement alpha et la désintégration de la matière, Bull. Soc. Industr. Mulhouse **92** 554–571.
1927 年
111. Sur le moment atomique dans les complexes de la famille du fer, C. R. **184** 417; Bull. Soc. Franç. Phys. 27–28.
- 1928 年
112. Nouvelle mesure des moments atomiques du fer et du nickel aux basses températures (avec R. Forrer), C. R. **186** 821.
113. Sur la chaleur spécifique du nickel au-dessus du Point de Curie, C. R. **187** 12.
- *114. Sur les moments atomiques (avec G. Foëx), C. R. **187** 744.
1929 年
115. La saturation absolue des ferrocobalts et des nickel-cobalts et les moments atomiques du fer, du nickel et du cobalt (avec R. Forrer et F. Birch), Bull. Soc. Franç. Phys. pp. 146–147, 248.
116. Sur l'aimantation à saturation des ferrocobalts et les moments atomiques du fer et du caobalt (avec R. Forrer), C. R. **189** 663.

117. Sur l'aimantation à saturation des nickels-cobalts et les moments atomiques du nickel et du cobalt (avec R. Forrer et F. Birch), C. R. **189** 789.
- *118. La saturation absolue des ferromagnétiques et les lois d'approche en fonction du champ et de la température (avec R. Forrer), Ann. de Phys. **12** 279–374.

1930 年

119. Sur l'interprétation énergétique du champ moléculaire et l'aimantation paramagnétique, J. Phys. **1** 1–10.
- *120. La constante du champ moléculaire. Equation d'état magnétique et calorimétrique, J. Phys. **1** 163–175.
121. Sur le diamagnétisme des ions, C. R. **190** 95.
122. Sur le diamagnétisme des ions, J. Phys. **1** 185–193.
123. Sur les moments atomiques, Bull. Soc. Franç. Phys. 39–40, 289.
124. Moments atomiques du fer, du nickel et du cobalt déduits de la saturation magnétique des alliages fer-cobalt et nickel-cobalt (avec R. Forrer), Proc. Phys. Soc. London **42** 413–417.

1932 年

125. Moments atomiques de quelques métaux (Atomic moments of some metals), Nature **129** 95.

1933 年

126. The problem of the intrinsic magnetic field (with J. Kunz), Phys. Rev. **43** 377.

1934 年

127. Sur une série de coefficients intervenant dans certains phénomènes dépendant de l'agitation thermique, C. R. **198** 302.
128. Variation de l'aimantation à saturation aux basses températures. Loi en $T^{3/2}$, C. R. **198** 1833.

1935 年

129. Un nouveau métal ferromagnétique, le gadolinium (avec G. Urbain et F. Trombe), C. R. **200** 2132.

著 書

- A-1. “*Le Magnétisme*” (avec G. Foëx), Paris, 1926.

ソルヴェイ会議 (Solvay Council) の発行した論文集に掲載されているもの

- B-1. Les actions mutuelles des molécules aimantées, “*Atomes et Électrons*” (Paris, 1923) 158–163.

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

- B-2. Équation d'état des ferromagnétiques, "*Le Magnétisme*" (Paris, 1932) 281–323.
- B-3. L'anomalie de volume de ferromagnétiques, "*Le Magnétisme*" (Paris, 1932) 325–345.
- B-4. Les phénomènes gyromagnétiques, "*Le Magnétisme*" (Paris, 1932) 347–379.

そ の 他

- C-1. Lecons d'électricité appliquée. Courant alternatif, professées à Lyon (手稿 1900).
- C-2. Sur la localisation des corps étrangers dans l'organisme par la radiographie (Paris, 1914).
- C-3. Les recherches magnétiques du Laboratoire crygène de Lyde, Volume jubilaire offert à Kamerlingh Onnes (Lyde, 1922) pp. 223 et s.

註ならびに文献

- 416) この一文は『物性研究』 31 No. 1 (1978 年 10 月), No. 5 (1979 年 2 月), 33 No. 1 (1979 年 10 月), 35 No. 1 (1980 年 10 月), 36 No. 6 (1981 年 9 月), 38 No. 4 (1982 年 7 月) 所載の第 I ~ VI 部のつづきである。
- 417) 拙論 VI 『物性研究』 38 No. 4 (1982 年 9 月) 178 - 224 頁の 212 頁。
- 418) 『物性研究』 31 No. 5 (1979 年 2 月) 267 頁。
- 419) A. Perrier " Pierre Weiss 1865-1940 " Actes de la Société Helvétique des Sciences Naturelles 121 422-433 (1941).
- 420) G. Foex " L'Oeuvre Scientifique de Pierre Weiss " Ann. de Physique [11] 20 111-130 (1945).
- 421) F. Perrin " Weiss, Pierr (b. Mulhouse, France, 25 March 1865 ; d. Lyons, France, 24 October 1940), *magnetism* ", " *Dictionary of Scientific Biography* " (American Council of Learned Societies, 1976) 第 14 分冊 243-247 頁。
- 422) P. Weiss " L'hypothese du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique " J. de Phys. 6 661-690 (1907) . この論文は 1907 年 4 月 4 日, フランス物理学会で講演されたものである。なお, 本文で「分子場(と「磁区」)」という書き方をしたのは, のちに本文で示すように, この論文における Weiss の「磁区」は, 現在の Weiss 理論において想定されている磁区とは異っているからである。
- 423) 小川和成訳, P. Weiss 「分子場の仮説と強磁性的性質」, 『磁性』(物理学史研究刊行会編, 物理学古典論文叢書 12, 東海大学出版会, 1970) 143 - 173 頁。
- 424) 第 83 回ドイツ自然科学者・医師大会 (83 Versammlung deutscher Naturforscher und Ärzte) は 1911 年 9 月 24 日から 30 日まで Karlsruhe で開かれた。この大会の簡単な記事が, Phys. Zeits. 12 No. 22/23 (1911 年 11 月 15 日発行) 929 - 930 頁に載っており, また 931-1048 頁には, この大会で読まれた報告中 34 篇が掲載されている (Weiss の報告も載っている)。Weiss は 9 月 25 日月曜日午後のセッション (午後 3 時から開かれ, 5 つの講演があった) の 4 番目の講演者として登壇した。
- 425) P. Weiss " Über die rationalen Verhältnisse der magnetischen Momente der Moleküle und das Magneton " Phys. Z. 12 935-952 (1911).
- 426) 小川和成訳, P. Curie 「種々の温度における物体の磁氣的性質」 ; P. Langevin 「磁

性と電子論」; P. Weiss 「分子場の仮説と強磁性的性質」, いずれも『磁性』(註 423 参照) 所載, 1-94 頁, 95-142 頁, 143-173 頁。

427) Weiss の名前は, 多くの文献ではただ Pierre とのみ書かれている。Perrier の書いた記事⁴¹⁹⁾の冒頭に Pierre-Ernest Weiss とあるので, 第2名 Ernest を書いておく。

428) この戦争は, 戦争における戦術の変化(要塞都市の役割の低下)という点でも注目すべきものがあったらしい。

19 世紀には軍隊が巨大化し, 戦野が全域にひろがることとなったために, 単一の防衛都市の価値は低下した。攻撃軍は容易にそれを迂回することができたからである。要塞の中にとじこめられた防衛軍を, 攻撃軍は大して犠牲をはらわずに捕虜にすることができた。封鎖戦術によって, プロシア軍は, Bazaine 元師と麾下の軍隊 17 万 3 千名を Metz で 1870 年に捕虜にした。

(“Oxford Junior Encyclopedia” 10 (Oxford University Press, London, 1964) “Fortifications (要塞)” の項中 162 頁右段)。

Metz は, 地図でみたところ, 北緯ほぼ 49.1°, 東経ほぼ 6.2°, Strasbourg の北西約 140 km のところにある。

429) ミュルーズは, 地図でみたところ, 北緯ほぼ 47.7°, 東経ほぼ 7.3° のあたりにある。

ミュルーズの北北東約 100 km, 北緯ほぼ 48.5°, 東経ほぼ 7.8° のあたりにアルザス州の首都 Strasbourg (ストラスブール) がある。

430) Foex⁴²⁰⁾ および Perrin⁴²¹⁾ による — “Agrégé des sciences physiques en 1893, Pierre Weiss a été nommé agrégé préparateur …” および “... he was agrégé in physical science in 1893 …”。

Perrier⁴¹⁹⁾ によれば 1902 年に物理学教授有資格者とある — “Agrégé des sciences physiques en 1902, …”。

431) これらの人々のうち, 生年を書いてある人々については, たとえば『理化学辞典』(第2版, 岩波書店, 1953) を参照せよ。Aimé Cotton (エーメ, コットン) は磁気複屈折の現象の発見者(『理化学辞典』による)。フランスのサイクロトロン実験所の所長にもなったらしい。『キュリー家の人々(と放射能)』(杉捷夫訳, 岩波新書, 1964; 原書の発行は 1963) を書いたフランス婦人同盟会長・国際民主婦人連合会長の Eugénie Cotton (ウージェニィ・コットン) はかれの婦人である(杉捷夫の「あとがき」による)。ついでに Curie 夫妻の生年も記しておけば, Pierre は 1859 年, Marie は 1867 年で

ある。

- 432) レヌはパリのはるか西方、ブルターニュ半島の付け根、北緯ほぼ 48.1° 、西経ほぼ 1.6° のあたりにある。
- 433) リオンは、パリとマルセーユを結ぶ直線をほぼ3:2の比でマルセーユよりに内分する点からやや東に外れたところ、北緯ほぼ 45.8° 、東経ほぼ 4.8° のあたりにある。Weiss はのちに、第2次大戦中にリオンでこの世を去る。
- 434) 『キュリー家の人々』(註431参照)32頁;キュリー夫人著・渡辺慧訳『ピエール・キュリー伝』(白水社,1959年(11刷1975))57頁,60頁。
- 435) Hopkinson, Phil. Trans. 1889年, p. 443 (鉄); Proc. Roy. Soc. **44** 1888年, p. 317 (ニッケル); Proc. Roy. Soc. 1889年, 1890年。われわれは Hopkinson の論文を直接には見ていない。文献426, 5頁脚注4を参照した。なお Hopkinson については拙論Ⅱ(『物性研究』**31**No.5(1979年2月))267-268頁の註94参照のこと。
- 436) C. E. Guillaume, "Recherches sur les aciers au nickel. Dilatation aux températures électrique" Compt. Rend. **125** 235-238 (1897).
- 437) 『ピエール・キュリー伝』(註434参照)99頁;エーヴ・キュリー著,川口篤・河盛好蔵・杉捷夫・本田喜代治訳『キュリー夫人伝』(第4版,白水社1968(7刷1974))108, 109, 129, 130, 131, 134, 135頁。Marie が Pierreと知り合うのも,工業振興(協)会から鋼の研究を委嘱された Marie が,1894年に知己のポーランド人物理学者,フライブルク大学コヴァルスキー教授のパリ訪問・滞在の機会に,かれに近況報告をしたことがきっかけで,Marie の研究の親切的な相談相手として,コヴァルスキーが Pierre を紹介してくれたからであった(108頁)。Marie Curie の論文は『国家産業奨励協会(国家工業振興(協)会?)報』1898年に掲載されているらしい。(R.リード著,木村絹子訳,『キュリー夫人の素顔』上(共立出版,1975)110-111頁および289頁第7章註3)
- 438) Eugénie Cotton は『キュリー家の人々』(註431参照)の中で,女高師の学生であったウージェニィ(60頁)が1903年8月に(64頁)師キュリー夫人の家を訪ねて,ピエールから物理の話やかれの研究の話をきいたときの感動を語っている(66頁)。「私(ウージェニィ)を一番強くひきつけることになる題目は磁気だった。他の多くの人々と同様,私もこの特性は鉄と鋼にだけかかわるものと思っていた。ここに突然,ピエール・キュリーの業績がこの現象の普遍性とその法則とを私に啓示してくれたのである。この領

域ではなすべきことがまだたくさんあることを私は発見した。自分の将来の学位論文のために磁気に関する題目を選びたいという願いはこの時にきざしたものだ。」 Marie Curie は1900年10月セーヴルの女子高等師範学校の講師となり（52頁），1906年，Pierre の死後，ソルボンヌのピエールの講座をひきつぐ（89頁）まで，そこに在職した。ウージェニィはそのときのマリーの教え子である（ウージェニィの入学は1901年と推定される（60頁））。Weiss のパリ時代の知己，数学者エリ・カルタンの妹，アンナ・カルタンとウージェニィとは女高師の同級生である（62頁）。

439) 茅が東大の学長をしているときに日本を訪問したという Weiss のお嬢さんは，この Nicol のことであつたろうか？⁶⁵⁶⁾

茅はドイツ留学中の1929年に Strasbourg 大学に Weiss を訪ねたことがある。後年，日本を訪問した Weiss のお嬢さんを東大懐徳館に招待してその時の思い出を語り「あなたのお父さんはフェロマグネの父と言われている」と言ったら，Weiss のお嬢さんは「自分の父のことをこんなに知っている人に初めて会った」と言ってえらく喜んだそうである。（伴野雄三，柳瀬陸男，安河内昂「茅先生を囲んで」（『日本物理学会誌』32-10，814-825（1977-10））816頁左段）

また，茅は Weiss を訪ねた時のことを勝木につぎのように語っている。

ドイツ留学中1929年に，London からオランダを通して Berlin に茅を訪ねてきた中谷宇吉郎と一緒に，Dresden, Prague, München, Genève, Basel, Strasbourg, Göttingen とまわり，Göttingen で中谷と別れて Berlin へもどった。

その途中，Strasbourg で大学に Weiss を訪ねた。大学に行って人にきいてもさっぱり分らないでごたごたしているところに，上品な老人がやってきて，それが Weiss だった。それで，Weiss はおれだってわけだね。本多の弟子がきたのかと言って，えらい喜んだ。そして，自分はちょっと用があるから Foex に案内させるといって，Foex は小っちゃな男だったが，それで Foex に案内してもらっているうちに，用事がすんだというわけで Weiss がやってきて，茅と中谷の二人はすっかり案内を受けた。そして帰りぎわに，Weiss の学位論文はマグネタイトの結晶の磁化異方性なのだが，その磁気異性の本，かなり大きな本に署名して，茅と中谷とにくれた。今，どこにしまったかよく分らないで，苦心惨憺して探しているところだ。ま，そういう旅行をして，Weiss に会って，Weiss に非常に厚遇をうけた。

Weiss の所で感心したのは，大きな電磁石がたくさんあるのだが，その電磁石の電源がそれぞれ別々の電池になっていた。だからお互い邪魔されない。われわれの所（仙台）

は一つ電池だから、使っている最中に電源がぐらぐら狂ってしまう。それでひどい目にあった。Weiss の所で感激したのはそれだ。あなた (Weiss) の所は電源が隔離していていいって。

Weiss は、本多の所は金属全般にわたっての大きな研究所を作ったといっって、えらい羨ましがっていた。

(「物性研究史聞書きノート」勝木Ⅷ (1978年7月26日, 茅誠司) 2~3頁, 発言 22-33; 7頁, 発言 110-113。)⁴⁴⁰⁾

440) このノートは私的な研究ノートとしての性格をもつものであるが、自分の心おぼえのために、頁と整理番号をつけておいた。

441) 註 430 でふれたように Perrier のもの⁴¹⁹⁾には、「1902年に物理学教授有次格者」とある。1902年は Weiss が Zürich 工科大学の教授となった年なので、Perrier が両者を混同したのかも知れない。

442) 『理化学辞典』(註 431) のデバイの項によれば Debye が Zürich 大学の教授になるのは 1920 年であるらしいので、Debye の Zürich の時期が Weiss のそれと重なっていたか、疑問はのこる。Perrin⁴²¹⁾ は Zürich 時代の同僚として Einstein と Debye をあげ、Foex⁴²⁰⁾ はさらにそのほかに、Ehrenfest, Wood, Stern, Bauer の名を、当時 Zürich で、あるいは Zürich に来て、仕事をした人としてあげている。

443) 実はわれわれは Weiss の論文を②⑧⁴⁴⁴⁾③⑨ (ただし邦訳, 註 426), ④⑤, ⑥②⁴⁴⁴⁾ だけしか実際には読んでいない。文末論文リストにあげた論文の表題, 註 419-421 の三つの評伝の内容, 実際に読んだ Weiss の 4 論文, さらにこれまでの拙論中でとりあげた本多の Weiss にふれた諸論文の内容, 等にもとづいて書く。

444) われわれは②⑧に相当すると思われる論文⁴⁴⁵⁾ および⑥②に相当すると思われる論文⁴²⁵⁾ を読んだ。

445) P. Weiss “Über den Ferromagnetismus der Kristalle” Phys. Z. 6 779-781 (1905).

446) 『理化学辞典』(註 431) による。

447) Weiss のピロタイトの研究の時期について、Perrin⁴²¹⁾ はただ「(1896-1905) とのみ書き、Foex⁴²⁰⁾ は「1897年頃 Renne で始められたピロタイトの研究は Lyon で継続され、1905年 Zürich で終了した」と書いている (116頁)。ピロタイトの研究が Weiss を分子場概念の導入へと導いたので、ピロタイト研究の過程で Weiss の考え方がどのように展開して行くかを具体的に確かめることは、物理学史の問題として、重要で

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

興味深いものであるはずである。しかし, まだきちんと研究されてはいない。

448) この検流計が論文①, ②, ⑩にのべられた検流計と関係があるかないかもしらべてみたいことではある(まだしらべていない)。

449) Weiss は「立方体面」とよんでいる。

450) Weiss は「十二面体面」とよんでいる。

451) Weiss は「数千単位の場合」と表現している。

452) 第 18 図の曲線の右上りの部分のそれぞれの勾配の最も急な所(横軸をきる点ではなく)が, 第 19 図の短軸方向の所(横軸の 90° の所)に対応する。

453) 論文②⑨(文献 445)の受理の日付は 1905 年 9 月 28 日である(発行の日付は 11 月 9 日)。この受理の日付から, Weiss のピロタイトの研究が 1905 年 9 月には完了していたことが分る。この論文は, 1905 年 9 月 24 日から 30 日まで Meran で開かれた第 77 回ドイツ自然科学者・医師大会で, Weiss が 9 月 27 日水曜日午後 3 時からのセッションの第 1 講演者として報告したものである。

454) 論文③⑨では和訳本(文献 423)149 頁, 論文④⑤では 359 頁右段下から 18 行目以下。後者では Weiss は, 磁化の温度変化のこれまでの研究では実際に飽和が達成されていたかどうか疑わしい, このような研究でこれまでに用いられた最高の磁場は Curie による 1,300 ガウスであったが, 自分は新しい方法でさらに研究を進め, 500 ガウスでほぼ飽和することが分っているマグネタイトに 8,300 ガウスの場をかけて研究した, と述べている。論文③⑨では, Curie が 1,300 ガウスで常温での鉄の磁化の強さをえたが, 翌年 du Bois と Taylor Jones が鉄の磁化が 1 万から 1 万 5 千ガウスの間で増加しつづけることを示した(Elektrot. Zeitschr. 17 544 (1896))とのべ, つづいて④⑤と同じく, マグネタイトに 8,300 ガウスをかけて実験したことをのべている。

Weiss の 8,300 ガウスの磁場は, この時期, 前代未聞・史上最高であったのか, あるいはすでに du Bois が先行していたのか。1898 年の論文⑦で Weiss 自身 3 万ガウスの場を生ずる電磁石についてすでに報告しているが――。

茅誠司が 1936 年から 37 年にかけて北海道大学でおこなった強磁性体論の講義は, 磁場を作ることから始まっている。⁴⁵⁵⁾ 茅の講義を筆記した宮原将平のノート⁴⁵⁷⁾から, 講義の冒頭部分を復元してみれば⁴⁶²⁾

「1. 磁場

磁場を作るにはコイルをまいて電流を流すのが普通であるが, 今, 一様性の問題を考ええてみよう。…(ノート約 1 頁分中略)……

コイルを用いて磁場を作るとき、作りうる磁場の強さには制限があって、3,000 ガウスくらいまでである。これ以上の磁場を作るためには、鉄心を有するコイルを用いる。

電磁石には種々あるが、多く用いられるのは P. Weiss の型で、Société Genèvoise で作るもので、よい鉄を core とし、極片の距離 1 mm, 55,000 ガウス。飽和値の高いものを用いれば、これ以上のものが得られるかも知れない(鉄-コバルト(33%Co), $I_{\infty} = 1880$)。

du Bois の型, Hartmann Braun で作るものは, core が半円型をなす。磁場の強さはやはり 55,000 ガウスくらいである。

Weiss の型は電流が多く要る。du Bois の方は電流は少なくてすむが、構造の点からは Weiss の方が使いよい。

長岡式, 黒板製作所。

さらに高い磁場を使うには、極片の間にコイルをおいて磁場を重ね合わせるが、これも 55,000 ガウスをあまり超えない。

P. Kapitza (Proc. Roy. Soc. A123 292, 342 (1929)) は, Kapitza dynamo をつくり, そのダイナモの半周期の波をショートさせて, 300,000 ガウスの磁場を与えた。銅バンドのコイル。

2. 反磁場係数

(以下略)……………」

455) 宮原将平の筆記したノートによる。⁴⁵⁶⁾

456) 「物理学史資料委員会だより」No. 4, 『日本物理学会誌』38 180 (1983) 参照。この講義は、わが国における最初の近代的な磁性論の講義であった。

457) このノートは、次のような経緯で勝木に託された。

1976 年 10 月, 山形大での広根インタビューのあと, 勝木は東北大金研の篠原猛氏から「磁気研究会」の記録(1冊のノートに書かれている)のコピーを送ってもらった。「磁気研究会」は茅誠司と仁科存が座談的な磁気研究者の討論会を開くことを提唱して実現したもので, その第1回の討論会は 1936 年 11 月 28 日(土)金研会議室で開かれ, その開会の辞において, 本多が会を「磁気研究会」と命名したのである。研究会はその後毎年開かれた。(後年, 『日本物理学会』の中に設けられた磁性の分科会が当初「磁気分科会」とは呼ばれず, 「磁気研究会」と称したのは,⁴⁵⁸⁾ これの伝統を踏襲したものであったろう。)宮原は, この「磁気研究会」を日本の磁性研究史の中の一つの重要な出来事とみなしており, ことあるごとに, その旨を勝木に語っていた。勝木は入手した「磁気研究会」の記録のコ

ピーをとって、それを宮原に送った。宮原からは、その記録に対する感想とコメント「第一回は、私の学生のとき行われ（したがって私は参加していませんが）、そのときに茅先生が私の金研就職の話をして下さったことを明瞭に記憶しておりますから、1936年であることはまちがいありません。……有山氏が第一回から出ておられたこと、Honda-schoolをはみ出していることに興味がある。……」とともに「いつかお約束した、北大における茅先生の最初の磁性体論の講義の目次をお送りします。私のノートから写したものです。日本語、英語、独語が不規則にまざっていますが、これは黒板に書かれた見出しをそのままノートしたと思うので、これは茅先生のやり方をそのまま示していると思います。右終りの数字は私のノートの頁数で、（相対的でしょうが）どの項目に重点がおかれたかがわかるとと思います。Heisenberg 理論（群論をふくめて）にずい分の頁がとられていることに御注意下さい。また magnetostriktion が意外にくわしく、これが technical magnetization の最もよい merkmal と考えられていたようで、その点が興味あります。domain は elementary complex に妥協したような Elementargruppe とよばれています」として、（宮原自筆のものをコピーで以下に示すが）茅の「強磁性体論」講義の目次が送られてきた。（宮原の手紙の日付は10月24日になっている。1976年のことだったと思う。）

1982年1月、執筆中であった拙論第Ⅶ部は広根の軌跡を綿密に追って1937年における広根の“飛躍”とそれへの宮原を媒介としての茅の影響というところでしめくくり、そのあと第Ⅷ部で茅の軌跡を追うという構想を抱いた勝木は、宮原に手紙を書いて、茅の講義ノートのコピーの提供を請うた。宮原からは2月15日付で「（要旨）物理学会に資料収集委員会ができたので、ノートそのものをそこへ提供しようと思うが、多分まだ受入れる場所がないだろうから、さしあたって、それを研究している貴兄に寄託しようと思う。そのうちに信大あてに別便で送る。磁性、固体物理の歴史的研究が大いに発展することを期待する」との手紙があり、それからさらに半年あまり経って、8月30日付で「（要旨）小生、本年の初めころ、茅教授の講義ノートを送る約束をしたと思う。そのノートを、たいへん遅くなったが近日中に送る。実は、前回手紙を書いてからそのノートをさがしていたのだが、家の中にはどうしてもみつからない。二男に貸してある札幌の家に置いてきたものと思い、夏休に札幌へ行ったときにさがしてみようと考えていた。ところが本年の精密検診で胃の手術を受けなければならないことになり、7月9日入院、7月15日に手術を受けた。さいわい術後の経過は順調で、8月7日に退院し、目下自宅で療養している。退院してから二男の嫁が手伝いに来てくれたので、例のノートのありそうな場所と外観など

参考文献「磁気性体論」論文 (1946-47) 目次	
1. 磁場	1
2. 反磁場係数	4
3. 熱力学の考察	14
i) Specific heat of ferromagnetic substance	16
ii) Magneto-caloric affect	20
iii) [= 4.] Magnetostriction	23
5. Hamiltonsche Funktion in de Bewegungsgleichungen	33
6. Larmor's theorem	35
7. Diamagnetismus von Atomen und Molekülen	40
8. Diamagnetismus der Metalle	54
i) Zustände der Leitungselektronen	54
ii) Diamagnetismus der Leitungselektronen	59
iii) Paramagnetismus der teilungselektronen	67
9. Langevin's theory of paramagnetic gas	71
10. Miss van Leeuwen's theorem concerning the absence of magnetism with pure classical statistics	72
11. Der Paramagnetismus von Atomen und Molekülen	87
i) Dirac die Wellengleichung	77
ii) Die Paulische Theorie des Spinelektron	83
iii) Paramagnetismus von Atomen	96 (=12)
Beispiel 1. Paramagnetismus der Ionen der selten Erden	102
Beispiel 2. Eisengruppen	
iv) Paramagnetismus von Molekülen	106 (=13)
14. Weiss' theory of ferromagnetism	114
15. Gyromagnetic Effect	123
16. Heisenbergsche Theorie des Ferromagnetismus	125
Lemma: Gruppentheorie	127-143
Heisenbergsche Theorie	142
17. Blochische Theorie des Ferromagnetismus bei	

	tiefer Temperatur	163
18	The ferromagnetic theory of Nickel due to J.C. Slater	182
19	Anisotropy of ferromagnetic crystals	195
20	Becker'sche Theorie der Magnetostriktion	202
21	Elementargruppe	209
22	Heisenberg'sche Theorie der Magnetostriktion und Magnetisierungskurve	213
23	Hysteresis	217

をくわしく説明してさがしてくれるよう頼んだところ、このたびそれが無事こちらへ送られてきた。おそくなつたが近日中に信大あてに送る。前の手紙に書いたように、これは物理学会の資料収集に協力し学会に寄贈するものだが、学会の保存方法などがきまるまで、小生の手もとにおくよりはこの方面の研究者である貴兄に利用してもらうのがよいと考えて、まず貴兄あてに送るものである。コピーをとるようなときには、コピーの一部だけをもらえるとありがたい。このノートは下手くそな字で不完全なものとは思うが、小生の若い日のなにかがあると思うので、ノート自体は物理学会が保存してくれればありがたいが、手もとにコピーがあればよいと思う」との手紙があつて、9月13日、勝木は講義ノートを受取った。

われわれが宮原の訃報に接したのは、この小論の1905年のピロタイトの論文に関する部分を執筆中のことであつた。この部分の執筆にとりかかったとき（まだ宮原の訃報に接する前）、勝木は宮原の典型物質論のことを思い浮かべていた。宮原は「磁性体研究の歴史」と題する、日本でのこの方面での先駆的なエッセイ⁴⁵⁹⁾で Weiss 理論の形成においてピロタイトの果たした役割を強調し、さらにこれを拡張・敷衍して、典型物質なる概念を提出していたのである。

思えば勝木は、宮原のこのエッセイに書かれた本多理論の部分⁴⁶⁰⁾に噛みつき、噛みつきしながら自説を展開してきたが、それは何よりもこのエッセイに触発されるところ極めて大きかったからである。宮原は、このように宮原批判を軸にして論をすすめている勝木を、つねに評価し励ましてくれた。

勝木は、勝木たちが1972年度後期の物性研短期研究会として提案した「本多光太郎研究会」の採否に関する物性研共同利用施設専門委員会(1972.9.28)の討議の一場面を今でも鮮明に思い出す。提案理由の中で勝木たちは「……戦前の本多と本多スクールの仕事を、その全体においてとらえ、科学史の問題として学問的にきちんと位置づけてゆく仕事にはまだほとんど着手されていないといえよう。……個々の仕事に対する紹介、再発見、再評価は若干なされているが……部分的・断片的でしかない。宮原が磁性研究の回顧展望の中で二度ほど(1960, 1972)本多と本多スクールに言及しているがそこにも若干の思いちがいと思考の短絡がある……」と述べていた。出席者の一人(対馬国郎氏であつたと記憶する。かれは宮原の北大時代の学生であつた)から、提案理由にこのような個人への批判を書くのは適切ではないのではないかとの意見が出され、それへ勝木が答えようとするより早く、勝木の隣にすわっていた宮原(共同利用委員ではなかったが、物性研協議会のメンバーとして共同利用委員会に出席していた)が即座に「そんなことは少しもかまわない。

それよりも、このような研究会が計画され、開かれることが有意義である」と熱のこもった応援・支持の意見を述べてくれた。研究会の提案は採択された。委員会が終ったあと、六本木の喫茶店でコーヒーを飲みながら、宮原は宮原が金研に赴任した頃のこと——はじめ増本について。ところが増本は熱力学など信用したらだめだという。宮原はこんなことを言う人の下ではとても仕事はできないと思い、手紙でそのことを茅に訴える。おそらく茅が本多に手紙でも書いてくれたのであろう、やがて宮原は本多の指示で増本のもとをはなれ、本多に直属のような形になる⁴⁶¹⁾——を話してくれた。(勝木の思うに、増本の言は、数数の実用新合金の発明者たる増本にして、はじめて言いたものであったろう。実用新合金は、おそらく熱力学的な真の安定状態ではなく、むしろ準安定の状態にあるものであろうから、あまりにも達人の言でありすぎたために、若き純理派宮原の理解を超絶したのであろう。)

勝木は、現在書いているこの小論第Ⅶ部、さらに茅の足どりを追うことを構想している第Ⅷ部、これを誰よりも宮原に読んで欲しかった、読んで批判・教示・さらには論争的討論をしていただきたかったと、もはやその事のかなわなくなった今、痛切に思っている。

458) 分科会としての「磁気研究会」第1回特別討論会が1946年5月1日、第2回のそれが1946年11月23日にいずれも東大で開かれている。しかし、1947年5月21日に開かれたものは「第2回磁気分科会」と称せられ、以後「第3回磁気分科会」が1947年11月1-2日、「第4回磁気分科会」が1948年4月10-11日に、いずれも東大で開かれている。(『日本物理学会誌』1 記26(1946), 2 116(1947), 3 37-40, 112-113(1948))

なお、上記「第2回磁気研究会」(1946年11月)に相当すると思われる研究会の、通知先リストに関する記事が、1936年に始まった「磁気研究会」の記録のノートの末尾に、広根のものと思われる筆跡で、書かれている。

459) 宮原将平「磁性体研究の歴史——将来の展望のために」『金属物理』6 3(1960); 近角聡信編『磁性物理の進歩』(アグネ, 1964) pp. 2-8に収録。特に3頁左段下半部から右段上半部にかけての部分、および8頁左段下半部。

460) 文献459の后者, pp. 3-4。

461) この話は宮原の「本多先生との出会い」『科学サロン』(東海大学出版会・PR誌)2 No.1 6-7(1978)には書かれていない。

462) 読み易いように、できるだけふつうの漢字かなまじり文に書きなおした。もとのノートは、たとえば磁場は field を略して筆記体で fd とかかかれているし、そのほかにも、ノ

ート全体にわたって、術語には、英語、ドイツ語、日本語が、自由にいりまじって使われている。

463) 論文③⑨(文献 426) 171 頁。

464) 論文④⑤ 365 頁右段下から 4 行目。なお、この論文“Molekulares Feld und Ferro magnetismus” Phys. Z. 9 358-367 (1908) は、1908 年 4 月 18 日に受理され、6 月 1 日に刊行された。

465) W. Ritz “Magnetische Atomfelder und Serienspektren” Ann. der Phys. 25 660-696 (1908), 発信 1908 年 1 月 Tübingen, 受理 2 月 5 日, 刊行 3 月 31 日。⁶⁵⁷⁾

466) 論文④⑤ 366 頁左段 28-31 行。

467) 論文④⑤ 366 頁右段下から 4-1 行目。勝木には、このような表現は Weiss の人がらをあらわしているように思われる。

468) 拙論Ⅱ『物性研究』31 No.5 245-268 (1979 年 2 月) 参照。とくに p. 245 下から 4 行目。

469) 文献 468, pp. 248-250。

470) 『理化学辞典』第 2 版(岩波書店, 1953)「カマーリング・オネス」の項による。

471) 低温研究所の創設を 1880 年代の初めとする記述もある⁴⁷²⁾が、これは Kamerlingh Onnes の Leiden 大学教授就任の時期と混同したものであろう。Kamerlingh Onnes 自身のノーベル賞講演(1913 年)⁴⁷³⁾には、液体酸素の低温槽に水素をひたして水素の等温曲線の決定が思いのままに行えるようになったのが、研究所創設 10 周年以後のことであり、その成果を公表できたのはデュワーの水素液化の成功(これは 1898 年のことである⁴⁷⁴⁾)の数年後であった; 液体酸素の低温槽の中で物理測定を行えるようになったことは低温研究所の発展史上最初の成果であったが、これを達成するのに 10 年を費した; …… 10 年前、私の所長就任講演の中で当時における研究所の計画を分析したとき、すでに事態はそのようになっていた; と書いてある。低温研究所の創設を 1894 年とすると、この講演とほぼ時代があう。Kamerlingh Onnes の所長就任は 1913 年の約 10 年前(1903? 1904? 1905?)だとすると、かれは研究所創設と同時に所長になったのではないらしい。

472) 中村誠太郎・小沼通二編『ノーベル賞講演 物理学』第 2 分冊 1908-1914 (講談社, 1979。131-134 頁の Nordström (スウェーデン王立科学アカデミー総裁)の授賞のことば(中嶋貞雄訳), 特に 131 頁最下行から 132 頁 1 行目にかけて。

473) 文献 472 の中の 135-166 頁の「Kamerlingh Onnes の講演」(中嶋貞雄訳), 特

に 136 頁, 137 頁。講演の表題は「低温における物性の研究, とくにその成果である液体ヘリウムの生成」

474) 『理化学辞典』第 2 版(岩波書店, 1953)「デュア」の項, および文献 472 の中の 167-170 頁の「Kamerlingh Onnes の経歴」(中嶋貞雄の責任でまとめたもの⁴⁷⁵⁾) 中 168 頁 16 行目, による。

475) 文献 472, 「編者あとがき」(198-199 頁), 199 頁 1-5 行参照。

476) 文献 473, 「Kamerlingh Onnes の講演」全体を通読して, このように判断した。

477) 文献 474, 「Kamerlingh Onnes の経歴」, 168 頁, 下から 7 行目。

478) 1905 年, Nernst は熱力学の第 3 法則を発見した。⁴⁷⁹⁾ この法則の実験的証明のためには, さまざまな物質の比熱を非常な低温で測定することが必要かつ重要である。Kamerlingh Onnes がヘリウムの液化に成功したとき, 「ネルンストはオンネスが過去 15 年にわたって建設した大きな素晴らしい低温装置を見学しに, ライデンへ出かけた。彼はライデンの例にならわぬ決心を固めてベルリンに戻ってきた。ネルンストをひるませたのは, それに要した巨額の費用ではなくて, このような計画に要する時間の問題であった。ネルンストがアルトホフあるいはその他の資金源から資金を獲得できることは疑いなかったが, 彼の定理を実験的に確認するまでに費やさねばならぬ待ち時間のことを考えると, これは耐えられぬことであった。」⁴⁸⁰⁾ この文章は Kamerlingh Onnes 流の研究の進め方を, その反対側から光をあてることによって, よくきわだたせているということができよう。

479) K. メンデルスゾーン著, 藤井かよ・藤井昭彦訳『ネルンストの世界』(岩波書店, 1976) 3 頁による。

480) 文献 479, 119 頁 3-8 行。なお, 本書の訳者は「訳者あとがき」で「原著には索引がつけられているが, 訳書では割愛した」と述べている(321 頁 1 行目)。このようなことが, 科学者の伝記・評伝の翻訳のさいに, わが国ではよくある。たとえば, A. ローゼンフェルド著, 兵藤申一・兵藤雅子訳『ラングミュア伝』(アグネ, 1978) でも「訳者あとがき」に「原著の巻末にはラングミュアの膨大な論文リストが記載されているが……省略した」と書かれている(297 頁最終行-298 頁 1 行目)。どうもわが国の科学者には, 「伝記」のたぐいを, 歴史に関する学術書としてではなく, 文学的読み物とみる傾向があるようである。それは, 若干の例外を除いて, 自然科学者の目にふれる「伝記」がもっぱら「伝記文学」としてのみ書かれており, 「学術的著作としての伝記」と「文学としての伝記」との概念が自然科学者にとっては未分化であり, 「学術的著作としての伝記」をも「文学としての伝記」の範疇にふくめて理解してしまう性向が一般的にあるためかも知れ

ないし、あるいは、周到な年表や論文リストの作成のような仕事を学問的業績とは認めないような、移植科学の風土の上に育った、日本人科学者の通弊的偏見によるものであるかも知れない。論文リストや索引を省略されることによって、「学術的著作としての伝記」は、学術書としての性格もしくは有用性を失い、あるいは減退せしめられ、単なる緑蔭の読み物となる。机に向かってメモを取りながら読むべき書物が、木蔭の安楽椅子に身を横たえて流し読みされるだけのものにおとしめられる。

出版社はその販売政策からして、あまり“不必要”かさばらない読み物を作りたがるであろう。読み物として“不必要”にみえようとも、学術書としては、索引や論文リストは必須のものである。学術書として読みたい者は原書を読み、というつもりがあるかも知れぬ。しかし、学術書の訳本は、訳本もまた学術書であるべきである。学術書の機能を保持した学術書の訳本をつくるのが、訳者（と出版社）のつとめであろう。訳者は、出版社の販売政策に妥協することなく、原書のもつ学術的機能をそなえた訳本をつくるようにつとめていただきたい。

周到な索引を備えることによって学術書としての有用性を高度に発揮し、一個人の伝記としての域を超えて、物理学史辞典としての機能を果している本の一例として、板倉聖宣・木村東作・八木江里著『長岡半太郎伝』（朝日新聞社、1973）がある。あるとき、勝木はある人から、『科学文化史年表』（湯浅光朝編著、中央公論社、1950）の日本近代史の1868年の項に「福沢諭吉『窮理図解』（窮理熱流行の先駆）」とあるが、この窮理も物理のことか？ 福沢諭吉が物理と関係があったのか？、ときかれた。答えるべき適当な典拠を思いあたらず、一瞬とまどったが、もしやと思って『長岡半太郎伝』をひもとき、索引の「福沢諭吉」の項から該当ページを逐次しらべたところ、まさにその質問への的確な答を見出すことができた。

481) 文献 473, 145 頁。

492) これにすぐつづけて Kamerlingh Onnes は、かれが Perrier と共同でおこなった液体および固体酸素の研究で Curie 則からのずれの存在が明らかになったこと、常磁性塩についても同様のずれがあることが明らかになったことを述べている。Perrier は Weiss の弟子である。⁴⁸³⁾ 非常な低温における磁性の研究で、Zürich は Leiden と協力関係にあったのである。つづけて Kamerlingh Onnes は、Oosterhuis との共同研究でこのずれのうちの ある種のものが負の符号をもつ Weiss の分子場を仮定することで説明できること、酸素・窒素混合液の帯磁率に関するかれと Perrier の研究に Weiss 理論を適用すると、分子場は分子間距離の関数であると考えられること、がわかったと述べ

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

たのちに、ヘリウム温度での常磁性の測定は零点エネルギーの理論にとっても重要になってきた、つまり、Curie 則からのずれを負の分子場を導入せずに説明しようと試みるのである、として、Oosterhuis の着想⁴⁸⁴⁾を紹介している。

483) 文献 420 による。

484) Oosterhuis の論文およびそれに関する解説は、拙論Ⅲ (『物性研究』33 No.1 1979 年10月, pp. 37-61) の註137, 138, および, IV (ibid. 35 No.1, 1980年10月, pp. 1-24) の註150-164を参照のこと。

485) 論文⑥(文献425)938頁左段6-9行に「…… θ は自発磁化消失の絶対温度であり、それはすでに Curie 点と名付けられている」という文章があつて、脚注に論文⑤ (Commun. Leiden No.114) が引用されている。⁶⁶⁰⁾

486) 本多は1914年に“Über die magnetische Umwandlung und ihre Nomenklatur” (Sci. Rep. Tohoku Imp. Univ. 3 165-169) と題する論文を書き、その中で、 A_2 変態点を Curie 点と呼ぶのは適切でない、と述べている。拙論Ⅱ (『物性研究』31 No.5, 1979年2月, 245-286) 註89 (266頁) 参照。

487) Paul Langevin と Jean Perrin は Weiss と Curie との共通の親友であつた。⁴⁸⁸⁾ また、Weiss の親友 Aimé Cotton の妻 Eugénie は、Marie Curie の女高師時代の学生であり、学生時代 (1903年) に Curie 家を何度も訪れており、Pierre Curie の磁気研究に大きな感銘をうける。Eugénie の同級生 Anna Cartan も Eugénie に同行して Curie 家を訪れたことがあるが、Anna は Weiss の親友 Élie Cartan の妹であつた。のちに、Weiss の息女 Nicole が結婚するのは、Élie の息女 Henri である。(註438参照)

488) Langevin と Perrin が Weiss のパリ高等師範学校時代の親友であつたことについては本文参照。Curie の親友であつたことについては『ピエル・キュリー伝』(註434参照) 89-90頁。

489) このようなやさしさの人格化の典型が Pierre Curie であつた。『ピエル・キュリー伝』(註434参照) はそのような Pierre をあますところなく描き出している。

490) Weiss が論文④において、分子場を Ritz が系列スペクトルとゼーマン効果を説明するために提唱した原子構造に結びつけることを試みていることは、すでに述べた。註465, 466の親にあたる本文部分を参照のこと。

491) 『理化学辞典』(第2版)「リッツ」の項によれば、Walter Ritz は1878年2月22日生まれ、1909年7月7日に亡くなった。⁶⁶¹⁾

- 492) H. du Bois, K. Honda, Proc. Acad. Amsterdam 12 596 (1910) (この論文は柴田仁作の作成した本多文献リスト⁴⁹³⁾からは落ちている) 孫引き; K. Honda, "Die thermomagnetischen Eigenschaften der Elemente" Ann. der Phys. 32 1027-63 (1910)。
- 493) "Bibliography of Professor Kôtarô Honda" (assembled by Nisaku Shibata) Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ., Anniversary Volume dedicated to Prof. K. Honda, 1109-1126 (1936)。
- 494) マグネタイトの分子式が Fe_3O_4 であるから、金属原子 1 こあたりの値にするために、マグネタイトの場合、 $1/3$ グラム分子をとった。
- 495) 現在知られている Ni, Co, Fe 金属の原子あたりの飽和磁化, 0.6, 1.7, $2.2 \mu_B$ および Bohr 磁子 $\mu_B = 0.927 \times 10^{-20}$ erg/gauss, アボガドロ数 $N = 6.03 \times 10^{23}$ を用いてグラム原子あたりの飽和磁化を算出してみると 3.35×10^3 , 9.49×10^3 , 12.29×10^3 となって, Weiss の与えた値とほぼ一致する。マグネタイトに対しては, 3 原子あたり $4\mu_B$ として計算すると 7.45×10^3 がえられて, これも Weiss の与えた値に近い。
- 496) ジャン・ペラン著, 玉虫文一訳『原子』(岩波文庫, 1978) 216 頁参照。なお, この本の原書 "Les Atomes" の初版は 1913 年に発行されている。訳者の序言によれば, 「(Perrin は) 物質の不連続的構造についての最初の実証的研究に成功した。その主要な研究は 1906-9 年に行われたが, その主論文『ブラウン運動と分子の実在性』*Mouvement Brownien et Réalité Moléculaire* は "Ann. Chim. et Phys. 8me sér., septembre, 1909" に発表された」とのことである。Weiss はおそらくこの論文によって, Perrin の仕事を知っていたであろう。
- 497) 論文⑥で Weiss は, Weiss と Foex の共著論文 Arch. Sci. Phys. et Nat. 31 4, 89 (1911) を引用して, Curie 点以上でのマグネタイト, Fe, Ni, Ni-Fe 合金の Curie 定数を論じている。雑誌名が⑤⑧のものとは異なるが, 年も同じであるし, 内容的には⑤⑧と同じものであると推定した。なお, 上記の論文は, われわれのこの論文の本文末尾にそえた Weiss の文献リストからは落ちている。
- 498) このことから分るように, χ^{-1} を T に対してプロットしたときの傾きのちがいを, 重合状態のちがいとしてとらえようとする考え方が, この Weiss の時代, 1911 年にはひとつの有力な考え方として存在していた。のちに, 1914 年, 本多と曾祢は, MnO の -165°C に見られる磁化率の山⁴⁹⁹⁾を低温での分子の会合による構造変化に求めた⁵⁰⁰⁾が, その解釈は, 本多・曾祢の独自のものというよりは, むしろ当時の一般的な解釈の仕方にとった

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

ものであったといえよう。

499) K. Honda, T. Soné, "Über die magnetische Untersuchung der Strukturänderungen in Manganverbindungen bei höheren Temperaturen" Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. **3** 139-152 (1914).

500) 勝木渥「曾祢武の歩み」(前・中・後編)『物性研究』**29** No.1, 1-19 (1977年10月), No.5, 295-319 (1978年2月), **30** No.1, 7-34 (1978年4月), 前編1頁, 中編300-303頁参照。

501) P. Pascal, Ann. d. Chim. et Phys. **16** 531 (1909), **19** 5 (1910), いずれも孫引き。

502) Liebkecht, Wills, Ann. d. Phys. **1** 178 (1900), 孫引き。

503) Pascal は沃化水銀カリウム K_2HgI_4 が常磁性であることを見出していた。Weiss は、この物質は最高に注目すべき物質である; 反磁性元素のみから成っていて、しかもそれ自体は常磁性である; とコメントしている(947頁左段1-4行)。

504) バナジウムの常磁性塩, VCl_2 , $(SO_4)_2V_2O_3$, VCl_4 の溶液は、磁子説に対する実験的支持を与えなかった。

505) E. Feytis, Comptes Rendus **152** 708 (1911), 孫引き。

506) Langevin⁴²⁶⁾においても Weiss においても, Boltzmann 因子 $\exp(\mu H/kT)$ の指数の分母 kT は、分子に固有の運動エネルギーをあらわすものであり、したがって、エネルギー等分配則によって、これは自由度2の系の運動エネルギーであるが、今の場合並進運動は考えないから、回転の自由度が2だということになる。指数の分子 μH の μ は分子磁石の磁気モーメントであるから、Boltzmann 因子がこのように書けるということは、分子磁石は回転の自由度2をもつということを意味する。

507) 磁気モーメント μ の N 個の原子磁石から成る系の Curie 定数 C は $C = N\mu^2/3k$ で与えられ、したがって $\mu = \sqrt{3kC/N}$ である。今、この系の原子磁石が q 個ずつ固く結合して、磁気モーメント $M = q\mu'$ の分子磁石をつくるとすれば、そのときの Curie 定数は $C = (N/q)M^2/3k$ であり、したがって $M = \sqrt{3kCq/N}$ となる。測定値 C は変らないから、 $M = \mu\sqrt{q}$ であり、 $\mu' = M/q = \mu/\sqrt{q}$ となる。つまり、 q 個の原子が重合して固い分子を作ったと考えたときの原子あたりの磁子数は、各原子がそれぞれ分子となっていると考えたときの磁子数の $1/\sqrt{q}$ にひとしい。それゆえ、20.92, 17.38を $\sqrt{3}$ で、28.23を $\sqrt{2}$ で割ることによって、12.08, 10.04, 19.95が得られる。

507) 950頁右段22-29行。

508) 950 頁右段下から 16 行－951 頁左段 12 行。

509) 952 頁。

510) おそらく Max Abraham (1875-1922) であろう。Max Abraham はドイツの理論物理学者で、電磁気学の泰斗であった。(『理化学辞典』第 2 版(岩波書店, 1953)「アブラハム」の項を参照した。)

511) Abraham は言葉で「磁子のモーメントを作用量子と電子の比電荷との積として計算してみた」と述べており、Abraham が思いえがいていた表式は $\mu = eh/m$ という c を省いた形のものだが、ここでは c を含む形で書いておいた。

512) Richard Gans のことであろうと推察される。Gans は 1907 年から 1921 年にかけて、Ann. der Phys. 誌上に 20 編の磁性関係の論文を発表し、約 10 年間の中断ののちに、1932 年から 36 年にかけて再び 9 編の磁性関係の論文を発表している。論文末尾の発信地と発信日付をみると、少なくとも 1906 年から 1910 年にかけては Tübingen の、少なくとも 1913 年から 1921 年(その後も?)にかけては La Plata (アルゼンチン) の、そして少なくとも 1932 年から 1935 年にかけては Königsberg の、物理教室にいたことは確からしい。1911 年の Karlsruhe でこの大会には、おそらく Tübingen から出てきて参加したのであろう。初期の若干の論文に目を通した限りでは、磁性に関する Gans の所論は勝木にはなかなか理解しがたい。何か考察の枠組みがちがっており、Gans の考察の枠組みを勝木がとらえかねているためだと思われる。

513) Gans も c を省いた表式を用いているが、ここでは c を書いておく。

514) Einstein や Gans は電子の等速円運動のエネルギーを量子化して、その最小のエネルギーを $mr^2\omega^2/2 = h\nu$ とおき、かつ ν を $\omega/2\pi$ と同定して $\omega/2\pi$ とおいた。(実はここに問題があった。これでは Ritz の結合原理と結びつかない。) この電子の円運動にともなう磁気モーメント $e\omega r^2/2c$ にあらわれる ωr^2 を上記の量子条件から求めてみると $\omega r^2 = h/\pi m$ となり、磁気モーメントは $eh/2\pi mc$ となる。他方 Bohr の量子条件はこの場合、角運動量の量子化 $mr^2\omega = h/2\pi$ であって、これからは $\omega r^2 = h/2\pi m$ が、したがって磁気モーメントとして $\mu_B = eh/4\pi mc$ がえられる。因子 2 のちがいは、エネルギーを量子化するのか、角運動量を量子化するのかのちがいが生じたのである。⁶⁶²⁾

515) T. Soné “On the Magnetic Susceptibility of Six Nitrogen Oxides” Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. 11 139-157. なお、「曾祢武の歩み」(後編)『物性研究』30 No.1 (1978 年 4 月) pp. 7-33, 10 頁を見よ。

516) Weiss の 1912 年における酸素⑥3, 1913 年における酸化窒素⑦1の研究は、おそらく、

ともに常磁性気体の磁性の研究であったろうと思われる。(あるいは、ライデンに出向いての、低温装置を利用した、液体酸素や液体酸化窒素の研究であったかも知れない。) 気体であったと仮定して、Weiss の研究対象はここでも常磁性気体であった。のちの曾祢の気体の磁化率の研究⁵¹⁷⁾が、常磁性気体のみならず、反磁性気体をも含んでいたのと対照的である。

517) T. Soné “ On the Magnetic Susceptibilities of Hydrogen and Some Other Gases ” Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. **8** 115-168 (1919) ; Phil. Mag. **39** 305-350 (1920), および文献 515。なお、「曾祢武の歩み」(後編) 8-10 頁を見よ。

518) 論文⑨の末尾(邦訳, 文献 423 の 173 頁)に, Maurain 氏の実験について言及されているので, Maurain はこの人のことであろうと推定した。

519) 論文⑧は⑩と表題は同じだが, 同じ雑誌の後続の巻にのっているところを見ると, ⑩と同一の論文だとは思われない。続報ででもあろうか。あるいは, Perrier が論文リストをつくったとき, 誤ってとなりの論文題目をタイプしてしまったのかも知れない。もしそうであれば, ⑩か⑧か, どちらかの表題がまちがっているのである。

520) Weiss の論文リストには, この Cotton-Weiss 法に関するものがない。戦時中の聴音機の発明であったから, 実際に聴音機を作ればそれで事足り, そのため論文にはしなかったのだろうか。あるいは, そもそもが兵器の発明であったから, 本来, 論文にして公表するようなものではなかったのであろうか。

521) William Francis Giaque (1895-) はアメリカの物理化学者で, 1926 年に Debye とは独立に, 常磁性塩類を消磁することによって低温が得られることを提唱した。1949 年ノーベル化学賞受賞。(『理化学辞典』第 2 版(岩波書店, 1953)「ジオーク」の項を参照した。)

522) ルイ・アラゴン著, 大島博光訳編『フランスの起床ラップ』(三一書房, 1951) 所載「ストラスブール大学の歌」(130-137 頁)より。

ストラスブールの町は, 第 2 次大戦時, いちはやくナチスの軍隊に侵略され, 大学は奪われ, 学生たちはリュックサックを背負って, フランスのまんなかクレルモンの町に疎開し, そこにふたたび大学を開く。レジスタンスの闘いの中で, フランスの学生たちは, ファシストに対し抵抗し, 闘争し, たおれて行った。ストラスブール大学もまた, そのような殉難の大学であった。アラゴンはこの「ストラスブール大学の歌」によって, 学生たちにはげましと鼓舞をおくったのである。引用した部分の詩句は, さらに「フランスのまん

なかクレルモンに」とつづき、また実は前半と後半の順序が逆であって、第2次大戦下の上記ストラスブール大学の疎開のことを歌ったものであるが、生地アルザスにもどった Weiss を象徴するものとして、アラゴンのこの詩のこの部分を、順序の入れかえと若干の字句の省略をおこなって、借りた。

「ストラスブール大学の歌」の載っている本が『フランスの起床ラッパ』であることを教示された名大工学部の広川俊吉氏、古い書庫に入ってこの本を探し出して下さった信州大学附属中央図書館職員の丸山登志子氏に感謝する。

- 523) アルザスを題材としたドーデの『月曜物語』中の冒頭的一篇「最後の授業」はフランス的愛国主義・国語愛の物語として知られているが、アルザスとフランスの関係は「最後の授業」のような単純なフランス的愛国主義では律せられないような、複雑なものがあるらしい。⁵²⁴⁾

Weiss が Zürich 工科大学の学生時代に、その成年にさいしてフランス国籍をえらんだのは、単なるフランス的愛国主義にもとづいてのことであつたのだろうか？ それとも、ドイツの帝制とフランスの共和制とのどちらを選ぶかの岐路にたつて、共和制のフランスを意識的にえらびとつたのであろうか？

- 524) 田中克彦『ことばと国家』（岩波新書、1981）pp. 121-128。

- 525) Foëx は Weiss とともに Zürich から Strasbourg へ赴任したらしい。Foëx は、Weiss の Zürich 時代の 1911 年の論文⑤⑧の共著者であり、Strasbourg 時代の 1928 年の論文⑪④および 1926 年の著書“Le Magnétisme” (A-1) の共著者である。Weiss の両時代にわたっての共著者は Foëx 以外にはいない。Foëx は Weiss と共に Strasbourg に移り、Weiss の傍にあつて、その研究所創設の過程をつぶさに見たのであろう。

- 526) 論文②⑥は Perrier ⁴¹⁹⁾ の記事によって採録しておいたが、Weiss と Kunz との共著論文ではなく Kunz 単独のものである。1932 年 12 月のアメリカ物理学会での Kunz の講演で、“The problem of the intrinsic magnetic field by P. Weiss. Jakob Kunz, …” とあるのを、表題の最後の語句“by P. Weiss”中の Weiss を、Perrier が著者の一人と読みちがえたものと思われる。

- 527) 村川梨（論文紹介）“G. Urdain, P. Weiss et F. Trombe : *Un nouveau métal ferromagnétique, le gadolinium*. C. R. Paris, 200, (1935), p.2132”

『日本数学物理学会誌』9 No.9, 438 (1935 年 12 月)。「金属ガドリニウム 0.12 グラムを分離することが出来て、此の磁氣的性質をしらべて見た所、強磁性体である事がわか

った。その重要な性質は次の三つである。1. Curie 点は $16^{\circ} \pm 2^{\circ} \text{C}$ 。2. 一般に強磁性体に外部から作用する磁場が強いときには、磁化の specific intensity は $\sigma_H = \sigma_{\infty} (1 - a/H)$ で表わされるものであるが、係数 a (magnetic hardness) はガドリニウムの場合には 77°K に於ては 1250 より大きい。(鉄の場合には a は 10 よりも小さい)。3. 0°K に extrapolate した saturation moment per gram は $\sigma_0 = 253.5$ (鉄の場合は $\sigma_0 = 221.7$)。ガドリニウムの atomic moment は 35.4 マグネトンである。」

528) 1982 年京都で開かれた磁気国際会議は、IUPAP の会議としては 9 回目であるが、Strasbourg のこの会議から数えれば、12 回目となる。⁵²⁹⁾

529) S. Chikazumi “ Welcoming Addres ” Proc. ICM '82 Kyoto, J. Mag. Mag. Mat. **31-34** part I, XXXIII-XXXIV (1983) 参照。

530) 『ピエル・キュリー伝』(註434参照) 11-14, 17-18, 24-26, 38, 68, 145-146 頁; 『キュリー夫人伝』(註437参照) 110-111, 157, 181, 204-205 頁; 中村誠太郎・小沼通二編『ノーベル賞講演物理学』第1分冊 1901-1907 (講談社, 1979) 126-128 頁の「P. キュリーの経歴」(清水栄の責任でまとめたもの)を参照した。

『ピエル・キュリー伝』では「大学の物理学科を卒業したのは17才のとき」(25頁)とあり、『キュリー夫人伝』では「18才で理学士になった」(110頁)とあり、「P. キュリーの経歴」では「1878年に物理学修了試験に合格」(126頁)とあるが、本文は『ピエル・キュリー伝』に拠った。

531) 『ピエル・キュリー伝』35-37, 46-54, 56-57, 234 頁; 『キュリー夫人伝』110-111, 113 頁; 『理化学辞典』(第2版)「圧電気」の項; を参照した。

532) 文献426, 45-49 頁。

533) ibid. 5-6 頁。

534) ibid. 6 頁, 53 頁および85頁表XVIIIの最高温度, を参照した。なお, 62-63 頁の表VI, 64 頁表VII, 69 頁表XIIの磁場の値の中には25 ガウスより小さなものがあるが、それは反磁場等の補正をおこなったあとのものだからである(61頁参照)。

535) ibid. 13-14 頁。

536) ibid. 7-10 頁。

537) ibid. 4 頁, および32, 44, 48, 53 頁。

538) ibid. 4 頁。

539) ibid. 26-38 頁。特に34-37 頁。

540) この Curie の実験から酸素分子の磁気モーメントの大きさを評価してみると次のよう

になる。アボガドロ数を N , 分子量を M , 酸素分子の磁気モーメントを μ とすれば Curie 則から $KT = (N\mu)^2/3RM$ であり, これに $KT = 3.37 \times 10^{-2}$ を代入して, $\mu = 2.72 \times 10^{-20}$ CGS emu $= 2.9\mu_B$ を得る。他方, 酸素分子の磁気モーメントは $(\pi_g 2p^*)$ 軌道を占める 2 電子による 3 重項状態に起因し,⁵⁴¹⁾ この軌道は quench されて磁化には関与しないであろうから, μ はスピンによると考えてよく, $g = 2$, $S = 1$ とおけば $\mu = g\sqrt{S(S+1)}\mu_B = 2\sqrt{2}\mu_B \approx 2.8\mu_B$ となることが期待される。この値は Curie の実験値とよく一致している。

541) 小谷正雄, 他「原子分子の量子力学」(『岩波講座現代物理学』Ⅱ. A., 1955) 121 頁。

542) 文献 426, 42-43 頁。

543) ibid. 50-51 頁。

544) この式は, 実験式 $K_t = K_0(1-\alpha t)$ を馬鹿正直にいくらじっても出て来ない。Curie は, この実験式を $K_{t+\Delta t} = K_t(1-\alpha \Delta t)$ と読みなおし, 気体で成立つ関係式 $V_{t+\Delta t} = V_t(1+\Delta t/T)$, つまり $(dV_t/dt)/V_t = 1/T$ との類推にもとづく直観によって $(dK_t/dt)/K_t = -\alpha = -1/T$ を得たのであろう。すでに酸素において Curie が見出していた, 磁化率の絶対温度に対する反比例関係⁵⁴²⁾が, この直観的飛躍を容易にしたかも知れない。なお, 訳本(文献 426) 46 頁の式では, 上の最後の式の $-\alpha$ のマイナスが落ちてただ α になっている。この符号の脱落が, 訳本のミスプリントなのか, 原本にもあるミスプリントなのかは, たしかめていない。

545) 文献 426, 45-46 頁。

546) ibid. 47-49 頁。

547) ibid. 89 頁。

548) ibid. 53-59 頁。

549) ibid. 59-82 頁。

550) ibid. 70-71 頁。

551) ibid. 74-75 頁。

552) 技術磁化に対する温度の効果は両刃の剣的であった。一方では磁壁をこわして, 細分化されていた磁区を連合させて技術磁化を増大させ(磁場の弱いとき), 他方では熱攪乱によって単一磁区の磁化を減少させ, そのことによって技術磁化を減少させる(磁場の強いとき)。

553) 文献 426, 75 頁 10-16 行。

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

554) K. Honda, "Über die magnetische Umwandlung and ihre Nomenklatur" Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. 3 165-169 (1914), K. Honda "On the nature of the A_2 transformation in iron" ibid. 4 169-214 (1915). 拙論Ⅱ (文献 468) 266 頁註 89 および 246 頁参照。

555) P. Weiss, H. Kamerling Onnes, "Recherches sur l'aimantation aux très basses températures" J. de Phys. 9 555-584 (1910) (Weiss 論文リスト ⑤), 555 頁。

556) 文献 555, 555 頁脚註(3)。なお註 485 および 660 参照。

557) Curie の磁気変態点, Weiss の Curie 点, 本多の臨界点⁵⁵⁴⁾の定義はそれぞれにちがっている。Curie は磁気変態点をいろいろな強さの場における磁化-温度曲線の変曲点の温度と平均として与えるから, Curie の磁気変態点は Curie 点に比べてやや低めであり(鉄で 745°C (Curie 点は 770°C), ニッケルで 340°C (358°C), 磁鉄鉱で 535°C (587°C)), 本多は臨界点を低温から徐々に始まった漸次的変化の終点を考えた⁵⁵⁴⁾から, それは磁場のもとで Curie 点を超えて尾を引く磁化-温度曲線の尾の消失点に対応し, Curie 点に比べてやや高めであった(鉄で約 810°C ⁵⁵⁸⁾, Curie 点は 770°C)。

558) 拙論Ⅱ (文献 468) 246-248 頁および 261 頁註 75, 76 参照。

559) 文献 426, 75-82 頁。

560) ibid. 78 頁, 脚註 2。フランス物理学会での Curie の研究発表に対する Le Chatelier のコメントであろうか。Osmond "Transformation du fer et du carbone" (1888); Ball, Proc. Iron Steel Inst. 1 103 (1891) (ともに孫引き)。

561) ibid. 93-94 頁。これから分るように, Curie は β 相を Curie 点以上における α 相とは考えていない。磁気変態点によって α 相と β 相とが分たれるのではなく, 磁気変態点より低い温度から磁気変態点を超えた温度にわたる, 一定磁場のもとでの, 磁化の振舞いが, 強磁性体の振舞いとして(ひとつの α 相の振舞いとして)理解されるのである。あるいは今様に表現すれば, Curie 点以上で磁化率が Curie-Weiss 則に従うことをも含めて, 強磁性体の性質なのである。そして, そのようなものであるかぎり, 鉄は α 鉄なのであって, それとは別の同素体の状態 β 鉄が 860°C 以上で存在すると Curie は考えたのである。

562) ibid. 82-86 頁

563) ibid. 90 頁。

564) ibid. 90-93 頁。

565) *ibid.* 93 頁。

566) 中島健蔵『昭和時代』（岩波新書，1957）。

567) Langevin “Magnétisme et théorie des électrons” *Ann. Chem. et Phys.* 5 70 (1905), 邦訳 文献 426。

Paul Langevin は 1872 年 1 月 23 日生まれ⁵⁶⁸⁾だから，Curie（1859 生）より 13 才，Weiss（1865 生）より 7 才年下である。1946 年 12 月 19 日死去。上記「磁性と電子論」を書いたのは 33 才のときだった。

568) 『理化学辞典』（第 2 版，岩波書店，1953）「ランジュヴァン」の項による。

569) J. J. Thomson “Cathode Rays” *Phil. Mag.* 44 293-316 (1897)；遠藤真二訳「陰極線」『電子』（物理学史研究刊行会編，物理学古典論文叢書 8，東海大学出版会，1969）1-28 頁。

570) Zeeman 効果についての Zeeman の報告は，1896 年 10 月 31 日にアムステルダムのアカデミーに対してなされた。⁵⁷¹⁾ また，翌年の *Phil. Mag.* にも発表された。⁵⁷²⁾

571) 『電子』（註 569 参照）巻末の広重徹の「解説」（127-131 頁）特に 128 頁による。

572) P. Zeeman “On the Influence of Magnetism on the Nature of the Light emitted by a Substance” *Phil. Mag.* 43 226-239 (1897)；斉藤幸江訳「物質によって放射される光の性質に及ぼす磁気の影響について」『電子』（註 569 参照）29-46 頁。

573) H. A. Lorentz “La théorie électromagnetique de Maxwell” *Leyde* 1892；“Versuch einer Theorie der elektrischen und optischen Erscheinungen in bewegten Körpern” *Leiden* 1895. 文献 572 による孫引き（文献 572 邦訳 37 頁欄外）。前者の表題はさらに “et son application aux corps mouvants” とつづき，発表誌は *Arch. néerl.* 25 363 (1892)。なお，Lorentz の論文集（*Collected Papers*）全 9 巻が 1935 年から 39 年にかけて P. Zeeman と A. D. Fokker の編集で刊行されているが，前者の論文はその 2 巻の 164-343 頁に，後者の論文は 5 巻の 1-138 頁に収録されている。⁵⁷⁴⁾

574) 広重徹訳・解説『ローレンツ電子論』（東海大学出版会，1973）巻末の解説「Lorentz『電子論』とその歴史的背景」（381-405 頁）の 390 頁および 398 頁欄外と 403 頁欄外を参照した。

575) W. Voigt, *Ann. der Phys.* 9 115 (1902), 文献 567 邦訳文献 426 による孫引き。

576) J. J. Thomson, *Phil. Mag.* 6 673 (1902), 文献 575 と同じく孫引き。

577) このイメージは本多のイメージと非常によく似ている。(たとえば拙論 I (『物性研究』 31 No. 1, 1-22, 1978 年 10 月) 参照。とくに 6 頁下から 9 行目から 7 頁 6 行目にかけて。)

本多は、ドイツ留学時代月沈原の物理教室で「フォグト先生の指導の許に」強磁場での水晶板の偏光面の回転を測定した、と回顧している。⁵⁷⁸⁾ 本多が本多のイメージを抱く上で Voigt の影響を受けたということがありうる。本多は Voigt と書かず、片仮名でフォグトと書いているが、Ann. der Physik 18 645-694 (1905) に W. Voigt の “Theoretisches und Experimentelles zur Aufklärung des optischen Verhaltens aktiver Kristalle” と題する論文があり、その末尾の発信地が Göttingen となっていること、および以後本多のドイツ滞在期間を含む 1912 年までに同誌に発表されている Voigt の論文の発信地がすべて Göttingen である (1904 年以前および 1913 年以後は調べなかった) ことから、本多のフォグトはこの Voigt であるとほぼ推定される。

578) 本多光太郎「研究生生活五十年 — 本邦に於ける磁気学の発展」『日本物理学会誌』5 No. 6, 329-333 (1950), 特に 330 頁。これは本多が 81 才 (数え年) のときに書いたものである。

579) P. Curie, J. de Phys. 3. 415 (1950), 文献 575 と同じく孫引き。

580) 文献 426, 99-103 頁, §§. 5-7。

581) *ibid.* 103-104 頁, § 8。

582) 磁性を分子の形状と関係づけると考えがここではっきりと表明されている。本多はのちに、強磁性原子はほぼ球形であり、温度上昇とともに変形して熱衝突の効果が次第に効くようになって常磁性に転移するのだとの考えを提出する⁵⁸³⁾ が、本多の着想の源流はこの辺りにありそうである。後年の本多が反 Weiss 的見解の持ち主であったということだけが知られているために、われわれはえてして本多が本多独特の磁性観を独自に抱いたと思いがちであるが、実際は本多に先行する Voigt, Curie, Langevin, Weiss らの見解から大きな影響を受けていると考えるべきであろう。

本多がフランス語の文献をどの程度に読みこなしたのかをたしかめるために、勝木は、直接本多の警咳に接したと思われる長老たち十名あまりに、1983 年 3 月 1 日付で質問の手紙をおくった。それぞれに返事をいただいた中で、茅誠司 (3 月 2 日付, 関係箇所要旨) : 本多がフランス語にどの程度堪能であったかは知らない。本多がフランス語を読んだことは確かだが、会話をしたかどうかは知らない; 松永陽之助 (3 月 2 日付, 要旨) : スエーデンのベネディクスという人のアンバーに関する仏文の論文を本多から日本語に訳すよ

うに命ぜられた記憶がある。本多がその本を読んで日本語に訳す必要を感じて命じたのか、自分では読めないのかは命じたのかは分らない；広根徳太郎（3月6日付，要旨）：本多はワイスその他フランス語の論文を直接読んだと思う。というのは，本多は広根に当時の Ann. de Phys. や Compt. Rend. などの論文を示し，種々の指示をしたから。本多がどこで仏語を学んだかは定かでないが，努力家の本多のことゆえ，大学卒業の直後か，あるいは Göttingen か Berlin 滞在中に習得した可能性は充分あるのではないかと思う；白川勇記（4月21日付，要旨）：Neél 金研来所の折本多の依頼で通訳した仁科氏から“本多先生が辞書を側において仏文献を読んでおられたのを見た”ときいた；とあったこと等から，勝木は本多はフランス語を充分よく読みこなしえた，と結論した。⁵⁸⁴⁾なお，本多はフランス語の論文を少なくとも1編は書いているので，⁵⁸⁵⁾ 本多がかなり自由にフランス語を読んだことは間違いないと思われる。

583) K. Honda “A Theory of Magnetism” Sci. Rep. Tôhoku Imp. Univ. 3 171-188 (1914)。なお，拙論 I（『物性研究』31 No. 1, 1-22 (1978)，特に 5-7 頁）を見よ。

584) 引用した4人のかたがた，および，いろいろ調べたり，本多先生の近親のかたがたや心当りの人にきいたりしたが，はっきりしたことは分らない，との御返事を下された曾祢武増本量，林威，今井勇之進，松山芳治，高木通泰，谷内研太郎の諸先生に御教示を感謝する。

585) K. Honda “La loi de la variation du coefficient d'aimantation spécifique des éléments par l'échauffement” C. R. 151 511-513 (1910)。この論文は『東北帝大理科報告』本多記念号 (1936) 所収の本多光太郎著作リスト (“Bibliography of Professor Kotaro Honda” 柴田仁作・作製) には収録されていない。

586) 文献 426, 104 頁, § 9。

587) ibid. 104 頁, § 10 冒頭部分。

588) この関係式は，1 個の分子に関しては，分子内電子配置に関して分子が分子の重心を通る x 面， y 面， z 面を鏡映面としてもてば，成立つ。しかし， x ， y ， z 方向は空間に固定されており，それに対していろいろな方向に向いた分子が一様に存在することを前提としたから，この関係がすべての分子で成立つためには，分子は球対称でなくてはならない。

589) これは1分子に関しては，分子が4回軸を x ， y ， z 軸とする立方体の対称性をもてば成立つ。しかし，前註に書いたように，いろいろな方向に向いた多数の分子すべてにおいてこれが成立つためには，分子は球対称でなくてはならない。

勝木 渥, 永井寛之, 斎藤方成

590) 文献 426, 107-111 頁, §§. 11-12。

591) *ibid.*, 112 頁, §. 13 の末尾。

592) *ibid.*, 112-113 頁, § 14。

593) Langevin は「容易に証明されるように」とだけコメントしてこの式を示し, その導出を
をしてみせていないので, ここでその導出をこころみておく。

z 軸と角 θ をなす平面上の, 原点を中心とする半径 R の円を考える。この円周上, xy 面との交線から測って角度 ϕ 上の点 z 座標は $\zeta = R \sin \phi \cos \theta$ であるから $\overline{\zeta^2} = R^2 \overline{\sin^2 \phi \cos^2 \theta} = R^2 \cos^2 \theta / 2$, $\overline{\zeta^2} = R^2 \overline{\cos^2 \theta} / 2 = R^2 / 6$ 。等方性の仮定から $\overline{\zeta^2} = \overline{\xi^2} = \overline{\eta^2} = \overline{r^2} / 3$ 。したがって $\overline{r^2} = R^2 / 3$ 。 $R = r_1$ とおけば所与の式がえられる。

594) 文献 426, 113 頁, § 15。このことから推測できるように, Langevin にとって反磁性は分子構造の手がかりを与えるものでもあった。

595) *ibid.*, 116-117 頁, § 18。

596) $f'(r) + 3m\omega^2 = 0$ と円運動の条件 $f(r) = m\omega^2 r$ とから $f = K/r^3$ が得られる。この計算は Langevin がしている。*ibid.*, 120 頁。

597) *ibid.*, 119-123 頁, §§ 21-22。

598) *ibid.*, 116 頁, § 16。

599) *ibid.*, 123-130 頁, 第 5 章 §§ 23-36。この章の Langevin の議論はなかなか分りにくい。われわれが磁性体の熱力学にあまり親しんでいないせいか, それとも Langevin の概念がわれわれになじみにくいのか。

600) Langevin はまた, 有限の合成磁気モーメントをもつ分子から成る系で, 各分子が外場のもとで個々に方向を変えうるものを磁気媒質とよび, 剛体的に結合して全体運動以外の運動のできない(個々には方向を変えることのできない)分子電流の永久的体系を磁石と呼んでいる。*ibid.*, 126 頁, § 28。

601) Langevin は, 分子の磁気モーメントに対しても, 所与の一定量の物質(考えている系)の磁化に対しても, とともに M という文字を用いている。われわれは, ここでは, 分子の磁気モーメントに対して μ を, 一定量の物質の磁化に対して M を, 用いることにする。

602) 分子の重力のもとでの位置エネルギーが上への運動エネルギーから得られるように, 角度に依存する位置エネルギーは回転の運動エネルギーから得られる, と Langevin は言いたいのであろう。

603) 系に供給すべき熱量が $-HdM$ なのでこの式の dQ は系から放散される熱量を意味する。 $dQ = HdM$, $M = M(H, T)$ から本文中の式がえられる。

- 604) 系のエントロピー $S(T, H)$ の変化を dS とすれば, dQ が系から放散される熱量であるから, $dS = -dQ/T = -(H/T) \{ (\partial M/\partial H) dH + (\partial M/\partial T) dT \}$, また $dS = (\partial S/\partial H) dH + (\partial S/\partial T) dT$, 両式を比較して, $(\partial S/\partial H) = -(H/T)(\partial M/\partial H)$, $(\partial S/\partial T) = -(H/T)(\partial M/\partial T)$ 。 dS が完全微分であることから, 前者を T で微分したものと後者を H で微分したものとを等しいとおいて整理することによって, 本文中の式を得る。
- 605) $M = \sum_{pq} a_{pq} H^p T^q$ とおいてみると, $H(\partial M/\partial H) = \sum_p p a_{pq} H^p T^q$, $T(\partial M/\partial T) = \sum_q q a_{pq} H^p T^q$ 。左辺の和が 0 なのであるから $\sum (p+q) a_{pq} H^p T^q = 0$ 。 $\therefore p+q=0$ 。あるいは $H/T = x$ とおいて, $M = f(x)$ 。 $H(\partial M/\partial H) + T(\partial M/\partial T) = Hf'/T - THf'/T^2 = 0$ 。
- 606) $k(T) = \lim_{H \rightarrow 0} (\partial M/\partial H)_T = \lim_{H \rightarrow 0} (\partial x/\partial H)_T f'(x) = f'(0)/T$ 。
- 607) 文献 426, 130-132 頁, § 37 前半。
- 608) *ibid.*, 132-135 頁, § 37 後半—§ 38 前半。
- 609) *ibid.*, 135 頁, 4-5 行目。
- 610) *ibid.*, 135-136 頁, § 38 後半。
- 611) 鉄の飽和磁化の値は Curie の測定によれば (単位質量あたりの値を単位体積あたりのそれになおせば) 約 1700 CGS emu である。また, 1 原子あたり $2.2\mu_B$ として計算しても約 1700 CGS emu がえられる。沸点での液体酸素の比重 1.118 (『理科年表』1982 年, 434 頁) と酸素分子の磁気モーメント $2.8\mu_B$ (註 540 参照) とから液体酸素の飽和磁化を評価してみると約 544 CGS emu となる。
- 612) 文献 426, 136-137 頁, § 39。
- 613) 1 モルあたり 1F, 約 9.65×10^4 クーロンであるから, これを 2.24×10^4 でわって約 4 クーロン = 0.4 emu がえられる。
- 614) Langevin のいう「別の方面」が具体的にどの方面のことか, Zeeman 効果と関係したことではないかと想像したが, 確かめえなかった。
- 615) この式の分母の数値は r だが, 分子が何なのかよく分らない。現在知られている e , m の値から e^2/m を算出してみると 25.6×10^7 となり, 分子の値 18.4×10^7 よりやや大きい, 一応よく合っている。『ローレンツの電子論』(註 574 参照) 48 頁には e/m の値を $1.77 \times 10^7 c\sqrt{4\pi}$ と与えてある。分子の中の 1.8×10^8 という数値は, この 1.77×10^7 のことであるかも知れない。すると分子の式の残りの部分 3.4×3 が e に関係していることになる。上記『ローレンツの電子論』50 頁には水素イオンの電荷が $1.5 \times 10^{-20} c\sqrt{4\pi}$ と与えてある。それで $1.5 \times 10^{-20} c^2 4\pi$ を計算してみると約 170 となって, $3.4 \times 3 = 10.2$ より 1 桁大きい。(これは, ローレンツの e/m の値が, 計算してみると, 18.8×10^{17}

であって、現在の値 5.27×10^{17} の約 3.5 倍であり、同じく e が 16×10^{-10} であって現在の値 4.8×10^{-10} の約 3.3 倍であることによっている。なお、 e/m と e とがこのようにそれぞれ 3 倍半ほどに過大評価されているので、 m に対してローレンツはほぼ正しい値 7×10^{-28} グラムを得ている。しかしこのようにローレンツが e/m と e の値を過大評価していると言うべきではないのかも知れない。48 頁の脚註でローレンツは e/m を $1.77 \times 10^7 c\sqrt{4\pi}$ の形にかいたのは、電磁単位では 1.77×10^7 であることを示すためだと書いてある。これは現在の値 1.76×10^8 クーロン/g とよく一致している (1 クーロン = 0.1 emu) e についても 1.5×10^{-20} emu と読むことにすれば、現在の値 1.6×10^{-19} クーロンとよく一致する。するとローレンツの採用した単位系では電荷の単位が CGS 静電単位の $1/\sqrt{4\pi}$ の大きさであるのかも知れない。しかし、いずれにせよ、Langevin の数値式の分子にあらわれる 3.4×3 が何に由来するのかはさだかでない。))

616) 文献 426, 137-138 頁, § 40。

617) *ibid.*, 138-139 頁, § 41。

618) *ibid.*, 139-140 頁, §§ 42-43。

619) いずれも小川和成の訳文^{423,426)}による。同一訳者が同じ本の中でこのように訳しわけているので、原文にも両者による用語のちがいがあると推定した。この用語のちがいが、両者の何のちがいによるかはさだかでない。考えられる対比としては、Weiss の 42 才 (1907 年) 対 Langevin の 33 才 (1905 年), Weiss の Zürich 対 Langevin の Paris, 実験家の Weiss 対理論家の Langevin, がある。

620) 文献 423, 145-146 頁。

621) *ibid.*, 146 頁。

622) *ibid.*, 147-148 頁。

623) *ibid.*, 148 頁, 4-6 行。

624) 自発磁化は単一磁区における磁場 0 のときの磁化である。飽和磁化は、強い磁場をかけて結晶全体が一つの磁区になったとみなせるほどの極限的に強い磁場のもとでの磁化だから、単一磁区における強い磁場のもとでの磁化に相当し、自発磁化 (磁場 0) とはことなる。

625) 文献 423, 148-149 頁。

626) *ibid.*, 149-150 頁。

627) *ibid.*, 自身は「対応状態の法則」という言葉を用いてはいないが、その内容は論文の中で明確に表現されている——「磁化の強さの温度変化の法則は、 T/θ および I/I_0 で示

される対応する状態をとるとすべての物体で同一となる。この法則は図 2 の曲線で表わされている。」(文献 423, 148 頁下から 6-4 行)と。(Weiss のいう図 2 の曲線は Langevin 関数から分子場の導入によって得られる周知のもので、ここにその図を示すことは省く。)

「対応状態の法則」の意味する所を、この引用文の前半部分だけにとどめれば、「対応状態の法則」の検証のためには 2 種類以上の強磁性体の磁化-温度曲線を求めてそれを比較することが必要となる。本多の Weiss 批判のひとつの論拠がここにあった。本多は清水清蔵との共著論文(J. Coll. Sci. Imp. Univ. Tôkyô 20 Art. 6 (1905))において、Fe, Ni および種々の Ni 鋼の磁化の温度変化を測定しているが、これはこの意味での「対応状態の法則」の不成立の実例を前もって提供するものであった(勝木渥「曾祢武の歩み」前編『物性研究』29 No.1, 1-19 (1977) 註 22 (13 頁) 参照)。しかし、Weiss にとっては「対応状態の法則」は単に引用文の前半部分の内容だけではなく、後半部分の内容をも含むものであった。それは、磁化-温度曲線が具体的に Langevin 関数から決まる形をもつということであって、何か一般的な対応関係があるということではなかった。磁化-温度曲線が Langevin 関数で決まる形をもつから、その結果として対応状態の法則が成立つのであり、理論曲線が対応状態の法則を含んでいるのであった。低温での実験結果の理論曲線との不一致は、磁場が小さすぎて磁化が飽和に達していないためであり、理論の前提が実験的には実現されていないためであった。充分強い磁場をかけて飽和させた磁鉄鉱の磁化-温度曲線が理論曲線と一致すれば、そのことによって、対応状態の法則は検証されたということができたのである。

628) 文献 423, 150-153 頁。

629) *ibid.*, 153-166 頁。

630) この式は $J = 2\pi \{ \int_0^{\pi-\varphi} I \cos \theta \sin \theta d\theta - \int_{\pi-\varphi}^{\pi} I \cos \theta \sin \theta d\theta \} / 4\pi$ から得られる。この式によれば、 $H = 0$ で磁化の中立状態から出発すれば、 $H < H_c$ では磁化はあられず、 $H = H_c$ にいたってはじめて磁化があらわれはじめることになる。

631) $J = 2 \cdot 2\pi \int_{\pi/2}^{\pi} I \cos \theta \sin \theta d\theta / 4\pi$ より $J = -I/2$ がえられる。

632) $J = -I/2 + 2 \cdot 2\pi \int_0^{\varphi} I \cos \theta \sin \theta d\theta / 4\pi = I \{ 1 - 2(H_c/H)^2 \} / 2$, ただし $\cos \varphi = H_c/H$ を用いた。

633) 拙論Ⅲ『物性研究』33 No.1, 37-61 (1979 年 10 月) 参照)。とくに 38-40 頁。

634) 文献 423, 166-173 頁。

635) Weiss は Curie-Weiss 則をこの形で与えている。これを変形すれば $I/H_c = \theta/N(T$

$-\theta$)を得るが, $\theta/N = \mu I_0/3r$ であり, $I_0 = M\mu$ (M は単位体積あたりの分子数)を用いれば磁化率 k に対する周知の表式 $k = M\mu^2/3r(T-\theta)$ が得られる。

636) 文献423, 166頁, 下から12-11行目。このような Weiss の表現は, 後年の本多の所説「……絶対零度の常磁性体に対する関係は, θ の強磁性に対する関係に等し。故にランジュバンの学説を θ 以上の温度に於ける強磁性に適用せんには, T の代りに $T-\theta$ を置き換ふるを要す……」⁶³⁷⁾を思い起させる。本多のこの所説の源は Weiss のこの表現にあるのかも知れない。

637) 本多光太郎『磁気と物質』(裳華房, 1917) 254-255頁。なお拙論Ⅳ(『物性研究』35 No.1, 1-24 (1980年10月) 2頁および註171 (17-18頁)も参照のこと。

638) 文献423, 166頁。

639) *ibid.*, 166-167頁。 δ 鉄を δ 鉄と命名したのは, Weiss がこの論文においてであるらしい。

640) $M_0 r T = p_0$, $M r T = p$ であるから, $1/p = (1/p_0) \cdot (M_0/M)$ 。これを $\chi = I_0^2/3pD$ に代入する。

641) 固体の分子量が na であるから, アボガドロ数を L とすれば, 単位体積あたりの分子数 M は, $M = LD/na$ 。空気の分子量を $m_0 (= 28.8)$ とすれば, $M_0 = L\delta/m_0$ 。∴ $M_0/M = na\delta/m_0 D$ 。これを $\chi = (I_0^2/3p_0 D) \cdot (M_0/M)$ に代入し, $T = 273\text{K}$ とおくと, C の表式がえられる。

642) I_0/D の値をどのようにして算出したか Weiss はあらわには書いていないが, おそらく次のようなものであったろう。Weiss は du Bois と Taylor Jones の実験から常温での鉄の I の値として1860を得ている(164頁, 下から5-3行目)。また, Weiss は鉄の θ として $756^\circ\text{C} = 1029\text{K}$ をとっている(167頁, 2行目)から, 常温(300K)での I/I_0 は対応状態の法則より0.89となる。鉄の密度を 7.86g/cm^3 とすると, $I = 1860$, $I/I_0 = 0.89$ より $I_0/D = 266$ が得られる。

643) 念のため, $I_0/D = 270$, $p_0 = 1.013 \times 10^6\text{ dyne/cm}^2$ (1気圧), $a = 55.85$ (鉄の原子量), $\delta = 1.286 \times 10^{-3}\text{ g/cm}^3$ を用いて計算してみると, $C = 0.01633n$ が得られる。なお, 訳本(文献423)では $C = 0.001646n$ となっており(169頁), β 鉄, γ 鉄, δ 鉄に対する C の値も, 訳本では一貫して1桁小さくなっている(小数点以下の0の数が1つ余分である)。これが原論文にある誤りなのか, 訳本で生じた誤りなのかは調べていない。Weiss の論文④(文献464) 365頁左段には α 鉄の C の値を $0.01646n$ と与えてある(0.001646 n ではなく)。

644) 単位体積に関しては $I = k'H_e = k(H_e + NI)$ であり, 単位質量に関しては $I/D = \chi'H_e = \chi(H_e + NI)$ である。 $C = \chi T$ であるから $T/C = 1/\chi = (1/\chi') \cdot \{(H_e + NI)/H_e\}$ となるが, 最後の式の I を $I = D\chi'H_e$ でおきかえれば, 本文中の式がえられる。

645) θ は $k'(\theta)$ の発散する温度である。したがって $0 = 1/k'(\theta) = 1/k(\theta) - N$ であるから, $1/k(\theta) = N$ 。

646) $k(\theta) = D\chi(\theta) = 1/N$ および $1/\chi(\theta) = \theta/C$ より $\theta = CND$ 。

647) さきにえた式 $T/C = 1/\chi' + DN$ より, $DN = \theta/C$ を用いて $C = \chi'(T - \theta)$ を得る。Curie-Weiss 則としてはこの形のものの方が前に得た $T/\theta - 1 = H_e/NI$ よりもわれわれにはなじみ深い。Weiss も付言しているが, 前者を変形すれば後者がえられる。後者を $(T - \theta)/\theta = 1/N\chi'D$ と書き直しておけば, そのことはすぐ分る。

648) $T = 820^\circ\text{C} = 1093\text{K}$, $\theta = 756^\circ\text{C} = 1029\text{K}$ であるから $T - \theta = 64\text{K}$ 。したがって $C = \chi'T = 513 \times 10^{-6} \times 64 = 0.0328 = 0.0164 \times 2$ 。

649) 文献 423, 170 頁, 脚註 1。

650) この値をどのようにして Weiss が得たのかははっきりしない。

外場を 0 として, $a = \mu NI/rT$ の式に, すでに今では分っている値, $\mu = 2.2\mu_B = 2.04 \times 10^{-20} \text{ erg/gauss}$, $r = 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg/K}$, $T = 300\text{K}$ (常温), $a = 11.3$ を用いると, $NI = arT/\mu = 2.29 \times 10^7 \text{ gauss}$ が得られる。 T として常温の代りに自発強磁性消失温度 θ (1029K) をとれば $NI = 7.9 \times 10^7 \text{ gauss}$ がえられる。これは Weiss の与えた値に近いが, $a = 11.3$ を用いるときには, 温度は θ ではなく常温をとるべきである。

もう少し Weiss に即したと思われる計算は次のようなものであるが, Weiss の与えた NI の値とは合わない。すなわち, 外場を 0 として $a = \mu NI/rT = M\mu NI/MrT = NI \cdot I_0/(D/m)RT = NI \cdot m(I_0/D)/RT$ と変形すれば, $NI = aRT/m(I_0/D)$ となるから, これに $a = 11.3$, $R = 8.3 \times 10^7 \text{ erg/mol K}$, $T = 300\text{K}$ (常温), $m = 55.85$ (鉄の原子量), $I_0/D = 270$ (α 鉄の C を求めるときにこの値を用いた) を入れて, $NI = 1.87 \times 10^7 \text{ gauss}$ を得る。これは Weiss の値の 1/4 以下である。 T として常温の代りに θ (1029K) を入れれば $NI = 6.4 \times 10^7 \text{ gauss}$ が得られる。これは Weiss の値の約 8 割である。

なお, Weiss の論文④ (文献 464) 365 頁右段下から 6-4 行目には鉄に対する分子場が常温で約 $6.5 \times 10^6 \text{ gauss}$ だとある。これはここでの NI に相当する量であって, 1 桁小さすぎるが数値は上記の 6.4×10^7 とよく似ている。

651) 文献 423, 171 頁, 下から 9-6 行目。

652) J. Frenkel “Elementare Theorie magnetischer und elektrischer Eigen-

schaften der Metalle beim absoluten Nullpunkt der Temperatur" Z. Phys. **49** 31-45 (1928).

653) W. Heisenberg " Zur Theorie des Ferromagnetismus " Z. Phys. **49** 619-636 (1928).

654) 吉川弘文館発行のパンフレット「人物叢書 175 黒岩俊郎著『本多光太郎』正誤表」(1978)中の略年譜によると、本多の生まれた日は、新暦になおすと3月24日であるらしい。なお、上記『本多光太郎』は引用不適切箇所および多くの誤謬のあるため廃刊された。この「正誤表」はその廃刊のさいに出されたものである。(この註は本来ならば427と428との間にはいるべき註であるが、あとからつけ加えたのでここになった。)

655) この辺の Weiss の議論は次のように考えれば理解できる。磁気面内でかけた磁場 H の容易軸方向となす角を θ , 容易軸方向の成分を $H_{\parallel}$, 困難軸方向の成分を $H_{\perp}$ とする。また、(飽和)磁化 M の容易軸となす角を φ , 容易軸, 困難軸方向の成分をそれぞれ $M_{\parallel}, M_{\perp}$ とする。また、困難軸方向の反磁場を $NM_{\perp}$ とする。 $H_{\parallel} = H \cos \theta$, $H_{\perp} = H \sin \theta$, $H_{\perp}^{\text{eff}} = H \sin \theta - NM_{\perp}$, $M_{\parallel} = M \cos \varphi$, $M_{\perp} = M \sin \varphi$, $H_{\perp}^{\text{eff}}/H_{\parallel} = M_{\perp}/M_{\parallel} = \tan \varphi$, $H_c = NM$ の関係から、 $H/H_c = h$ とおいて $\sin \theta = \cos \theta \tan \varphi + \sin \varphi/h$ を得る。磁場の方向 θ と大きさ h とを与えれば、この関係式をみたす方向 φ に磁化 M があらわれる。磁化困難軸方向に磁場 H をかけるとき、 $H < H_c$ ($h < 1$) のときは $\theta = \pi/2$ とおいて、 $\sin \varphi = h$ が第20図の点Bの方向を与える。 $H > H_c$ ($h > 1$) のときは $\theta = \pi/2 - \delta$ とおけば、 $\sin \theta = \cos \delta \sim 1$, $\cos \theta = \sin \delta \sim \delta$ であるから、 $1 - \sin \varphi/h = \delta \tan \varphi$ となり、左辺 > 0 で有限であるから $\varphi \sim \pi/2$ とならなくてはならない。 $\varphi = \pi/2 - \varepsilon$ とおけば $\sin \varphi \sim 1$, $\tan \varphi \sim 1/\varepsilon$ であるから、 $\delta/\varepsilon \sim 1 - 1/h < 1$ である。つまり磁場を磁化困難方向に無限に近くかけるとき、磁化もまた磁化困難方向に無限に近く向くが、磁化困難軸方向となす角は磁化(ε)の方が磁場(δ)よりも大きい。 $0 \leq \theta < \pi/2$ のときは、 h の値に関係なく $\sin \varphi/h \geq 0$ であるから $\tan \theta \geq \tan \varphi$, したがって $\varphi \leq \theta$ となる。等号は $\theta = \varphi = 0$ のとき成立つ。つまり、磁化は磁場を容易軸方向にかけたときは容易軸方向つまり磁場と同じ方向を向くが、それ以外の場合には容易軸方向と磁場方向との間を向く。また、 $H < H_c$ のとき、 $OC = M \sin \varphi = Mh$ であるから、「弧の高さ」は $M - OC = M(1 - h) = M(H_c - H)/H_c$ となって、 $H_c - H$ すなわち $7300 - H$ に比例する。(この註は本来ならば註452と453との間にはいるべき註である。)

656) のちに勝木がいただいた1983年3月2日付茅の私信に「(要旨)昭和53年頃(茅が)東京大学の総長であった頃、弥永教授の友人のフランスの数学者カルタン氏が訪ねて来た

時、カルタン夫人がワイスのお嬢さんであることを知り、この二人を東大の懷徳館というゲストハウスに招いて夕食を共にした」とあった。この Weiss のお嬢さんは、やはり Nicole のことであった。(これは註 439 への註である。)

657) この Ritz の論文には邦訳がある。⁶⁵⁸⁾ 力学的な振動系では力と加速度との関係式に ν^2 があらわれるが、線スペクトルの Balmer の公式には ν^2 ではなく ν そのものがあらわれる。前者では力は振動系の部分の位置に依存するが、もし力が位置ではなく速度に依存するならば、 ν^2 ではなく ν があらわれる。そのような力は一般的に磁気力であるとして、Ritz は系列スペクトルの振動は純粋な磁気力によってつくられるという仮定を提出し、そのような強力な磁気原子場の存在の傍証として Weiss の分子場を援用した。Ritz は、磁気原子場が要素磁石整数個のつながった原子内棒磁石(磁極の強さ μ , 磁石の長さ l) によって作られるとし、振動する電荷 e が棒磁石の延長上近い極から距離 r のところにあるとして、原子場として $\pm H = \mu [1/r^2 - 1/(r+l)^2]$ を得、これから Ritz の結合原理を導いている。Ritz の理論は、八木江里によれば、⁶⁵⁹⁾ Bohr の原子構造論が提出されるまでは、当時の最も有望な理論であるとされていた。(これは註 465 への註である。)

658) 井田幸次郎訳「磁気原子場と系列スペクトル」『原子構造論』(物理学史研究刊行会編 物理学古典論文叢書 10, 東海大学出版会, 1969) 77-115 頁。

659) 前註『原子構造論』の巻末 211-221 頁の八木江里による「解説」、とくに 216 頁下から 8 行目以下。

660) 論文 (J. Phys. 9 555-584) の最初の頁(555 頁)の本文 12 行目末尾に“point du Curie”という語句があり、それに脚註がついて「われわれはこの論文で自発磁化消失の温度をこのように呼ぼう。そこには Curie によって述べられた場の関数たる変態温度の観念と何らの矛盾もない。自発磁化消失の温度は場をゼロにもってゆくことによって決める変態温度なのだから。」(下線は原文イタリック)と述べられている。脚註の原文は“C'est ainsi que nous appellerons dans ce travail la température de perte du ferromagnétisme spontané. Il n'y a la aucune contradiction avec l'idée de température de transformation fonction du champ énoncée par Curie, la température de perte du ferromagnétisme *spontané* étant celle que l'on détermine en faisant tendre le champ vers zéro.”であるが、このままでは“fonction du champ énoncée par Curie”の坐りがどうも文法的によくないように感ぜられたので、fonction の前に前置詞 en を補ってみた。なお、この脚註の文章をどう解すべきかに関しては、フランス語に関する犀川和彦氏の知

識に負うところがきわめて大きかった。(これは註 485 への註である。)

661) Ritz の生年をみれば分るように, Ritz は Weiss より 13 才若く, 31 才で早世した。Weiss は Ritz を悼むこと深かった。Perrier⁴¹⁹⁾は, Walter Ritz の全業績の刊行 (1911 年, パリ Gauthier-Villars 社) をスイス物理学会は誇りにしているが, その発案と実現を Weiss に負っていると感謝し, 「Weiss がこの本のために書いた序文を感動なしに読み返すことは誰にもできないだろう」と述べている。(これは註 491 への註である。)

662) Bohr の原子模型の論文「原子および分子の構造について (第 I 部)」⁶⁶³⁾では Bohr は角運動量の量子化から出発してはいない。核から充分はなれた所にある電子は束縛状態におちこんでゆく間にある振動数の光を放出するが, その光の振動数がおちこみ先の軌道の電子の回転の振動数 ω の半分に等しい, との仮定から Bohr は出発した。Bohr はそもそもの出発点から $\omega/2$ を仮定したのである。広重と西尾⁶⁶⁴⁾によれば, この Bohr の仮定は Planck の第 2 エネルギー量子説⁶⁶⁵⁾に深く影響されたものであった。⁶⁶⁶⁾この仮定の上に立って議論をすすめたその結論のひとつが, 角運動量の量子化=軌道の中心に対する各電子の角運動量は永久状態 (基底状態) においては $\hbar/2\pi$ にひとしい, だったのである。⁶⁶⁷⁾ (これは註 514 への註である。)

663) N. Bohr “On the Constitution of Atoms and Molecules (Part I)”
Phil. Mag. 26 1-25 (1913); 邦訳 後藤鉄男訳「原子および分子の構造について (第 I 部)」『原子構造論』⁶⁵⁸⁾ 161-186 頁。

664) 広重徹・西尾成子「Bohr の原子構造論の起源」『科学史研究』No. 71, 97-108 (1964 年 7-9 月)。特 106 頁および 103-106 頁。

665) M. Planck “Über die Begründung des Gesetzes der schwarzen Strahlung” Ann. der Phys. 37 642-656 (1912); 邦訳 井田幸次郎訳「黒体輻射の法則の基礎について」『原子構造論』⁶⁵⁸⁾ 143-159 頁。

666) この論文で Planck は, 一定振動数 ν で振動する振動子がエネルギーを連続的に吸収するが放出は確率的に離散的におこなわれるとして統計的な理論を展開し, 振動子の平均エネルギーの中に零点振動 $\hbar\nu/2$ があらわれることを示した。Bohr はこの $\hbar\nu/2$ との類推から, ないし, 束縛状態におちこむ過程での光放出が確率的におこなわれるとし, おちこむ前の振動数 0 から最終軌道での振動数 ω までのある振動数で光の放出が確率的におこる, その放出された光の振動数の平均値として $\omega/2$ をとったのであろう, というのが広重・西尾の説⁶⁶⁴⁾である。

- 667) 広重・西尾⁶⁶⁴⁾によれば, Bohr は「原子および分子の構造について (第Ⅱ部)」(Phil. Mag. 26 476-502 (1913))において原子内電子の配置を扱ったが, 第Ⅰ部の結果にもとづいて, 原子の永久状態 (基底状態) では各電子の角運動量が $h/2\pi$ に等しいという条件を仮定した。(文献664, 101 頁右段, 下から 18-14 行。)