Із сучасних дослідів над маґнетизмом.

написав

др. Роман Цегельський.

1. Вступ.

Відповідно до сучасного стану науки ділимо всї тїла з огляду на їх маґнетні прикмети на три ґрупи: на діямаґнетні, парамаґнетні і ферромаґнетні. До першої ґрупи належить переважна часть елементів[1]) і хемічних сполук; між останнїми подибуємо товщеві і ароматичні сполуки. До парамаґнетних тїл належить менша часть елементів і розмірно невелике число хемічних сполук, головно соли хрому, манґану, зелїза, нїклю, кобальту і міди. Ферромаґнетними тїлами є зелїзо, нїкель, кобальт, манґан, маґнетит і піротит, вкінци деякі амальґами і стопи ферромаґнетних металїв, головно стопи Heusler'a.

Потреба сего подїлу проявила ся вже давно. Почин до того дав ще Brugmanns 1778 р. Він досліджував маґнетні прикмети богатьох тїл. Між иншим найшов, що часово стають маґнетними сїрчан, азотан і хльорак зелїза (зелїзаві сполуки), як в ціпкім, так і в розпущенім станї. Заразом зробив епохальне відкрите, що маґнетні бігуни відпихають чистий візмут. В творі його, що вийшов в Leyden 1778 п. з. Magnetismus...[2]), стрічаємо натяки на подїл тїл на згадані три ґрупи („omne ferrum, omneque corpus ferrum continens, eo ipso dum trahitur, polos recipiat"; p. 72). Однак перший

[1]) Доси досліджено, на скілько менї відомо, маґнетні прикмети 69 елементів; між ними є 35 діямаґнетними тїлами, 31 парамаґнетними, 4 ферромаґнетними.

[2]) Гл. Rapports présentés au congrés internationale de physique. Tome II. Paris 1900. H. Du Bois. Propriétés magnétiques de la matière pondérable p. 461.

Примітка. Редакція Збірника полишає термінольоґію і номенклятуру автора.

Ред.

товчок до поставленя проблєму на загальній основі дав Faraday[1]) у половині XIX віка. Він перший поставив тезу, що маґнетизм се загальна прикмета матерії. Звісні його основні спроби зі штабкою із зеліза і з візмуту. Перша уставляє ся у сильнім маґнетнім полю рівнобіжно до лїній сил, а друга нормально. Відповідно до поведеня тїл у маґнетнім полю дїлить Faraday всї тїла на парамаґнетні, що поводять ся так, як зелїзо, і на діямаґнетні, яких маґнетні прикмети нагадують візмут. Після Faraday-а роблено дуже богато дослїдів і то у ріжних напрямах. Однак загальний успіх їх був слабий мимо накопиченя материялу так, що вони мало причинили ся до проясненя проблєму, а навіть противно замотували його. Доперва новійші часи принесли рішучий зворот. Систематичні і докладні дослїди Pierre-a Curie-a з кінця XIX. віка стали вихідною точкою модерних маґнетних дослїдів і дали основу новим маґнетним теориям Langevin-a і Weiss-a, що при помочи теориї електронів розвязують в цїлости маґнетний проблєм відповідно до теперішного стану науки.

Подїл тїл на згадані три кляси виступає ясно, коли придивимо ся близше їх маґнетній вразливости (Suszeptibilität, Erregbarkeit) $\varkappa$. Сим виразом називаємо відношенє степеня намаґнетизованя I тїла до маґнетизуючої сили (сили маґнетного поля H). Отже $\varkappa = \frac{I}{H}$.[2]) І так маґнетна вразливість $\varkappa$ парамаґнетних і діямаґнетних тїл є взагалї сталою величиною і від сили поля H незалежною; однак $\varkappa$ перших є додатне, а других від'ємне. За те инакше є у ферромаґнетних тїл. Хоч поверховно нагадують вони парамаґнетні тїла н. пр. тим, що у одних і других виступають однакові бігуни у маґнетнім полю, то однак заходить між ними велика ріжниця, а саме маґнетна вразливість $\varkappa$ ферромаґнетних тїл не є сталою величиною, лише є функциєю сили поля H, залежить від маґнетних піль, що передше дїлали на дане тїло, і досягає високої

[1]) Wüllner. Experimentalphysik. III. Bd. 1897. p. 1120 і слїдуючі.

[2]) Для яснїйшого розуміня пригадую, що степень намаґнетизованя є маґнетним моментом одиниці обєму. Коли маґнетний момент рівномірно намаґнетизованого тїла є $\mathfrak{M}$, а його обєм V, то $I = \frac{\mathfrak{M}}{V}$; маґнетний момент се добуток із сили бігуна і віддаленя обох бігунів. Коли-ж тїло нерівномірно намаґнетизоване, то беремо елємент обєму, якого довгота $= d\lambda$ і рівнобіжна до маґнетної оси, і називаємо скількість маґнетизму, що вкриває одиницю кінцевихп оверхний ds елєментарного обєму, знаком I. Тодї є маґнетний момент сего елєментарного обєму $I\,ds\,d\lambda = I\,dv$. Положім $I\,ds = m$, отже маґнетний момент елєментарного обєму є $m\,d\lambda$, а степень намаґнетизованя $I = \frac{m\,d\lambda}{dv}$. Сила маґнетного поля H є се механїчна сила, з якою дїлає поле на одиничний маґнетний бігун.

вартости[1]). Тут також виступає у великім степени явище гістерези, відкрите найперше Warburg-ом[2]), а коерцитивна сила значна. При тім всім є $\varkappa$ завсїди додатне. Дальше треба згадати, що маґнетна вразливість парамаґнетних і діямаґнетних тїл дуже слаба. Н. пр. $\varkappa$ плинного кисня виносить після дослїдів Kamerlingh-a Onnes-a і Albert-a Perrier-a[3]) при температурі — 208·2° C кругло $+284.10^{-6}$ одиниць C. G. S., при звичайній температурі (20°) є після P. Curie-a[4]) $\varkappa$ кисня $= +0{\cdot}14.10^{-6}$, а маґнетна вразливість води рівна $-0{\cdot}75.10^{-6}$ при 18° C.[5]) Менше більше того самого ряду величини є вразливости инших парамаґнетних і діямаґнетних тїл. За те н. пр. питома маґнетна вразливість зелїза χ себто відношенє маґнетної вразливости $\varkappa$ до густоти D, отже $\frac{\varkappa}{D}$ досягає в полях низших від 10.000 C. G. S. при темпер. 18° C вартість 236.[6])

На перший погляд здаєть ся, що сї три ґрупи від себе зовсїм відокремлені. Однак вже Faraday показав, що зелїзо при висшій температурі стає слабо маґнетне. Те саме можна сказати про всї ферромаґнетні тїла. Взагалї стають вони у висшій температурі парамаґнетними, як се дослїдив Curie[7]). Кожде з них має питому собі температуру т. зв. температуру трансформациї, при якій переміняє ся у парамаґнетну відміну. Так то вже сама температура розсуває стїну поміж парамаґнетними і ферромаґнетними тїлами. За те зміна температури не захитала окремого становища діямаґнетних тїл. Однак можна всї ґрупи зближити до себе при помочи хемічних перемін, як вказують на се хочби дослїди Pascal-a[8]).

Дослїди над впливом температури на маґнетні прикмети тїл вело богато фізиків. Перед роботами Curie-a замітні у сїм напрямі дослїди Plücker a, Wiedemann-a і Hopkinson-a. Plücker[9])

---

[1]) Лише манґан має розмірно малу вразливість, однак квалїтантивно має ферромаґнетні прикмети (Гл. Fr. Heusler u. E. Take. Phys. Zs. XIII, 1912, S. 897).

[2]) Warburg. Wied. Ann. Bd. XIII, p. 141; Freiburger Berichte VIII, 8. Dezember 1880; Congrés internat. de phys. 1900. Paris. II. p. 509.

[3]) Kamerlingh Onnes and Albert Perrier. Communications. Leiden. 116. 1910. p. 33.

[4]) P. Curie. Oeuvres. Paris. 1908. Propriétés magn. des corps. p. 326. (У Curie-a подана питома вразливість χ, а $\chi = \frac{\varkappa}{D}$; $D =$ густота).

[5]) Du Bois. Congrés internat. 1900. II. p. 504.

[6]) Du Bois. Ibid. p. 465.

[7]) P. Curie. Oeuvres p. 329.

[8]) Pascal. Annales de chim. et de phys. VIII. série XVI. Paris 1909. p. 571.

[9]) Wiedemann. Elektrizitätslehre. p. 1016 (Curie. Oeuvres. p. 234).

досліджував вплив температури на діямаґнетні тіла. З дослідів, які він провадив над стеариною, сіркою, ртутню і візмутом, виходить, що діямаґнетизм перших трох тіл мимо підвисшуваня температури не зміняє ся, за те діямаґнетна вразливість візмуту маліє, коли огрівати його. Wiedemann[1]) досліджував вплив температури на парамаґнетні соли і зробив замітне відкрите, що маґнетна вразливість їх меншає враз з підвисшуванєм температури; при тім є термічний співчинник маґнетної вразливости однаковий для всїх ним досліджуваних парамаґнетних солий. Після Wiedemann-а є він майже такий сам, як термічний співчинник розширеня обєму ґазів, і виносить 0·00323 між 15° а 80° C. Відповідно до сего подав він $\varkappa_t = \varkappa_0 (1 - a t)$, де $\varkappa_0$ є маґнетна вразливість при 0°, $\varkappa_t$ маґнетна вразливість при t^0, а a термічний співчинник. Plessner[2]) потвердив досліди Wiedemann-а і найшов $a = 0{\cdot}00355$ між 15° а 60° C. Замітні також праці Hopkinson-а[3]), що досліджував прикмети ферромаґнетних тіл аж до температури трансформації. Досліди сих, як і инших фізиків, що працювали перед Curie і підчас його діяльности, мають богато недостач. Передовсїм вони несистематичні, по друге маґнетні поля, які уживано, були розмірно слабі, а також границї температури не надто широкі. І так н. пр. робив Hopkinson свої досліди найбільше до 770° C, а силу поля зміняв в межах від 2 до 40 одиниць (C. G. S.). В наслідок сих і инших недостач годї було до недавна поставити загальну теорию маґнетизму, що не лише змогла би описати поодинокі маґнетні явища, але також подавала би звязь між маґнетними прикметами всїх тіл. Сї причини спонукали P. Curie[4]) взяти ся до систематичного досліду маґнетних прикмет тіл при можливо ріжних умовах температури, тисненя і сили маґнетного поля. Межі температури посунув він до 1375°, а силу поля зміняв в межах від 25 до 1350 одиниць C. G. S. Крім того досліджував він також перебіг трансформації ферромаґнетних тіл.

Досліди Curie-а посунули справу значно вперед і уможливили поставленє нових маґнетних теорий, що обняли маґнетні явища у загальний спосіб. Зараз по нїм являють ся праці Weiss-а і товаришів, що подають матеріял, обильний в досліди над маґнетизмом кристалів і над ферромаґнетними тілами. При тім посунули ся межі

---

[1]) Wiedemann. Elektrizitätslehre. p. 960. Poggend. Annal. CXXVI, 1865, p. 1.

[2]) Plessner. Wied. Annal. XXXIX, 1890, p. 336.

[3]) Hopkinson, Phil. Trans. 1889. p. 443 (зелїзо). — Proceed. R. S. XLIV, 1888, p. 317. (нікель). — Proceed. R. S. 1889, 1890. (Curie. Oeuvres. p. 235).

[4]) Curie. Oeuvres. p. 233, 235.

поля до 50.000 ґавсів, а границї температури пішли далеко в гору і в долину. В останнїх роках замітні також з одної сторони працї Pascal-a, що подають докладні дослїди над маґнетизмом богатьох елементів і хемічних сполук тай старають ся прояснити звязь між маґнетними прикметами тїл і їх хемічним складом, з другої сторони дослїди маґнетних прикмет тїл, переведені під проводом Kamerlingh a Onnes a при дуже низьких температурах.

2. Діямаґнетні тїла.

Дослїди діямаґнетної вразливости тїл сполучені з великими трудностями тому, що вона дуже слаба, а найменші занечищеня можуть легко закрити правдиву величину єї. І так н. пр. вистане мілїонова частина примішки зелїза, щоби закрити діямаґнетні прикмети візмуту в полю 100 Ґавсів[1]). Тому не диво, що поміри в богатьох случаях недокладні, а деколи годї було рішити, чи тїло діямаґнетне чи парамаґнетне. Задля тої причини мусить ся уважати на те, щоби досліджуване тїло було хемічно чисте.

Загальні вислїди праць над діямаґнетними тїлами дадуть ся представити в отсей спосіб. Доси не повело ся ще нїколи сконстатувати, щоби маґнетна вразливість діямаґнетних хемічно однородних тїл змінила свій знак під впливом самої лише зміни поля, температури або густоти. Противно, як якийсь елемент є діямаґнетний, годї щонебудь висновувати із сего про маґнетні прикмети його сполук. Н. пр. мідь є діямаґнетною, а богато сполук єї є парамаґнетними[2]). Так само із діямаґнетних сполук годї виводити діямаґнетизм якогось елементу. Також не найдено ріжницї між питомою вразливостию розпущених і цїпких діямаґнетних субстанций. Вплив сили поля на діямаґнетну вразливість дуже слабкий; тому вспів Curie в межах від 50 до 1350 Ґавсів лише з малими виїмками сконстатувати, що $I = f(H)$ є прямою лїнією. Також ствердив Curie, що діямаґнетна вразливість не залежить від температури. Що найбільше можна сказати, що термічний співчинник маґнетної вразливости дуже малий, а саме є він того самого ряду, що термічний співчинник розширеня цїпких тїл.

Зміни хемічного і фізикального стану діямаґнетних тїл впливають лише дуже слабо на діямаґнетні прикмети. Мабуть останнї

---

[1]) Pascal. Recherches magnétochimiques. Ann. Chim. Phys. VIII. série. t. XIX. 1910. p. 9.

[2]) Du Bois. Congrés. internat. physique. II. 1900. p. 493.

залежать лише від найдрібнійших частинок матерії. Н. пр. перехід у плинний стан не впливає зовсім на діямаґнетну вразливість потасової салїтри (точка таяня 350°), білого фосфору (т. таяня 44°), йоду (т. т. 104°), сїрки (т. т. 110°); те саме бачимо у сїрки при перемінї єї у всїлякі алльотропічні відміни. Впрочім сей закон несповнений у всїх тїл докладно; у богатьох тїл сконстатовано більшу або меншу згідність із загальним правилом.

Виїмкове місце займають візмут і антимон; їх маґнетна вразливість малїє дуже швидко, коли збільшаємо температуру. У візмуту відбуває ся переміна маґнетної вразливости при огріваню після лїнеарного закона. Також замітним є явище, що розтоплений візмут має маґнетну вразливість 25 разів меншу, як цїпкий[1]).

По сїм загальнім перегляді придивім ся близше деяким спеціяльним случаям. Найперше возмім воду. Богато дослїдників мірило її маґнетну вразливість, а вислїди помірів не дуже відбігають від себе. І так н. пр. G. Quincke дістав 1885. р. $\varkappa = -0{\cdot}793.10^{-6}$, P. Curie 1895. р. $\varkappa = -0{\cdot}787.10^{-6}$, H. Du Bois 1888. р. $\varkappa = -0{\cdot}831.10^{-6}$, G. Jäger і St. Meyer 1899. р. $\varkappa = -0{\cdot}641.10^{-6}$. Середна вартість сих і инших помірів дає $\varkappa = -0{\cdot}753.10^{-6}$. Сї обчисленя відносять ся до 18° C і до порожнї. Після них приймає du Bois питому вразливість води $\chi = -0{\cdot}75.10^{-6}$. Однак з новійших дослїдів виходить низша вартість вразливости води, а саме хитає ся вона довкруги числа $0{\cdot}73.10^{-6}$. Після найновійших помірів W. J. de Haas-а і P. Drapier-а[2]), переведених в полї 40.000 Ґавсів при 21°, виходить χ води $-0{\cdot}747.10^{-6}$ супроти воздуха[3]), а $-0{\cdot}721.10^{-6}$ супроти водня. Сила поля не має нїякого впливу на вразливість води. Се доказано навіть для піль, що досягають 40.000 Ґавсів. Так само незамітний вплив температури. Після Curie-а зміняє ся χ навіть не о 1·5% межи $+20°$ C а $+189°$ C; инші дослїдники найшли термомаґнетні співчинники від -1 до -2 тисячні на 1°.[4])

Curie робив поміри також над кристалїчним кварцом. Вислїд їх був такий, що питома маґнетна вразливість його показала ся у всїх напрямах однакова. Вартість єї $\chi = -0{\cdot}441.10^{-6}$. Під впливом висшої температури χ збільшає ся мабуть, однак се збільшене так незначне, що в межах експериментальних похибок можна вважати χ незалежним від температури[5]).

---

[1]) P. Curie. Oeuvres p. 328.

[2]) W. J. de Haas u. P. Drapier, Ann. d. Phys. 42. 1913. p. 673.

[3]) Для повітря $\varkappa = 0{\cdot}027.10^{-6}$ при 18° C. Гл. під [2]).

[4]) Du Bois. Congrés internation. p. 504, 505.

[5]) Curie. Oeuvres. p. 261 і 262.

Також незміняє ся χ потасової салітри в межах від 18° до 420°. Се тим більше замітне, що потасова салітра топить ся при 350°. Отже ту маємо приклад на се, що зміна фізичного стану не впливає на діямаґнетну вразливість. Величина єї є $-0{\cdot}329.10^{-6}$ при 18°.[1]) Так само не зауважав Curie замітних термомаґнетних змін у теллюру, кухонної соли, потасового хльораку і сїрчану в цїпкім станї, анї для фосфору, йоду і сїрки в цїпкім і плиннім станї.

У антимону замітна велика зміна χ з температурою. Для звичайної відміни його виносить χ около -1.10^{-6}; воно зменшає ся постійно з підвисшенєм температури; при 540° виносить воно $0{\cdot}468{\cdot}10^{-6}$. χ другої відміни, одержаної електролїтичною дорогою, значно менше. Цїлком відрубним є поведенє візмуту. З підвисшенєм температури зміняє ся його маґнетна вразливість χ після лїнеарного закона, який Curie[2]) подає в отсїй формі $10^6 \chi_t = 1{\cdot}35\ [1 - 0{\cdot}00115\,(t-20)]$, де t означає температуру. При 20° одержав Curie $\chi = -1{\cdot}35{\cdot}10^{-6}$; подібно находимо у Ettinghausen-a[3]) $\chi = -1{\cdot}37.10^{-6}$. Після формулки Curie-a находимо для температури $-182°$ C $\chi = -1{\cdot}68.10^{-6}$, однак Fleming і Dewar найшли при помочи помірів для тої самої температури $\chi = -1{\cdot}59.10^{-6}$; видко закон лїнеарної переміни не відносить ся до так низьких температур[4]). При точцї таяня (273°) є χ цїпкого візмуту рівне $-0{\cdot}957.10^{-6}$, а χ розтопленого візмуту стає 25 рази слабше і не зміняє ся між 273° а 408°; його вартість є $-0{\cdot}038.10^{-6}$; сей наглий скок маґнетної вразливости відбуває ся в інтервалї меншім як 2°, при чім не зауважано термомаґнетної гістерези[5]). Се замітне термомаґнетне поведенє візмуту ствердили вповнї у найновійшім часї K. Honda[6]) і M. Owen[7]).

Долучена фіґ. 1. подає звязь між питомою маґнетною вразливостию χ кількох діямаґнетних тїл, а температурою в степенях Цельзія. На фіґурі бачимо ясно характеристичні прикмети згаданих тїл. Вісь відрізних обіймає температури, а вісь рядних подає вартости $\chi.10^6$. Фіґура рисована після P. Curie-a.

Не від річи буде подати також дослїди Pascal-a, зроблені в останнїх лїтах. Вони подають обильний матеріял, дуже совісно

---

[1]) Curie. Oeuvres. p. 261.
[2]) Curie. Oeuvres. p. 269.
[3]) Ettinghausen. Wied. Ann. XVII. p. 272.
[4]) Du Bois. Congrés internat. p. 503.
[5]) Curie. ibid. p. 270.
[6]) Honda. Ann. d. Phys. 32, 1910, p. 1027.
[7]) Owen. Ann. d. Phys, 37, 1912. p. 657.

опрацьований, з якого Pascal вспів добути кілька інтересних законів, а також подати залежність маґнетних прикмет тїл від їх хемічного складу. І так находить він, що атомова маґнетна вразливість χ_a метальоідів, себто добуток із питомої маґнетної вразливости і атомового тягару росте враз з атомовим тягарем. Се доказує він при помочи висновків із вислїдів не лише своїх праць, але також праць Curie-a і Koenigsberger-a. Низше поданий перегляд вартостий $-10^7 . \chi_a$, упорядкований після ростучих атомових тягарів і ґруп метальоідів.

I.		II.		III.	
Cl	209·5	*S*	156	*P*	274
Br	319·2	*Se*	240	*Sb*	775
I	465	*Te*	389	*Bi*	1896.

Із сих вартостий виводить Pascal рівнанє $\chi_a = -10^{-7} . e^{\alpha+\beta a}$, де a означає атомовий тягар, а α і β сталі величини, залежні від вартісности метальоідів. На α і β подає Pascal ось які вартости для поодиноких ґруп:

	α	β
I.	2·195,	0·00380
II.	2·058,	0·00418
III.	2·2806,	0·00505

Перші елєменти сих ґруп н. пр. *F*, *N* не підлягають експоненціяльному законови, а кисень є парамаґнетний[1]).

Pascal досліджував також прикмети всїляких ґазів, головно зложених, і дійшов в суперечности до праць Quincke-a до висліду, що вони є з виїмком кисня і азотавого окису (*N O*) діямаґнетними тїлами, котрих питома вразливість є ряду 10^{-6}. Однак Quincke оперував ґазами, що мали троха воздуха і найшов їх всїх парамаґнетними. Впрочім вислїди його праць дуже непевні; ся непевність пояснює ся легко малою питомою вразливостию ґазів в умовах, в яких робить ся досвіди, а дальше тим, що міряні маґнетні сили ґазів дуже слабі. Тому Pascal скроплював ґази; через те збільшав їх густоту 1000 рази, а вислїди ставали тодї певнїйшими. На основі його праць, як і давнїйших[2]), можна припускати, що маґнетна вразливість ґазів не залежить від температури і від тисненя при якім-небудь фізичнім станї їх. Сей здогад стверджує ся також сим, що

---

[1]) Pascal. Recherches magnétochimiques. Annal. Chim. Phys. VIII. série. t. XIX. p. 16—18.

[2]) Du Bois. Congr. intern. p. 505.

спроможність скручуваня площі поляризациї не зміняє ся в хвилї скроплюваня ґазів.

З дослїдів над сими зложеними ґазами вивів Pascal звязь між молекулярною вразливостию їх χ_m (= добутком із питомої маґн. вразливости і молекулярного тягару m) а числом атомів молекула n. Ся звязь є лїнеарна і має вид: $\chi_m = -23{\cdot}3 \,.\, (5+n) \,.\, 10^{-7}$; відси $\varkappa = -1{\cdot}04 \,.\, (5+n) \,.\, 10^{-10}$.[1]) Сї закони доказав Pascal для SO_2, NH_3, C_2N_2, N_2O_3, N_2O_4.[2])

Опісля найшов він аддитивний закон для діямаґнетних елементів в орґанїчних сполуках. Після того закона зберігають діямаґнетні елементи свої маґнетні прикмети у згаданих сполуках так, що можна обчислити їхнє χ_m із питомових вразливостий поодиноких елементів. Коли-ж крім діямаґнетних елементів входить в орґанїчну сполуку якийсь парамаґнетний н. пр. кисень, то він набуває особливших маґнетних прикмет, які зберігає незмінно у всїх анальоґічно збудованих сполуках, а деколи стає навіть діямаґнетним. Се правило дасть ся виразити формулою:

$$\chi_m = \Sigma\, a\, \chi_A + \lambda, \text{ де } \chi_A, \chi_B, \chi_C, \ldots$$

є атомовими маґн. вразливостями елементів A, B, C . . ., виведеними прямо з дослїдів на діямаґнетними тїлами або одержаними посередно для кисня. Стала λ залежить від структури молекула і рівнає ся зеру для сполук з нормальними вязанями. Подібні дослїди вів вже Henrichsen[3]); він найшов також для деяких тїл товщевого ряду $\chi_m = \Sigma\, a\, \chi_A$. a є число атомів того самого первня у хемічній сполуцї.

Міряючи молекулярну маґнетну вразливість богатьох насичених сполук товщевого ряду і примінюючи аддитивний закон, обчислив Pascal атомову маґнетну вразливість кількох елементів, при яких заходили доси неясности. І так найшов для водня $\chi_a = -31.10^{-7}$, для вугля $\chi_a = -62{\cdot}5.10^{-7}$ (згідно із своїми експериментальними помірами)[4]), для азоту $\chi_a = -58{\cdot}10^{-7}$. Одно з таких обчислень наводимо за Pascal-ем. Коли н. пр. приглянемо ся гомольоґічному рядови насичених товщевих сполук, то побачимо, що два безпосередно по собі слїдуючі члени ряду ріжнять ся від себе о родень CH_2. Сему родневи відповідає приріст молекулярної маґнетної враз-

---

[1]) Бо $\chi_m = \chi\, m = \frac{\varkappa}{D} \,.\, m = \varkappa \cdot \frac{m}{D}$, де D є густота, а $\frac{m}{D} = 22{\cdot}412.10^3$ cm^3 при 0^0 і нормальнім тисненю.

[2]) Pascal. Ann. chim. phys. VIII. série, t. XIX, 1010. p. 18—23.

[3]) Henrichsen. Wiedem. Annal. XXXIV. 1888. p. 180.

[4]) Зближені вартости одержано для χ_a вугля, спрепарованого з цукру в лябораториї Bossha. Гл. M. Owen. Ann. d. Phys. 37, 1912. p. 657.

ливости все о таку саму величину, а саме о $-123{\cdot}5.10^{-7}$, як се подає Pascal[1]), беручи середну вартість. Впрочім се річ не нова. Подібне спостереженє зробили давнійше A. Wleügel і P. Henrichsen[2]), котрі також доказали, що молекулярна вразливість метамерних і ізомерних сполук однакова. Н. пр. вартости $\chi_m.10^{-7}$ є:

для	C_6H_{14}	796	Ріжниця
	C_8H_{18}	1037	$2 \times 120{\cdot}5$
	$C_{10}H_{22}$	1297	2×130; так само
для	CH_3OH	228	
	C_2H_5OH	357	129
	C_3H_7OH	479	122
	$C_8H_{17}OH$	1092	$5 \times 122{\cdot}6$

Як сказано, є середна вартість $\chi_{CH_2} = 123{\cdot}5.10^{-7}$, а відси $\chi_C = \chi_{CH_2} - \chi_{H_2} = \chi_{CH_2} - 2\chi_H = -10^{-7}.(123{\cdot}5 - 61) = -10^{-7}.62{\cdot}5$. Атомову маґн. вразливість водня, обчислену на основі аддитивного закона Pascal-ем, ствердили вповні Kammerlingh Onnes і Perrier[3]), що робили поміри над плинним воднем. Вони найшли $\chi_H = -27.10^{-7}$; отже ріжниця є дуже незамітна.

Про ролю сталої λ у рівнаню $\chi_m = \Sigma a \chi_A + \lambda$ довідаємо ся, беручи під увагу ароматичні сполуки. Коли би ми н. пр. обчисляли χ_m бензолю, додаючи $6\chi_C + 6\chi_H$, то вийшло би -558.10^{-7}; однак експеримент дає χ_m бензолю $= -574.10^{-7}$. Те саме одержимо для инших сполук, що виводять ся з бензолю. Отже бензолеве ядро відповідає як раз сталій λ, яка виносить для нього -15.10^{-7}. Подібну прикмету бачимо і в сполуках нафталїни, для котрої $\lambda = -63{\cdot}3.10{\cdot}7$ і т. и. Із тих всїх дослїдів потягнув Pascal висновок, що комплїкація замкнених ланцухів орґанїчних сполук збільшає значно діямаґнетизм їх молекулів[4]).

Інтересні також дослїди Pascal a над киснем, а зглядно над маґнетними прикметами його у хемічних сполуках. Як звісно, кисень є досить сильно маґнетним. Його атомова вразливість виносить поверх $+15.000.10^{-7}$. Однак він тратить майже зовсїм свої маґнетні прикмети у сполуках, а навіть може деколи поводити ся, як дія-

---

[1]) Pascal. Ann. chim. phys. ibid. p. 28 і слїдуючі.

[2]) A. Wleügel u. P. Henrichsen. Wied. Ann. XXII. 1884. p. 121; XXXIV. 1888. p. 180; XLV, 1892. p. 38. (Гл. Du Bois. Congrès internat. p. 505).

[3]) Kamerlingh Onnes und A. Perrier. Communications from phys. lab. Leiden nr. 122, p. 10. (Гл. також Pascal. Ann. chim. phys. IX. série, 25, 1912. p. 289).

[4]) Pascal. Ann. chim. phys. VIII. série. t. XIX. 1910. p. 31—35.

маґнетний елемент. Се найшов Pascal[1]), студіюючи металїчні кисневі роднї, а відтак при дослїдах над орґанїчними сполуками. В останнім разї показало ся, що великий вплив на маґнетні прикмети кисня має положенє його серед других атомів хемічної сполуки. І так н. пр. у насичених алькоголїв (CH_3OH, C_2H_5OH і т. д.) є атомова вразливість кисня $X'_0 = -48 \cdot 10^{-7}$, у товщевих насичених альдегидів (CH_3CHO, C_2H_5CHO і т. д.) є кисень злегка парамаґнетним; його $X''_0 = +17 \cdot 25.10^{-7}$; подібно у кетонів є $\chi''_0 = +18.10^{-7}$. За те у товщевих квасів ($HCOOH$, CH_3COOH, і т. д.) є кисень знов діямаґнетним; його $\chi_{o_2} = -83.10^{-7}$ (для обох киснїв разом, що находять ся в молекулї останнїх сполук). Сї числа найшов Pascal, примінюючи аддитивний закон. Відтак займав ся він орґанїчними сполуками із сїркою і азотом та доказав, що оба сї елементи задержують свої діямаґнетні прикмети в сполуках, і то перший в цїлости, а другий улягає лише злегка впливови структури молекула[2]).

У своїй новійшій працї[3]) справджує Pascal свої давнїйші вислїди і на основі нового богатого експериментального материялу дослїджує звязь між структурою молекула а маґнетними прикметами. Між иншим доказує він вплив многократних вязань на питому маґнетну вразливість, що обявляє ся деколи в значнім обниженю діямаґнетизму. Н. пр. присутність одного етиленїчного вязаня обнижує χ о 57.10^{-7}, а для подвійного вязаня $C = N$ оксімів, гідразинів і азометинів є $\lambda = +85.10^{-7}$. Противний вплив має перстенева структура. Вона завсїди підвисшає діямаґнетну вразливість. Се підвисшенє виносить н. пр. для кождого атому вугля в бензолю $-2 \cdot 5.10^{-7}$, разом для цїлого ядра -15.10^{-7}, подібно для більше скомплїкованих сполук.

Дальші дослїди Pascal-а мають інтерес радше для хеміків, а загальний висновок з них редукує ся до отсих слів. Маґнето-хемічна аналїза, розважно ужита, може віддати добру прислугу у вишукуваню молекулярної структури хемічних сполук так само, як і инші фізикально-хемічні методи; заразом не є виключеним, що вона достарчить колись ужиточних інформаций про структуру атомів і про суть вартісности елементів.

---

[1]) Pascal. Ann. chim. phys. VIII. série t. XVI. p. 567; t. XIX. 1910. p. 36. і прочі.

[2]) Pascal. Ann. Chim. Phys. VIII. série. t. XIX. 1910. p. 57 і 58.

[3]) Pascal. Ann. Chim. Phys. IX. série. t. 25. 1912. p. 289.

3. Парамаґнетні тіла.

Дослїди маґнетних прикмет парамаґнетних тіл є доволї тяжкі ізза того, що парамаґнетна вразливість, подібно як і діямаґнетна, є дуже невелика. Тому найдрібнїйші примішки ферромаґнетного металю можуть зробити поміри зовсїм ілюзоричними. Коли н. пр. χ якогось парамаґнетного тіла виносить 10^{-6}, а ми умістимо його у маґнетнім полю, якого сила рівна 5.000 C. G. S., то питомий степень намаґнетизованя[1]) досягне вартости $+0{\cdot}005$ C. G. S., рівночасно виносити ме питомий степень намаґнетизованя зелїзних занечищень кругло 250 C. G. S., т. є. 50.000 рази більше. Отже вистарчить $\frac{1}{500}\%$ занечищень із зелїза, щоби закрити зовсїм парамаґнетні явища. Те саме відносить ся також до діямаґнетних тіл, як се згадано висше[2]). Тому не дивно, що працї ріжних дослїдників давали не раз незгідні, а часом і противні вислїди, а доперва новійшими чачами по приміненю докладнїйших метод одержано певнїйші. Дуже богато дослїдів роблено над парамаґнетними солями, і то безводними, скристалїзованими і розпущеними.

З поміж праць давнїйших фізиків заслугують на увагу працї G. Wiedemann-a[3]). Передовсїм сконстатував він аддитивний закон для парамаґнетних розчинів, а саме найшов, що маґнетизм сільного розчину рівний сумі маґнетизмів розчинника тай розпущеної соли. Відси рівнанє $\chi = \chi' g' + \chi''(1 - g')$, де χ' відповідає соли, χ'' розчинникови, а χ розчинови. Коли χ' і χ'' мають противні знаки, то можна в сім разї так зложити розчин, що $\chi = 0$, а $\chi' = \frac{g' - 1}{g'} \cdot \chi''$. Такі немаґнетні розчини є добрим і певним засобом для маґнетних дослїдів над розпущеними солями тим більше, що маґнетна вразливість парамаґнетних розчинів не залежить від сили поля, а немаґнетні розчини остають такими і в полю, якого сила досягає 40.000 C. G. S. Згаданий закон ствердили du Bois і O. Liebknecht[4]), а вислїди помірів, на основі його роблених, покривають ся вповнї з вислїдами, які инші фізики одержали другими методами.

---

[1]) Питомий степень намаґнетизованя (S) се є маґнетний момент одиницї маси. Коли маса тіла є M, то $S = \frac{\mathfrak{M}}{M}$, а що в случаю рівномірного намаґнетизованя є степень намаґнетизованя $I = \frac{\mathfrak{M}}{V}$ (гл. стр. 2), то означуючи густоту знаком D, маємо: $S = \frac{\mathfrak{M}}{V \cdot D} = \frac{I}{D}$

[2]) Du Bois. Congrés internat. phys. p, 483.

[3]) Wiedemann. Pogg. Ann. CXXVI. p. 8, 1865. Du Bois. Congrés intern. phys. p. 484. 485.

[4]) Du Bois u. O. Liebknecht. Ann. d. Phys. 1, 1900. p. 178.

Маґнетна вразливість солий є також независима від природи розчинника, бодай в першім зближеню[1]). Дальше доказав Wiedemann, що питома маґнетна вразливість ціпких кристалічних солий в загалї така сама, як розпущених солий; є лише небогато виїмків. Противно безводні ціпкі соли мають низшу вразливість.

Замітні також дослїди над відношенем парамаґнетної вразливости до сили маґнетного поля. Для богатьох тїл найшли Wiedemann[2]), Schuhmeister[3]) і Eaton[4]), що парамаґнетна вразливість не залежить від поля, а відтак H. du Bois[5]) дійшов до висновку, що степень намаґнетизованя I всїх простїйше зложених течий, розпущених солий і ґазів є пропорціональний з силою поля H. Той сам вислїд одержав також Curie[6]). Належить ще додати, що до подібного вислїду прийшли у новійшім часї Honda[7]) і Owen[8]). З їх дослїдів над маґнетною вразливостию пара- і діямаґнетних елементів виходить, що вона здебільша незалежна від поля, а залежність її від поля у прочих елементів можна пояснити примішками ферромаґнетних тїл н. пр. зелїза. Також замітним є, що Owen в ніоднім случаю не найшов гістерези (маґнетного припізненя). Сим, що парамаґнетні тїла мають вразливість, незалежну від сили поля, нагадують вони діямаґнетні субстанції. Однак заходить між ними крім противного знаку також ся значна ріжниця, що зміна температури має на парамаґнетну вразливість значний вплив тодї, як діямаґнетна взагалї незалежна від температури. А саме найшов Curie[6]), що вона відворотно пропорціональна до абсолютної температури. Ся звязь виражає ся рівнанем $\chi = \frac{C}{T}$, де C є сталою величиною, залежною від природи даного тїла. Н. пр. для кисня найшов Curie: $10^6 . \chi = \frac{33.700}{T}$ поміж 20^0 а 450^0. Сей закон відповідає в першім приближеню законови лїнеарної переміни питомої маґнетної вразливости парамаґнетних солий, який відкрив Wiedemann, а ствердив Plessner[9]). Заразом найшли оба останнї вчені,

---

[1]) Du Bois. Congrés intern. ibid.

[2]) G. Wiedemann. Poggend. Ann. CXXVI. p. 8.

[3]) Schuhmeister. Wiener Berichte. LXXXIII.

[4]) Eaton. Wied. Ann. XV. d. 225.

[5]) Du Bois. Wied. Ann. XXXV. p. 187.

[6]) Curie. Oeuvres p. 328.

[7]) Honda. Ann. d. Phys 32, 1910. p. 1027.

[8]) Owen. Ann. d. Phys. 37, 1912. p. 657.

[9]) Порівн. Wiedem. Elektricitätslehre. III. S. 960; Plessner ibid.; Plessner. Wied. Ann. 39. p. 336. 1890.

що термічний співчинник парамаґнетних солий α майже такий самий, як термічний співчинник розширеня ґазів. Закон Wiedemanna має вид: $\chi_t = \chi_0 (1 - \alpha t)$, де χ_t вразливість при температурі t, а χ_0 при 0^0. Відси виходить приблизно $\frac{1}{\chi_t} \cdot \frac{d\chi_t}{dt} = -\frac{1}{T}$, а дальше $\chi_t = \frac{C}{T}$.[1]) Curie дійшов до сего закона, піддаючи новій рахубі вартости, найдені Wiedemann-ом і Plessner-ом. Опісля зробив він сам маґнетні поміри над зелїзавим сїрчаном, розпущеним у воді (5·35%-ий розчин) і найшов докладне ствердженє гіперболїчного закона, як се подають низше наведені числа:

t	$10^6 . \chi$	T	$\chi T . 10^6$
$+12^0$ C	85·8 C. G. S.	285^0 абс.	24500 C. G. S.
$+46^0$ „	75·6 „	319^0 „	24100 „
$+108^0$ „	63·2 „	381^0 „	24100 „

Також провірив Curie сей закон для цїпких безводних солий, висушених через огріванє до 250^0, взявши під розвагу поміри Plessner-a[2]). Однак сконстатував, що заходять також неточности, як н. пр. для сїрчану нїклю. І для инших тїл повело ся Curie-ви[3]) доказати закон відворотної пропорциональности температури, при чім поклав він в основу свої поміри. Крім того годить ся згадати ще про поміри Fleming-a і Dewar-a, зроблені над спорошкованими кристалами манґанавого сїрчану у плиннім воздусї. Вони найшли також гіперболїчний закон, як се бачимо з отсих чисел:

t	-182^0 C,	$+25^0$ (степ. Celsi-a)
T	91^0 C,	298^0 (абс. темп.)
χ	349,	105 (довільн. одиниць)
$T\chi$ . . .	31800,	31300 („ „)

Після імени винаходчика названо сей закон законом Curie-a, а добуток $\chi . T = C$ сталою Curie-a[4]).

Ґрафічне представленє закону Curie-a буде найуспішнїйше тодї, коли, пішовши за прикладом Curie-a, зльоґаритмуємо рівнанє $\chi = \frac{C}{T}$ і одержане рівнанє $\log \chi = \log C - \log T$ зобразимо на рисунку. Тодї дістанемо для парамаґнетних тїл самі прямі лїнії,

---

[1]) Curie. Oeuvres, p. 281.
[2]) Curie. ibid. p. 285.
[3]) Curie. Oeuvres p. 327.
[4]) Du Bois. Congrés internat. II. p. 486.

як се бачимо на фіґ. 2, де $\log \chi$ є на оси рядних, а $\log T$ на оси відрізних. Танґента кута наклоненя сих прямих є — 1, отже вони до себе рівнобіжні.

Однак новійші досліди показують, що закон Curie-a не опановує всїх парамаґнетних тїл. Особливо замітним є, що парамаґнетні елєменти лише в малій мірі годять ся з законом Curie-a. Honda[1]) вспів доказати його лише для палляду, згідно з помірами Curie-a[2]), а Owen[3]) лише для елєментів: *Ce*, *Nd*, *Pr*, *Er*. При дуже низьких температурах наступають збоченя від закону відворотної температури також у парамаґнетних тїл, що при звичайній температурі зовсїм точно годять ся з ним. Н. пр. кисень, що у інтервалї кілька сот степенїв поводить ся згідно із згаданим законом, при дуже низькій температурі (у плиннім станї), не підходить під нього; за те відносить ся тодї до нього рівнанє $\chi_m \sqrt{T} = A$, де A є сталою величиною, як се виходить з помірів Kamerlingh-a Onnes-a і Perrier-a[4]). При найнизших температурах, які можна осягнути, а саме при температурі цїпкого водня зближає ся χ кисня до сталої вартости. Під проводом Kamerlingh-a Onnes-a[5]) переведено в останнїх двох роках в ляборатори в Leiden цїлий ряд студий над парамаґнетними субстанціями при дуже низькій температурі і на основі їх можна більшу часть сих тїл звести до отсих трех типів: I. До першого типу належать тїла, для яких закон $\chi T = C$ важний аж до температури плинного кисня; при ще низших температурах малїє добуток χT. Сюди належать н. пр. кристалїчний $FeSO_4$, кристалїчний $MnSO_4$. II. У инших субстанцій починає χT малїти, як лише температура спаде низше комнатної температури (н. пр. у безводного $MnSO_4$), в сїм разї відносить ся мабуть до них рівнанє $\chi(T + \Delta) = \text{const.}$, де Δ є сталою величиною. Важність сего рівнаня сягає лиш від звичайної температури до температури плинного азоту; при ще низшій температурі являють ся нові збоченя. III. У плятини і деяких инших тїл зміняє ся вразливість χ лише мало що з температурою, однак в інтервалї між температурою плинного азоту і плинного водня χ майже незалежне від температури.

Перейшовши загальні прикмети парамаґнетних тїл, пригляньмо ся кільком замітнїйшим случаям. Найперше возьмім на увагу кисень, котрого маґнетні прикмети ми вже в части обговорили. Пи-

---

[1]) Honda. Ann. d. Phys. 32, 1910, s. 1027.

[2]) Curie. Oeuvres p. 286.

[3]) Owen. Ann. d. Phys. 37, 1912, p. 657.

[4]) Kamerlingh Onnes a. A. Perier. Commun. phys. lab. Leiden Nr. 116.

[5]) E. Oosterhuis. Com. Suppl. Nr. 31 to Nr. 133—144, 1913.

тому вразливість його мірено нераз, а вартости її годять ся добре що до ряду величини зі собою, коли відносять ся до тої самої температури. І так найшов H. du Bois 1888 р. при 15° C і при тисненю 1 атмосфери $\chi = 88.10^{-6}$ (відносно до порожнї), G. Quincke 1888. р. для 16° C при тисненю від 1 до 8 атмосфер $\chi = 92.10^{-6}$, а при тисненю 40 атм. $\chi = 118.10^{-6}$, P. Curie 1892 р. для 20° при 18 атм. $\chi = 115.10^{-6}$, R. Hennig 1893. р. для 25° при 1—4 атм. $\chi = 93.10^{-6}$, Fleming і Dewar 1898. р. для плинного кисня при — 182° $\chi = 285.10^{-6}$. Коли зведемо при помочи закону Curie-а наведені вартости маґнетної вразливости на абсолютну температуру 291°, одержимо вартости, що хитають ся між 87.10^{-6} і 117.10^{-6}, отже досить згідні висліди, як взяти на увагу трудність помірів. Інтересними є також дослїди над впливом тисненя на маґнетну вразливість кисня. Всї дослїдники годять ся, що маґнетна вразливість $\varkappa$ при сталій температурі пропорціональна до тисненя. З того виходить, що питома вразливість χ не залежить від тисненя, що ствердив також Curie. Як сполучимо закон $\chi = \frac{C}{T}$ із законом Boyle-а і Mariotte-а, одержимо рівнанє: $\varkappa = \frac{BP}{T^2}$, де B є сталою величиною, а P тисненєм. Останнє рівнанє годить ся вповнї з дослїдами, як се вже сказано[1]).

З вартостий найдених для кисня і зі складу повітря можна легко обчислити обговорювані величини для повітря. Коли приймемо, що χ азоту можна понехати (воно дуже мале), а при тім знаємо, що температура не має впливу на маґнетні прикмети азоту, дістанемо для повітря:

$$\chi = \frac{0{\cdot}2310\,C}{T}, \quad \varkappa = \frac{0{\cdot}2094\,BP}{T^2};$$

при тім прийнято, що повітрє має 0·2310 кисня в одиницї маси, а 0·2094 в одиницї обєму. Вартости C і B треба взяти від кисня. Curie вивів в згодї з сими висновками для повітря $10^6 . \chi_t = \frac{7830}{T}$, а відтак експериментом найшов для 24° C: $10^6 \chi_{24} = 26{\cdot}6$, а з формулки виходить 26·3. Отже справджене сих виводів є достаточне.

З прочих ґазів є лише азотавий окис $N_2 O_2$ парамаґнетним, що доказано частїйше, а саме виходить се з помірів Quincke-а, Ефимова, Toepler-а і Hennig-а, прочі всї доси дослїджувані

---

[1]) Du Bois. Congrés internat. phys. p. 487—490; Curie. Oeuvres. p. 272—278.

ґази є діямаґнетні, як се недавно доказав Pascal. Його молекулярна вразливість виносить всего $\frac{1}{3}$ молекулярної вразливости ґазового кисня при тих самих внїшних умовах[1]).

Інтересні є досліди над металями. Між ними найлїпше пізнано маґнетні прикмети ферромаґнетних металїв, котрі будуть обговорені окремо, і прикмети міди, що є в звичайній температурі діямаґнетною. Однак як перші, так і послїдна дають богато парамаґнетних сполук. Про вплив температури на парамаґнетні соли вже була мова. Тому треба лише згадати инші характеристичні прикмети їх. А саме найшов G. Wiedemann[2]), що молекулярна вразливість розпущених солий катіона означеної вартісности не залежить від природи анїона. Отже н. пр. χ_m всїх зелїзавих солий є однакове. Сей закон ствердив Quincke[3]), що уживав при помірах иншої методи, як Wiedemann. Опісля доказали Liebknecht і Wills[4]) те саме майже загально для 36 розчинів солий. Для прикладу наводимо числа з помірів їх над солями зелїза і міди:

Назва соли	χ_m	$C.m$ [5])
FeI_2	0·01282	3·74
$FeSO_4$	0·01272	3·70
$Fe(NH_4)_2(SO_4)_2$	0·01268	3·69
$FeCl_3$	0·01353	3·95
$FeBr_3$	0·01482	4·32
$Fe_2(SO_4)_3$	0·01515	4·41
$Fe(NH_4)(SO_4)_2$	0·01510	4·40
$Fe(NH_4)(C_2O_4)_2$	0·01533	4·46
$Fe(NO_3)_3$	0·01352	3·94
$CuCl_2$	0·00165	0·48
$CuBr_2$	0·00157	0·46
$CuSO_4$	0·00164	0·48
$Cu(NO_3)_2$	0·00163	0·48

Однак не для всїх металїв є сей закон сповнений, н. пр. у солий зелїза є значні збоченя, за те у міди, маґану, нїклю, хрому, кобальту замітна незвичайна згідність з наведеним законом.

---

[1]) Du Bois. Congrés internation. p. 492; Wüllner. Experimentalphysik. 1897. III. p. 1145; Pascal. Ann. Chim. Phys. VIII. série, t. XIX, p. 18.

[2]) Du Bois. Congrés intern. p. 495; Wiedem. Elektrizitätslehre. 2. Auflage. III. Bd. § 1270—1289; Wüllner. III. p. 1143.

[3]) Quincke, Wied. Ann. XXIV. p. 347. XXXIV. p. 403. Wüllner. ibid. p. 1143.

[4]) Du Bois. Congrés internat. phys. II. p. 495. Ann. Phys. J. p. 178, 1900.

[5]) C = стала Curie-a, m = молекулярний тягар.

Колиж металь є в анїонї н. пр. в хроманї, манґананї, зелїзанї, то маґнетні прикмети його цїлковито зміняють ся, а навіть можуть перейти у діямаґнетизм. Се спостережене, зроблене ще Wiedemann-ом[1]), стверджено опісля; в недавнім часї одержав те саме Pascal[2]) і розширив на більше скомплїковані сполуки, доказуючи, що металь, входячи у скомплїкований йон або в колльоід, затрачує у новій сполуцї часть або і всї маґнетні прикмети, які має у нормальних солях.

Маґнетизм розчинів солий зелїза, кобальту, нїклю, хрому і манґану досліджував недавно також Paul Drapier[3]). Після нього є розчини лише тодї парамаґнетні, коли металї є в них свобідними йонами; колиж йони скомплїковані н. пр. у розчинї цианової соли (Blutlaugensalz), або у кольоідальній формі, то розчини є слабо парамаґнетні або і зовсїм нї. Розчини, у яких молекули не улягають діссоціяції н. пр. $Fe_2 Cl_6$ в етері, не є маґнетні.

Вкінци важним є питане, чи є яка звязь між діямаґнетними і парамаґнетними тїлами. Се питане рішено у додатний спосіб. А саме сконстатовано, що діямаґнетні елементи можуть давати парамаґнетні сполуки (н. пр. $Cu Br_2$, $Cu Cl_2$) і противно парамаґнетні елементи дають нераз діямаґнетні сполуки (н. пр. $Mg O$, $Al_2 O_3$)[4]). Видко у хемічних сполуках виступають взаїмні діланя атомів на себе так сильно, що маґнетний характер зміняє ся. При сїй нагодї добре згадати, що подібні взаємини між парамаґнетними і ферромаґнетними тїлами сконстатовано в богатьох случаях[5]).

4. Ферромаґнетні тїла.

В тїсній звязи із парамаґнетними тїлами стоять ферромаґнетні. Одні і другі мають маґнетну вразливість однакового знаку; в одних і других зміняє ся вона сильно під впливом температури. Не те бачимо у діямаґнетних субстанцій; їх вразливість взагалї незалежна від температури, а се вказувало би на те, що суть діямаґнетизму лежить у нутрі молекула. Крім того треба замітити, що перехід із ферромаґнетного стану у парамаґнетний розмірно легкий; вистарчить лише підвисшити температуру до певного характеристичного

---

[1]) Du Bois. Congrés internat. p. 498.

[2]) Pascal. Ann. Chim. Phys. 1909. 8. série. XVI. p. 531; Journ. Phys. 7, 1908, p. 921.

[3]) P. Drapier. Journ. chim. phys. 7, p. 385. 1909.

[4]) Meyer. Ann. d. Phys. 1, 1900, p. 668; Koenigsberger. Wied. Ann. 66, 1898, p. 698; Ann. d. Phys. 1, 1900, p. 175.

[5]) Honda. Phys. ZS. 11, 1910, p. 1079.

степеня. Противно зміна температури не переводить діямаґнетних прикмет у маґнетні; тут треба радикальнійшого чинника, яким є хемічні впливи.

Однак є також великі ріжниці між парамаґнетним і ферромаґнетними тїлами. По перше ферромаґнетна вразливість зміняє ся враз з силою поля, по друге намаґнетизоване залежить не лише від маґнетних сил, що в данїй хвилї дїлають, але також від сил, що передше дїлали. Вкінци замітним є також особливший вплив температури на перебіг намаґнетизованя ферромаґнетних тїл.

Коли сила поля росте від зера в гору, то степень намаґнетизованя є зразу пропорціональний до намаґнетизованя; отже маґнетна вразливість $\varkappa$ є сталою величиною. Опісля росте намаґнетизоване повільнїйше, як сила, і зближає ся до maximum: до т. зв. маґнетного насиченя. Типовим прикладом сего є перстень або безконечно довгий тоненький цилїндер із чистого мягкого зелїза. У нього є для сили поля $H < 1$ C. G. S. вразливість $\varkappa$ рівна около 30 одиницям. Опісля росте $\varkappa$ враз із силою поля і осягає maximum для степеня намаґнетизованя I, що виносить звиш 400. Вкінци для $H > 10$ починає I рости щораз поволїйше і зближає ся до насиченя[1]). Для прикладу подаємо вартости намаґнетизованя I кількох ферромаґнетних тїл при насиченю для температури 18°.

	Fe	Co	Ni
I	1850,	1370,	580,
$\frac{I}{\delta} = S$	236,	158,	65.

Дальшою характеристикою ферромаґнетизму є маґнетне припізнене або т. зв. гістереза. Суть сего явища, відкритого вперве Warburg-ом[2]), полягає в тім, що при зменшуваню сили поля тій самій силї відповідає сильнїйше намаґнетизоване, як при збільшуваню; отже силї зеро відповідати ме якийсь додатний степень намаґнетизованя, т. зв. маґнетний останок (Remanenz), який можна усунути, уживаючи певної від'ємної маґнетної сили поля т. зв. коерцитивної сили. Крім сеї гістерези пізнано ще инші роди. Н. пр. гістереза виступає також при обертаню ферромаґнетного тїла в однороднім полю (поміж бігунами сильного електромаґнета), а також при огріваню і остуджуваню ферромаґнетних тїл. Над сим ведено дуже богато інтересних дослїдів, а лїтературу сего предмету до 1900. р. подав сам Warburg[3]).

[1]) Du Bois. Congrés internat. p. 464—467.

[2]) Warburg. Wied. Ann. Bd. XIII. S. 141.

[3]) Warburg. Congrés internat. de phys. 1900. II. L'hystérésis p. 509.

Найдовше годить ся спинити на впливі температури на криву намаґнетизованя ферромаґнетних тїл. Сей вплив прояснив у великій мірі P. Curie[1]). Дослїджуючи залежність питомого намаґнетизованя від сили поля при ріжних степенях температури, найшов він для мягкого зелїза, що висше 756° питома маґнетна вразливість його χ не залежить від сили поля; се обсервував він для піль межи 25 і 1300 C. G. S. одиниць. Отже висше 756° стає зелїзо парамаґнетне; воно трансформує ся. Щоби краще подати сю залежність від температури, зображує єї Curie при помочи льоґаритмічних співрядних. І так на оси відрізних подає він льоґаритми абсолютної температури, а на оси рядних льоґаритми питомої вразливости χ. Зображені в той спосіб криві $L\chi = f(LT)$ мають особливший вигляд, як се бачимо на фіґ. 2. Curie подає на сїй фіґурі кілька кривих. Три горішні відносять ся до зелїза, дві другі до инших ферромаґнетних тїл, а долїшні прямі до парамаґнетних тїл; останнє є очивидним, коли пригадаємо собі, що для парамаґнетних тїл є $\chi = \frac{C}{T}$, а $L\chi = LC - LT$ є рівнанєм прямої із співчинником напряму $tg\,\alpha = -1$.

Пригляньмо ся кривим зелїза, що відповідають полям ріжної сили. Вони сходять ся із собою висше 750°. Опісля біжить одна крива, спільна ріжним полям, однак перебіг її не однаковий; як бачимо з фіґури, складає ся вона із 4 частий, віддїлених від себе точками b, c d, e. Curie пояснює сей нерівномірний перебіг кривої тим, що зелїзо переходить при висших температурах у алльотропічні відміни. І так при температурі 756° переходить зелїзо із звичайного стану т. зв. области α у стан β. Стан β зображений на фіґурі кривою ac і лежить поміж 756° а 920°. Він є переходовий поміж ферромаґнетним а парамаґнетним. Серед нього подибуємо дві відміни, віддїлені точкою b, що відповідає температурі 860°. У першій малїє маґнетна вразливість враз з температурою після гіперболїчного закона, у другій ся переміна відбуває ся трохи скорше. В станї γ поміж 920° і 1280° є χ відворотно пропорциональне до абсолютної температури; зелїзо є тодї парамаґнетне; відповідно до того є на фіґурі часть кривої cd прямою, рівнобіжною до других парамаґнетних прямих. При 1280° зростає χ нагло о $\frac{2}{3}$ своєї вартости, а поміж 1280° а 1366° (границя дослїдів Curie-а) одержуємо пряму ef, що є мабуть продовженєм кривої ab. Коли би крива бігла від a до f у нормальний спосіб так, як поміж a і b, то

---

[2]) Curie. Oeuvres. p. 306. і дальші.

ми одержали би криву, що докладно відповідала би кривим инших ферромаґнетних тіл, як н. пр. нїклю і маґнетиту[1]).

Curie робив також досліди над білим чагуном (литим зелїзом), що не був надто чистий, бо містив в собі крім вугля фосфор, сїрку і аршеник, а крім того над нїкльом і маґнетитом. Для першого найшов він температуру трансформації близько 670°. Другої трансформації нема, а таяне чагуна не має мабуть жадного впливу на степень намаґнетизованя його. Між 850° а 1267° можна представити вислїди при помочи прямої, що біжить рівнобіжно до парамаґнетних прямих. Для сеї прямої є $10^6 \chi = \frac{38500}{T}$. — Температура трансформації нїклю лежить після Curie-а близько 340°, а поміж 373° а 806° є маґнетна вразливість його незалежна від поля. Температура маґнетної трансформації маґнетиту ($Fe_3 O_4$) лежить близько 535°, а маґнетна вразливість його не залежить від поля в межах від 550° до 1370°. При температурах, висших від 850°, має маґнетит парамаґнетні прикмети, його вразливість є тодї відворотно пропорціональна до температури і дасть ся представити рівнанєм $\chi . 10^6 = \frac{2800}{T}$.[2])

Досліди над сими кількома ферромаґнетними тїлами вказують на те, що вони всї трансформують ся при певній температурі у парамаґнетні тїла, а тодї маґнетна вразливість стає независима від поля, бодай для досліджуваних піль (низше 1350 одиниць). Однак маґнетна вразливість їх ще досить велика, коли порівнаємо їх з парамаґнетними тїлами. Із зростом температури малїє χ, а навіть стає величиною того самого ряду, що χ парамаґнетних тїл. Замітною річию є, що пряма кисня, яка зображає звязь між χ і T у льоґаритмічнім видї, продовжена накриває ся з прямою мягкого зелїза між 925° а 1280°. Колиж приймемо, що закон переміни кисня поміж 15° а 450° важний і для висших температур, то зможемо зробити висновок, що питома маґнетна вразливість зелїза і кисня однакова поміж 925° а 1280°. Гіперболїчний закон температури опановує ферромаґнетні тїла при високих температурах; отже він є мабуть граничним законом, до якого прямує закон переміни питомої маґнетної вразливости кождого ферромаґнетного тїла, коли підвисшимо температуру достаточно понад температуру трансформації[3]).

---

[1]) Curie. Oeuvres p. 316 і 317.

[2]) Curie. Oeuvres. p. 321 і д.

[3]) Curie. Oeuvres p. 330.

Маґнетну вразливість мягкого зеліза при низких температурах досліджували Fleming і Dewar[1]). Вони найшли лише слабе обниженє єї при температурі плинного воздуха; те саме було також при температурі плинного водня. З другої сторони доказано, що $\varkappa$ ферромаґнетних тіл в загалї збільшає ся при огріваню; часом се збільшанє поступає безмежно, особливо близько самої маґнетної трансформації. Тодї саме діє ся се нагло і тому можна в сей спосіб точнїйше спрецізувати температуру трансформації. Після того подали єї Osmond, Lydall і Pocklington[2]): 320° C для нікелю, около 1100° C для кобальту і 870° для чистого зеліза. Занечищеня обнижають сю температуру значно і спричинюють нераз значну термомаґнетну гістерезу. Після найновійших дослідів вважає Weiss[3]) точками Curie-a: 774° для електролїтичного зеліза, 1110° для кобальту, 364° для нікелю, 581° для маґнетиту і 319° для піротину.

Обговоривши загальні прикмети ферромаґнетних тіл, добре буде згадати також про анальоґію, яку замітив P. Curie[4]) між зміною їх маґнетних прикмет під впливом температури і сили поля а зміною густоти ґазів під впливом температури і тисненя. Ся анальоґія о стілько важна, що дала почин до нової теорії ферромаґнетних тіл, теорії Weiss-a. Щоби її зрозуміти, приглянь мо ся функціям $F(S, H, T) = 0$ і $\Phi(D, p, T) = 0$; перша відносить ся до маґнетного тіла, друга до ґазів, при чім S є питомим степенем намаґнетизованя, D густотою ґазу, а p тисненєм. У сій анальоґії відповідає S густоті D, а H тисненю p. Для ферромаґнетних тіл висше температури трансформації і для парамаґнетних є $S = C \cdot \frac{H}{T}$, де C є сталою величиною[5]). Так само є для ґазів високо поверх критичної температури $D = \frac{1}{R} \cdot \frac{p}{T}$, де R є сталою величиною. Законам Mariotte-a і Gay Lussac-a відповідає закон незмінности маґнетної вразливости підчас зміни сили поля і закон відверненої абсолютної температури.

Порівнаймо близше переміну степеня намаґнетизованя під впливом температури в сусїдстві температури трансформації при рівночасно незміннім полю з анальоґічним явищем у ґазів; тодї по-

---

[1]) Du Bois. Congrés internat. p. 467.

[2]) Du Bois. Congrés internat. phys. p. 467.

[3]) Weiss et Foëx. Journ. de phys. 1, 1911, p. 744.

[4]) Curie. Oeuvres p. 330.

[5]) Бо $\chi = \frac{S}{H}$, а також $\chi = \frac{C}{T}$; отже $S = C \cdot \frac{H}{T}$.

бачимо, що зовсім подібно перемінює ся густота останнїх під впливом температури у сусїдстві критичної температури, коли тиснене полишимо стале. Сю анальоґію перебігу обох функцій $S = \Psi(T)$ і $D = \Psi_1(T)$ видимо добре на фіґурах 3. і 4. Перша зображує криві однакового тисненя, сконструовані Amagat-ом для двокису вугля, друга криві зелїза для ріжних піль, нарисовані Curie-м. Густота двокису вугля брана відносно до води. Крива переходу двокису вугля у плинний стан зазначена на фіґурі точками.

Приглянувши ся перебігови обох систем кривих, зауважуємо, що криві $S = \Psi(T)$ зелїза для обсервованих піль 50, 100, 300, 1000, 1300 одиниць є поміж 740^0 а 760^0 похожі на криві двокису вугля $D = \Psi_1(I)$ поміж 0^0 а 258^0 для тисненя поміж 75 а 200 атмосфер. Коли температура обнижає ся, криві $S = \Psi(T)$ зближають ся поміж 750^0 а 740^0, а понизше 740^0 віддалюють ся від себе. А у ґазів зауважано, що криві $D = \Psi_1(T)$ зближають ся постійно, коли температура обнижає ся. Між тим для води (досьвіди Amagat-а) криві зближають ся до себе між 200^0 а 45^0, а відтак віддалюють ся від себе поміж 45^0 а 0^0.

Се порівнанє о стілько хосенне, що насуває на думку нові досьвіди. Н. пр. густота ґазу збільшає ся враз з обниженєм температури тим нагальнїйше, чим тиснене низше. Коли тиснене слабше, як критичне, то наступає нагла контракція і переміна в теч. Так само степень намаґнетизованя збільшає ся враз з обниженєм температури тим наглїйше, чим слабша сила поля. Отже можна собі поставити питанє, чи се збільшенє намаґнетизованя не відбувати меть ся нагло при достаточно слабій силї поля. Можна би дальше досліджувати, чи істнує критична точка і критичні сталі для маґнетних явищ і т. д.

Із загальної точки погляду можна думати, що маґнетні трансформації н. пр. зелїза при 756^0 є привязані до означеної температури для кождого маґнетного тїла, подібно як наглі контракції ґазів відбувають ся при означених температурах.

Вкінци зі становища молекулярної теорії можна би сказати подібно, як для ґазів, що нагле збільшанє степеня намаґнетизованя наступає як-раз тодї, як степень намаґнетизованя маґнетних частиць є достаточно сильний, щоби вони могли на себе взаїмно реаґувати. Однак, навівши сї анальоґії, остерігає Curie, щоби не приписувати їм надто великого значіня. Бо сеї анальоґії не можна строго перевести. І так н. пр. ізотерми $S = g(H)$ і $D = g_1(p)$ не дуже подобають на себе.

В останнїм десятилїтю звернули на себе увагу також маґнето-кристалїчні дослїди над ферромаґнетними тїлами, а крім того маґнетні прикмети стопів, поміж якими подибуємо часто ферромаґнетні явища. Маґнето-кристалїчні явища досліджував вперве Poisson ще 1823 р., опісля займали ся ними Faraday, Plücker, Tyndall, Knoblauch, Grailich, Lang, W. Thomson, Strenger, Koenig, Koenigsberger, Lehman[1]). Особливші прикмети маґнетних кристалів відносять ся до всїх трех ґруп маґнетних субстанцій. Полягають вони в тім, що намаґнетизоване здовж ріжних осий кристалів є всїлякої величини, деколи заходять навіть ріжниці що до ряду величини.

Поміж маґнетними кристалами заслугують головно на увагу ферромаґнетні; деякі з них мають досить правильні маґнетні прикмети. А тому, що ферромаґнетні тїла, як н. пр. зелїзо, не є ізотропними тїлами, лише зложені із дуже дрібоньких кристалів, можна припускати, що близше пізнане прикмет ферромаґнетних кристалів причинить ся до зрозуміня ферромаґнетних явищ. Ферромаґнетних тїл, що мають виразні кристалїчні прикмети, є лише два: кристалїчний маґнетит (Fe_3O_4) і піротин (сїрчак зелїза неозначеного близше складу). Дуже докладні дослїди над прикметами їх перевів P. Weiss. Найперше провадив він дослїди над маґнетитом[2]). Сей мінерал кристалїзує в правильнім укладї, а поведене його у маґнетнім полї зовсїм відмінне від поведеня ізотропних тїл. Його степень намаґнетизованя має взагалї инший напрям, як напрям сили поля, а також величина його зміняє ся із зміною напряму поля. Здовж головних осий сконстатував Weiss в полї 150 C. G. S. намаґнетизованя, що відносять ся до себе, як 15 : 18 : 19. В головній оси є намаґнетизоване найменше; найвисша його вартість $I = 435$.

Далеко інтереснїйші є маґнетні прикмети піротину. Weiss[3]) досліджував кристали піротину ріжного походженя і відповідно до поведеня їх у маґнетнім полю дїлить їх на нормальні і анормальні. Перші походять з Morro Velho в Бразилії. Вони показують в супротивности до других велику правильність під маґнетним зглядом. Кристали їх на перший погляд належать до гексаґонального укладу. Степень намаґнетизованя шестигранної призми з піротину може для всїх напрямів в основі прибрати значну величину; за те є намаґне-

---

[1]) Du Bois. Congrés internat. p. 506; Wüllner. Experimentalphysik. III. 1897. S. 1146.

[2]) P. Weiss. Journ. de phys. 3-e série t. VIII. 1899. p. 542; Verhandl. d. deutsch. phys. Gesellsch. 1905. S. 325.

[3]) Weiss. Journ. de phys. IV. série. t. 4. 1905. p. 469.; Verhandl. d. deutsch. phys. Gesellsch. loco citato.

тизоване нормально до сеї площі майже рівне зеро. Сю визначну площу, що містить завсїди в собі вектор намаґнетизованя, зове Weiss маґнетною площею. Коли поле наклонене до сеї площі, то напрям і величина намаґнетизованя у маґнетній площі відповідає складовій поля у сїй площі.

Відповідно до сих прикмет маґнет притягає піротинову кулю, коли вона завішена на нитцї так, що її маґнетна площа є рівнобіжна до лїнїй сил. Як вона нормальна до них, то притягане не наступить.

Перші досліди над маґнетною площею піротину дали зразу дуже замотаний вислїд. Однак Weiss-ови повело ся із сего на перший погляд замотаного вислїду витягнути дуже важні висновки, що відразу кидають ясне сьвітло на прикмети піротину. І так найшов він, що кристал піротину складає ся з трех простїйших кристалів, яких маґнетні площі накривають ся і лише є скручені зглядом себе о 120°. Сї три кристали осягають взагалї ріжний степень намаґнетизованя; деколи виступають головно маґнетні прикмети одного кристалу, а маґнетні прикмети обох других майже не виступають. З останного рода кристалів випровадив Weiss прикмети простого нормального кристалу. Вони дадуть ся зібрати в отсих кількох словах: У маґнетній площі простого кристалу є два характеристичні напрями, до себе нормальні, у яких сила поля і намаґнетизоване мають той сам напрям. Оден із сих напрямів є напрямом легкого намаґнетизованя, а другий напрямом тяжкого намаґнетизованя. У першім напрямі вистарчають вже слабі поля, щоби довести степень намаґнетизованя до насиченя. У нормальнім напрямі до першого субстанція поводить ся так, неначе би против маґнетизованя дїлало якесь сильне відмаґнетизовуюче поле, якого причину треба глядати у кристалїчній структурі. Сила сего поля виносить 7300 Ґавсів. Коли поле має довільний напрям і довільну величину, то степень намаґнетизованя має инший напрям, а величина його залежно від напряму ріжна. Коли на фіґ. 5. OA представляє напрям легкого намаґнетизованя, а OC тяжкого, то підчас обороту поля довкруги точки O одержимо ось що. Тодї як вектор поля описує площу фіґури, почавши від OA до OE, вектор намаґнетизованя описує дугу AB лучем, що відповідає насиченю; коли-ж вектор поля зближає ся у своїм обороті до OC, тодї вектор намаґнетизованя, що доси оставав позаду першого, описує в однїй хвилї тятиву BD рівнобіжну до напряму легкого намаґнетизованя, щоби опісля описувати дугу насиченя DE. Однак для піль висше 7300 Ґавсів описує вектор намаґнетизованя повне коло насиченя.

Уживаючи піль величини кількасот Ґавсів, не зауважав Weiss намаґнетизованя піротину нормально до маґнетної площі. Але як поле досягнуло величини кількох тисячів одиниць, показало ся слабе намаґнетизоване піротину нормально до маґнетної площі. Маґнетна вразливість $\varkappa$ виносила в сім напрямі 314.10^{-6}.

Коли піротин завдячує свої маґнетні прикмети у сім напрямі зелїзови, яке містить в собі, то, узгляднюючи густоту його в піротинї (= 1·76), дістанемо питому маґнетну вразливість сего зелїза $\chi = 175.10^{-6}$, а атомову $\chi_a = a\chi = 56\chi = 0{\cdot}0098$. Се число годить ся з атомовою вразливостию зелїза, виведеною на основі помірів du Bois над парамаґнетними солями; остання рівнає ся 0·0074[1]). З того виходить: „Атомова вразливість зелїза в піротинї у напрямі нормальнім до маґнетної площі є рівна атомовій вразливости зелїза у парамаґнетних солях". Отже бачимо, що піротин ферромаґнетний у маґнетній площі, а парамаґнетний в напрямі нормальнім до неї.

Не таку правильність бачимо в анормальнім піротинї. Його прикмети нагадують лише дуже загально прикмети нормальних кристалів. І так н. пр. нема у них так замітної ріжниці між маґнетною площею а иншими напрямами. Н. пр. Weiss найшов для трех ріжних анормальних кристалів для слабих піль у напрямі нормальнім до маґнетної площі намаґнетизоване, що виносило $\frac{1}{15}$, $\frac{1}{17}$ і $\frac{1}{42}$ намаґнетизованя у сїй площі. Для піль тої самої величини годї навіть найти слїд намаґнетизованя у згаданім напрямі нормального кристалу; воно виносить для нього і в найсильнїйших полях $\frac{3}{680}$ рівнобіжного намаґнетизованя[3]). У маґнетній площі анормального кристалу подибуємо ті самі ґрупи кристалів, що в нормальнім кристалї. І з них випровадив Weiss прикмети простого кристалу. Важна заходить ріжниця обох родів піротину також в напрямі тяжкого намаґнетизованя; коли для нормального є відношене складової поля H_D до складової намаґнетизованя $I \sin \varphi$ у сім напрямі завсїди сталою величиною так, що $\frac{H_D}{I \sin \varphi} = \frac{7300}{47}$ (порівн. фіґ. 6.), то для анормальних кристалів не має сей закон жадного значіня.

Дослїди над гістерезою в піротинї показують також велику ріжницю обох родів. В нормальних кристалах є гістереза розмірно невелика, в анормальних значна. Однак годї на сім місци розводити ся довше над тим явищем.

---

[1]) Weiss. Journ. de phys. 1905 p. 829.

[2]) Du Bois. Congrés internat. 1900. p. 494—496.

[3]) Weiss. Journ. de phys. 1905 p. 504.

Придивім ся тепер впливови температури на маґнетизм піротину. Його досліджували Weiss і Kunz[1]). Передовсім найшли вони, що ріжниці між прикметами обох родів піротину ростуть враз з підвисшенєм температури. Н. пр. крива намаґнетизованя нормального піротину $I = \varphi(t)$ виглядає наче відповідна крива зеліза. При 319° лежить температура трансформації. Остуджуючи піротин одержуємо ту саму криву. Инакше є з кривою намаґнетизованя анормального піротину; при кождоразовім огріваню і остуджуваню виходять ріжні криві $I = \varphi(t)$, що вказує на сильну термічну гістерезу. Зміна температури має також вплив на ґрупу кристалів, із яких зложений кристал піротину. Однак в нормальнім кристалї уґруповане вертає ся по остудженю до давного стану, а в анормальнім відбувають ся переміни степенів намаґнетизованя поодиноких складових кристалів, що не вертають по остудженю анї до давних величин анї до первісного взаїмного відношеня; також вплив часу є ту замітний.

Кінчаючи обговорювати ферромаґнетні тїла, хочемо згадати кількома словами про стопи. Поміж ними є найбільше характеристичні сї, що повстали через стоплене слабомаґнетних або навіть і діямаґнетних металїв. Їх відкрив Fr. Heusler[2]) 1898. р. і від його імени загально називають їх Heusler-овими. Є се стопи манґану, що містять в собі крім манґану або манґану і міди ще один елємент н. пр. *Al, Sn, As, Sb, Bi, B.* Найсильнїйше ферромаґнетні є стопи, зложені із *Al, Mn, Cu.* Хоч для глину $\varkappa = +1{\cdot}88.10^{-6}$, для міди $\varkappa = -0{\cdot}82.10^{-6}$, а для манґану що найбільше $\varkappa = +100.10^{-6}$, то помимо того стопи із сих трех металїв мають маґнетну вразливість ряду зеліза; н. пр. маґнетна вразливість їх доходить при насиченю до $\frac{3}{4}$ вразливости литого зелїза[3]). Температура трансформації ріжних Heusler-ових стопів є ріжна. Вона лежить, почавши від 350° в долину. Також повело ся доказати явище гістерези у сих стопах[4]).

Ферромаґнетизм їх приписує Heusler хемічній сполуцї складових металїв; після нього носителем ферромаґнетних прикмет манґано-глинового бронзу є молекул складу $Al_n (Mn\ Cu)_{3n}$. Лїтература сих замітних стопів дуже велика, хоч відкрито їх недавно.

---

[1]) Weiss et Kunz. Journ. de phys. 4, 1905, p. 847.

[2]) Richarz. Phys. Zeitschr. 1911. S. 151; Heusler u. Take. Phys. Zeitschr. 1912. S. 897.

[3]) Fr. Heusler, W. Starck, E. Haupt. Verhandl. d. Deutsch. Phys. Gesellsch. 5, 1903, S. 219.

[4]) Asteroth. Ibid. 10, 1908, S. 21.

При кінци сего розділу треба ще додати, що ферромаґнетні металї можуть на відворот затрачувати свої прикмети у стопах і давати парамаґнетні стопи, подібно, як се діє ся у солях н. пр. стопи зелїза з ванадом, зелїза з глином, нїклю з хромом, кобальту з хромом. В сїм разї повстають мішані кристали з обох складових металїв або хемічні сполуки[1]).

5. Langevin-ова теорія парамаґнетизму і діямаґнетизму.

До недавних часів не було нї одної теорії маґнетизму, що позвалялаб обіймити всї маґнетні явища в одноцїльний спосіб. Кожда давнїйша теорія мала розмірно значні недостачі. І так стара теорія одного маґнетного флюіда, себто ніжної нетяжкої субстанції, що проникає тїла подібно як давний гіпотетичний флюід теплоти, не могла довго остояти ся тому, що не годна була пояснити всїх маґнетних явищ. Її наслїдниця, теорія двох маґнетних флюідів, годить ся вправдї з фактами, однак не може вдоволити тому, що властиво описує лише обсервовані факти, а всїлякі нововідкриті маґнетні прикмети приписує обом гіпотетичним флюідам; за те на істноване обох флюідів не дає жадного доказу. Відтак перенесено оба флюіди до поодиноких молекулів і намаґнетизоване тїл приписувано упорядкованю напрямів молекулів; після сеї теорії молекули уставляють ся рівнобіжно до себе, звертаючись в оден бік полудневими бігунами, в яких є нагромаджений полудневомаґнетний флюід, а північними бігунами з відповідним флюідом у противний бік (Poisson). Спадкоємницею сеї молекулярної теорії є гіпотеза Ampère-a[2]), що становить великий крок вперед. Ampèr-ови[3]) саме завдячуємо дослїди над притяганєм і відпиханєм проводів, у яких плине електрична струя, як також дослїди над маґнетними прикметами соленоідів. Сї дослїди спонукали його заступити молекулярні маґнети елементарними електричними струями, що пливуть у молекулах тїл, а площа їх є нормальна до осий давних молекулярних маґнетиків. В немаґнетнім станї є сї елементарні струї неупорядковані, а в маґнетнім полї оси їх уставляють ся рівнобіжно

[1]) Honda. Phys. ZS. 11, 1910, p. 1079.

[2]) Wüllner. Experimentalphysik. III 1897, p. 1009; Ampère. Ann. de chim. et de phys. XV. p. 70, 170.

[3]) Wüllner. Experimentalphys. III. p. 924, 985, 988. Ampère. Ann. de chim. et de phys. XV, XX. Ampère. Mémoire sur la théorie de phénomènes électrodynamiques. p 266.

до напряму поля. Ся теорія основує ся, розуміє ся, на факті, що колова струя ділає на віддаль так само, як маґнет, котрого вісь рівнобіжна до оси струї, а момент M рівний добуткови із струї i і поверхні S, обмеженої проводом: ($M = i . S$). Дальше висновує Ampère, що проводи, в яких кружать струї, не мають зовсім опору, бо инакше сї струї мусїли би перестати кружити.

Однак теорія Ampère-а не надає ся зовсїм до виясненя діямаґнетних явищ. Се спонукало W. Weber-а[1]) придумати для діямаґнетних тїл окрему теорію. Він займав ся головно візмутом і на основі дослїдів над ним поставив гіпотезу, що його молекули не годні обертати ся і що в його молекулах є колові проводи без жадного опору. Колиж до візмуту або до иншого діямаґнетного тїла зближимо маґнет, то на згадані проводи починають дїлати електромоторичні сили індукції. Вони збуджують індукційні струї, що кружити муть в сих проводах, хочби електромоторична сила щезла. Бо закон Ohm-а не може відносити ся до сих проводів без опору. Ось так переміняти муть ся молекули діямаґнетних тїл під впливом маґнету у тревалі маґнети, але так, що відповідно до правила Lenz-а будуть вони звернені до маґнетового бігуна своїми рівноіменними бігунами; наслїдок того є взаїмне відпиханє. Коли-ж віддалимо маґнет від діямаґнетного тїла, тодї збудить ся у елементарних проводах останнього знов електромоторична сила. Вона рівна електромоторичній силї, що повстає при зближаню маґнету, але напрям її противний. Тому нищить вона попередні електричні струї у молекулярних проводах і тїло тратить свій діямаґнетизм. З того виходить, що діямаґнетизм нїколи не є тревалий, а се дїйсно доказано.

Як бачимо, обі останні теорії, як Ampèr-а, так Weber-а, не дають одноцїльного образу маґнетних явищ. Передовсїм дїлить непроходима безодня діямаґнетні і маґнетні тїла, а в теорії Ampèr-а не слїдно ріжниці між парамаґнетними і ферромаґнетними тїлами. Дальше не говорить нам теорія Ampère-а нїчого про причини повставаня елементарних струй анї про те, що піддержує їх. Maxwell[2]) старав ся обі теорії сполучити, але не розвязав проблєму, не маючи достаточного знаня будови молекулів.

Однак сегодня можна поставити маґнетну теорію, що красше вдоволяє всї вимоги тому, що з одної сторони поспішила на поміч

---

[1]) Wüllner. Experimentalphysik. III. 1897, p. 1132.

[2]) Langevin. Sur la théorie du magnétisme. Journal de Physique. IV. 1905. p. 678.

теорія електронів, з другої сторони пізнано докладнійше маґнетні явища, як се було за часів Ampère-а і Weber-а. Сеї задачі підняло ся кількох дослїдників, як Voigt, I. I. Thomson, Langevin. Перші оба не розвязали проблему у вдоволяючий спосіб, а специяльно теорія Voigt-а зовсїм не пояснює закону Curie-а, що відносить ся до парамаґнетних тїл і до ферромаґнетних при висшій температурі, анї не подає причин независимости діямаґнетизму від температури. За те повело ся Langevin-ови[1]) при помочи теорії електронів змодифікувати ідеї Ampère-а і Weber-а у відповідний спосіб, подати виразно пояснене діямаґнетних і парамаґнетних явищ і заразом узглядпити всї закони маґнетних прикмет, як н. пр. закон Curie-а.

Після теорії електронів вважаємо матерію аґльомератом електричних центрів або електронів, що, порушаючи ся в етері, витворюють маґнетне поле. Останнє є анальоґічне з полем, яке витворює елемент електричної струї. Сила сего поля є пропорціональна до наряду електрона і скорости його. На витворенє його зуживає ся енерґія пропорціональна до квадрату скорости електрона; ся енерґія є рівноважна з енерґією самоіндукції струї, а форма її така, як кінетичної енерґії. Отже електрони мають наслїдком свого наряду якусь певну безвладність і мабуть безвладність матерії є взагалї лише електромаґнетного походженя. Теорія електронів спромогла пояснити дуже богато явищ, а нові дослїди скріпляли її основу щораз більше. Також особливости Zeeman-ового явища повело ся Lorentz-ови пояснити у знаменитий спосіб на тлї електронової теорії, а навіть предвидїти. Електромаґнетні і сьвітляні лучі завдячують свій початок електронам, що кружать у нутрі молекулів в замкнених проводах і дізнають прискореня. З періоди дроганя сьвітла, що виносить около 10^{-15} секунд, висновуємо, що час обігу електронів τ у їх проводах є величиною такого самого ряду. Тези електронової теорії можна легко перенести на Ampère-ові елементарні струї. Найперше треба приписати причину сих струй електронам, що кружать у нутрі молекулів. Відтак легко доказати, як се зробив Langevin, що кружляючі електрони дають на віддаль такий самий маґнетний момент $M = \frac{eS}{\tau}$, як струї, для яких $M = Si$ ($e =$ наряд електрону). Инакше сказавши, провід, здовж якого порушає ся електрон, є рівноважний з проводом, у якім пливе струя

[1]) Langevin. Journal de Phys. ibidem. Annal. de chim. et de phys. VIII. série. 5. 1905. p. 70.

з натугою $i = \frac{e}{\tau}$. Наведене рівнанє можемо написати також у формі $M = e\,\overline{A}$, де $\overline{A}$ є середною поверхневою скоростию. Кождий молекул містить після Langevin-а саме тілько елементарних струй, кілько в нім електронів. А що кожда елементарна струя має якийсь маґнетний момент, то цілий молекул відповідає маґнетови, якого момент рівний ґеометричній сумі маґнетних моментів поодиноких елементарних струй. І тепер може наступити два случаї, або сей вислїдний маґнетний момент рівний зеру або ріжнить ся від зера. Се явище тісно звязане з внутрішною структурою молекула. В першім случаю зносять ся взаїмно маґнетні ділання елементарних струй у внїшнім просторі, хоч мимо того струї не перестають істнувати; заразом не є виключене, що молекул може у молекулярнім віддаленю витворювати менше або більше скомплїковане електромаґнетне поле.

Під впливом внїшного маґнетного поля настає завсїгди зміна в елементарних струях і то діямаґнетна, зовсїм так, як уявляв собі Weber. Однак діямаґнетні прикмети, що є після сеї думки загальними прикметами матерії, виступають на зверх лише тодї, як вислїдний маґнетний момент молекула рівний зеру: тодї саме є матерія діямаґнетною у звичайнім значіню того слова. Колиж вислїдний маґнетний момент ріжнить ся від зера, тодї прилучує ся до первісного маґнетного явища ще й друге, а саме молекули, наче малі маґнетики, звертатимуть ся своїми осями у напрям внїшного маґнетного поля. Тодї тїло є парамаґнетне або ферромаґнетне залежно від того, чи взаїмні ділання між молекулярними маґнетами слабі, як н. пр. у ґазів і розчинів, або сильні, як у деяких цїпких тїл; в останнїм разї грають вони визначну ролю. Як являє ся парамаґнетизм, то він все значно сильнїйший від первісного діямаґнетизму і закриває його зовсїм. І дійсно найдено експериментом, що парамаґнетні сталі є взагалї більші у порівнаню з діямаґнетними. Тому ясно, що так остро від себе відмежовані парамаґнетні і діямаґнетні тїла.

Отже всї тїла стають діямаґнетними під впливом внїшного поля і при тім все одно, чи тїло впровадимо в маґнетне поле, чи збудимо маґнетне поле в просторі, у якім субстанція находить ся. Langevin доказав се[1]), а заразом обчислив зміну маґнетного моменту під впливом внїшного маґнетного поля. Вона виносить для одного електрону, що кружляє нормально до напряму поля H:

---

[1]) Langevin. Ann. Chim. phys. VIII. série. 5, 1905. p. 87.

$\Delta M = -\frac{He^2 S}{4\pi m}$[1]), де m є маса електрону. Знак сего додаткового моменту противний до знаку внішного поля, отже явище є діямаґнетне і то без огляду на знак вислїдного моменту молекула.

Діямаґнетний момент є дуже маленькою величиною. Бачимо се з отсих висновків. З взірця на діямаґнетний момент виходить, що діямаґнетна вразливість одного електрону є $\varkappa = \frac{e^2 S}{4\pi m}$. Коли-ж на одиницю обему припадає N однакових електронів, то діямаґнетна вразливість одиницї обему $\varkappa' = \frac{Ne^2 S}{4\pi m} = \frac{\varrho}{4}\left(\frac{e}{m}\right)^2 \frac{S}{\pi}$, де ϱ є густота електронів. У виразї $\varkappa'$ визначну ролю грає відношенє $\frac{e}{m}$, а що воно для від'ємних електронів 1000 рази більше, як для додатних, то звідси виходить, що головна часть діямаґнетної модифікації припадає на долю від'ємних електронів. — Тепер возьмім для простїйшого рахунку случай, що електрони кружать в колових орбітах. Тодї $\varkappa' = \frac{\varrho}{4}\left(\frac{e}{m}\right)^2 r^2$. В случаю води є $\varkappa'_0 = +0{\cdot}8.10^{-6}$; густота ϱ відємних електронів, з яких зложена лише часть молекула, є менша від 1, а мабуть значно більша від $\frac{1}{2000}$[2]); $\frac{e}{m} = 1{\cdot}8.10^7$, як се знане з численних обчислень. Тодї для луча орбіти r дістаємо: $10^{-10} < r < 4.10^{-9}$. Сї числа годять ся з молекулярними розмірами. Прецїнь знаємо, що луч молекула є трохи більший від 10^{-8}; отже в молекулах можуть зовсїм добре помістити ся орбіти електронів. Як бачимо, луч електронових орбіт дуже малий, тим самим діямаґнетна модифікація є лише дуже незначна.

Впрочім докажемо се, порівнуючи діямаґнетний приріст моменту ΔM з первісним моментом електрону M. Тому, що $M = \frac{eS}{\tau}$, а $\Delta M = -\frac{He^2 S}{4\pi m}$, є $\frac{\Delta M}{M} = \frac{H\tau}{4\pi} \cdot \frac{e}{m} < 10^{-9} H$; се висновуємо відси, що $\frac{e}{m} = 1{\cdot}8.10^7$ для відємних електронів, а для додатних ще менше, а τ є величиною ряду 10^{-15} подібно як у сьвітлї. Щоби $\frac{\Delta M}{M} = 1$,

---

[1]) Langevin. Journ. de phys. IV. 1905. p. 686.

[2]) Густота електронів $\varrho = Nm$; а що густота води $= 1$, то $\varrho < 1$. Однак тому, що $m = \frac{1}{2000}$ атому водня, то $\varrho > \frac{1}{2000}$.

мусіло би бути $H = 10^9$. Однак доси знані поля мають силу 10^5 в найліпшім случаю; вони модифікують маґнетний момент елементарної струї що найбільше о одну десятьтисячну часть первісної вартости.

Подібно як маґнетний момент елементарної струї, так само середна сила її $\frac{e}{\tau}$ зміняє ся мало що підчас витворюваня внішних маґнетних піль, які знаємо доси. Дальше треба зазначити, що луч орбіти, бодай в случаю кола, не зміняє ся під впливом внішного поля, коли приймемо, що електрон порушає ся під впливом центральної сили. Доказ на се перевів Langevin для колових орбіт[1]). За те зміняє ся лише періода обігу τ в такій самій мірі, як сила струї $\frac{e}{\tau}$ і момент $\frac{eS}{\tau}$, т. зн. о $\frac{1}{10000}$ первісної вартости. Ся маленька зміна періоди відповідає докладно явищу Zeeman-a; відомо прецінь, що навіть дуже сильне маґнетне поле модифікує лише слабо періоду дрогань сьвітла. Отже через збуджене внішного маґнетного поля зміняє ся сила елементарних струй і то так, що періода електронів, які порушають ся в однім напрямі, росте, а періода електронів противного напряму маліє. Такі самі зміни спричинюють явище Zeeman-a. Незвичайно мала сила останнього стверджує незначність діямаґнетної модифікації.

Крім того можна зробити висновок, що загальна основа Zeeman-ового ефекту доказує загальність діямаґнетних явищ. Навіть в зелізі, для котрого доказано ефект Zeeman-a, наступає під впливом внішного поля діямаґнетна зміна елементарних струй. Отже діямаґнетизм є так само загальною прикметою матерії, як явище Zeeman-a, лише в богатьох случаях він закритий сильнїйшим парамаґнетизмом.

Як висше сказано, не зміняють елементарні проводи своєї форми під впливом внішного маґнетного поля, а також сила їх струї майже не зміняє ся, як се виходить із слабої якости діямаґнетизму. Тому легко буде перейти до поясненя парамаґнетизму, беручи під розвагу, що маґнети складають ся з подібних елементарних струй, і узгляднюючи взаїмні діланя елементарних струй маґнету на струї в данім тїлї, які відбувають ся після законів електродинаміки.

Як первісний маґнетний момент молекула рівний зеру, то підчас збуджуваня внішного поля не наступить жадне инше явище

---

[1]) Langevin. Ann. chim. phys. VIII. s. 5, 1905. p. 96—99; Journ. de phys. IV. 1905. p. 687.

крім діямаґнетної модифікації, бо взаїмні зудареня між молекулами не уляжуть нїякій змінї. Внїшне поле не буде мати впливу на рух молекулів і він буде відбувати ся так само, чи буде діямаґнетна модифікація, чи нї. Коли-ж субстанція є в термічній рівновазї, то міжмолекулярні удари не зміняють зовсїм середного розміщеня електронів; отже розгін (Bewegunsgröße) електронів задержує ся в цїлости серед сих ударів і длятого діямаґнетний момент не зміняє ся ізза термічного руку молекулів. Тому, що чисто діямаґнетна модифікація не зміняє руху молекула як цїлости, а той рух саме спричинює явища теплоти, то відси виходить, що діямаґнетна модифікація не заколочує термічної рівноваги. Отже температура зовсїм не змінить ся в наслїдок появи єї. Навідворот середмолекулярні рухи електронів дуже мало залежать від температури, як видко се із спектральних дослїдів[1]). Відси маємо висновок, що діямаґнетна стала зміняє ся дуже мало з температурою і є майже незмінна, як се найшов P. Curie у своїх дослїдах. Однак теорія діямаґнетних тїл не була би повна, коли би поминуло ся особливші прикмети візмуту. Як знаємо, малїє його діямаґнетна стала із піднесенєм температури після лїнеарного закона. I. I. Thomson[2]) поясняє сей виїмок, приймаючи, що у візмутї, як впрочім і у других металях, є крім середмолекулярних електронів ще і богато инших, що порушають ся свобідно поміж молекулами; сї свобідні електрони дають металям спроможність проводженя, а під впливом внїшного маґнетного поля скривлюють ся їх дороги у діямаґнетнім змислї. Підвисшенє температури може впливати на скорість тих свобідних електронів, на їх дороги і на їх число. А тому що у візмутї сї дороги дуже довгі, то тим пояснює ся його відмінне поведенє.

Приходимо тепер до другого случаю. Вислїдний маґнетний момент молекулів не є рівний зеру. Під впливом внїшного маґнетного поля наступить також тепер діямаґнетна модифікація, як впрочім в кождім тїлї. Однак крім того старає ся внїшне поле уставити маґнетні оси молекулів рівнобіжно до напряму поля. Через те зміняє ся рух молекулів як цїлостий; кінетична енерґія одних молекулів більшає, других меншає. Сї молекули, яких оси рівнобіжні до поля, мати муть більшу кінетичну енерґію, як инші. Т. зн. термічна рівновага буде заколочена. Однак в наслїдок взаїмних межимолекулярних ударів в случаю ґазу або розчину вирівнає ся температура, а молекулярні маґнети звернуть ся переважно у напрямі

---

[1]) Langevin Journ. de phys. 689. IV., 1905.

[2]) I. I. Thomson. Rapp. du Congrés internat. T. III. 1900. p. 148.

внїшного поля. Тодї саме виступить парамаґнетне явище. З причини нового розмішеня молекулів підвисшить ся також температура коштом роботи, виконаної внїшним полем. Ся робота спричинює приріст моменту dM, отже величина її є $dW = H\,dM$. Щоби температуру даного тїла в найпростїйшім случаю, отже в случаю ґазу, удержати у первісній висотї, треба забрати йому теплоту, рівноважну із сею роботою:

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

Тому, що $\frac{dQ}{T}$ є повною ріжничкою, виходить $M = f\left(\frac{H}{T}\right)$, а в случаю, коли намаґнетизоване пропорціональне до сили поля, одержимо $M = k \cdot \frac{H}{T}$. Останне рівнане є якраз законом Curie-а, який найшов він експеріментальною дорогою.

Термодинаміка не дає способів на се, щоби найти форму функції f. Однак Langevin поміг собі, дошукуючи ся анальоґій між поведенєм молекулярних маґнетів у маґнетнім полю і поведенєм молекулів якогось ґазу у полю ґравітації. В сїй цїли бере він під розвагу якусь ґазову масу, замкнену у резервуарі, на яку не дїлає тяготна сила. В такій ґазовій масї буде розміщене молекулів рівномірне, густота ґазу буде всюди однакова. Подібно буде з розміщенєм осий молекулярних маґнетів, коли ґаз є поза маґнетним полем; вони будуть звернені у всїх можливих напрямах і то рівномірно у цїлій ґазовій масї.

Колиж у першім случаю ґаз прийде під вплив ґравітацийного поля, то молекули одержать прискорене на долину, і як би не було міжмолекулярних зударень, то небавом мали би долїшні частинки ґазу більшу скорість, як горішні. Однак ся ріжниця скоростий не годить ся з термічною рівновагою, яка наступить в наслїдок безнастанних міжмолекулярних зударень. В цїлій ґазовій масї настане нова термічна рівновага. Остаточним вислїдом буде обнижене тяготної точки ґазової маси і підвисшене температури. Щоби первісну температуру удержати, треба забрати ґазови теплоту, яка є рівноважна добуткови з тягару його і обниженя тяготної точки. При помочи термодинамічної методи можна доказати, що се обнижене тяготної точки є відворотно пропорціональне до абсолютної температури. По вирівнаню температури буде розміщене молекулів в ґазї ось яке. Найбільше буде їх там, де потенціяльна енерґія найменша, отже в найнизших точках резервуару. Закон сего розміщеня молекулів подав Boltzmann у своїй „Теорії ґазів“ (1 часть). Після

нього є відношенє густоти ґазу у двох точках, поміж якими зміняє ся потенціяльна енерґія одного молекула о W, рівна виразови $e^{\frac{W}{rT}}$, де T є абсолютна температура, r ґазова молекулярна стала.

Анальоґічно можемо робити досліди над молекулами ґазу, що розміщують ся під впливом внішного маґнетного поля. Рухови на долину у першім случаю відповідає у маґнетнім полю оборот молекулів з положень найбільшої потенціяльної енерґії у положенє найменшої потенціяльної енерґії т. є. з напрямів нормальних до поля у напрями, рівнобіжні до поля. По приверненю термічної рівноваги будуть молекули переважно звернені своїми маґнетними осями у напрям поля. Відповідно до повисшого закону Boltzmann-а находимо, що густота маґнетних осий, припадаюча на одиницю просторового кута, зміняє ся пропорціонально до виразу $e^{\frac{MH\cos\alpha}{rT}}$, де $MH\cos\alpha$ означає дотичну зміну потенціяльної енерґії. Отже число молекулів, яких маґнетні оси лежать у просторовім куті $d\omega$, виносить $dn = K.e^{\frac{MH\cos\alpha}{rT}}.d\omega$. Як за елемент просторового кута виберемо кулистий пояс, то дістанемо $d\omega = 2\pi\sin\alpha.d\alpha$, де α може зміняти ся від 0 до π. Коли N є числом молекулів цілого тіла, то одержимо

$$N = 2\pi K\int_0^{\pi} e^{a\cos\alpha}.\sin\alpha.d\alpha = \frac{2\pi K}{a}\left(e^{a} - e^{-a}\right) \qquad \text{I)},$$

де

$$a = \frac{MH}{rT} \qquad \text{II)}.$$

Відси

$$K = \frac{Na}{4\pi Sh\,a}\,^{1)}.$$

Вислїдний маґнетний момент всїх N молекулів має, розуміє ся, напрям поля і рівнає ся сумі складових поодиноких моментів того самого напряму. Коли в одиниці обему є якраз N молекулів, то вислїдний момент дає отсей степень намаґнетизованя

$$I = \int M\cos\alpha\,dn = \int_{-1}^{+1} 2\pi MKx\,e^{ax}dx,$$

де положено $\cos\alpha = x$.

А тому, що

$$\int_{-1}^{+1} x\,e^{ax}dx = 2\left(\frac{Ch\,a}{a} - \frac{Sh\,a}{a^2}\right), \text{ то } I = MN\left(\frac{Ch\,a}{Sh\,a} - \frac{1}{a}\right) \qquad \text{III)}.$$

---

[1]) Sh = sin. hyperbol; подібно Ch = cosin. hyperbol.

Отже I є для певної маси ґазу функцією самого a т. є $\frac{H}{T}$; сей вислід годить ся з попереднім вислідом, виведеним на основі термодинаміки.

I стає зером, коли $a = 0$, а се наступає для $H = 0$[1]). За те є $I_0 = MN$ для безконечно великого a. Ся вартість I є найбільша і відповідає насиченю, а тим самим явищу, що всї молекулярні маґнети звернені у напрям поля. Як субстанції далеко до насичеиа, то, розвиваючи $Ctgh\, a$ в ряд і задержуючи лише два члени, одержимо:

$$I = MN \cdot \frac{a}{3}. \qquad \text{IV)}$$

Відси

$$I = \frac{M^2 N}{3 \cdot r \cdot T} H \qquad \text{V)},$$

а маґнетна вразливість

$$\varkappa = \frac{M^2 N}{3 r T}. \qquad \text{VI)}.$$

Бачимо, що вона відворотно пропорціональна до абсолютної температури, як сего жадає закон Curie-а.

Дуже легко обчислити намаґнетизоване в насиченім стані I_0, коли дані прочі величини. І так маємо

$$\varkappa = \frac{M^2 N}{3 r T} = \frac{M^2 N^2}{3 N r T} = \frac{I_0^2}{3 p},$$

де p є тиснене ґазу, під яким міримо $\varkappa$. Колиж вставимо за $\varkappa$ вартість найдену для кисня при нормальнім тисненю і нормальній температурі, рівну $1{\cdot}43.10^{-7}$ [2]), а тиснене $p = 10^6$, то $I_0^2 = 0{\cdot}43$, $I_0 = 0{\cdot}65$. Кисень є у плиннім стані 500 рази густїйший, тому для плинного кисня $I_0 > 325$, тим самим мало що менше від намаґнетизованя зелїза. Отже бачимо, що плинний кисень має сильні маґнетні прикмети, а се годить ся з досьвідом.

Інтересною річию буде подати скорість обігу електронів у кисни. В тій цїли приймемо, що маґнетний момент молекулу кисня походить від одного лише електрона, а наряд останнього рівний нарядови йону водня при електролїзї; дальше припустимо, що електрон кружляє в коловій дорозї, якої луч однаковий з лучем молекула повітря. На 30. стр. мали ми: $M = \frac{Se}{\tau}$ або в иншій формі $M = \frac{evr}{2}$,

---

[1]) $\frac{Ch\, a}{Sh\, a} = Ctgh\, a = \frac{1}{a} + 2^2 \cdot \frac{B_1}{2!} a - 2^4 \cdot \frac{B_2}{4!} a + \ldots$, де $B_1 = \frac{1}{6}$, $B_2 = \frac{1}{30}$ і т. д. (Числа Bernouilli; гл. Dziwiński. Wykłady matem. I. стр. 600).

[2]) Curie. Oeuvres p. 327. Число, подане Curie-м, відносить ся до одиниці маси.

де v є скоростию обігу електрона, а r лучем орбіти його. Тому $I_0 = MN = Ne\frac{vr}{2}$.

На основі електролїзи знаємо, що $Ne = 1{\cdot}22.10^{10} = 0{\cdot}4$ електромаґн. одиниць. Отже при нормальних умовах тисненя і температури є:

$$0{\cdot}65 = 0{\cdot}4 \times \frac{1{\cdot}5.10^{-8}}{2}.v, \text{ а } v = 2.10^{8}.$$ [1])

Ся скорість є того самого ряду, що скорість електронів в молекулах, найдена иншими способами. Із сих виводів виходить, що вислїдний маґнетний момент молекула кисня може походити від елементарної струї лише одного електрона, а маґнетні діланя инших елементарних струй можуть взаїмно зносити ся. Відси виводить Langevin, що в маґнетних молекулах лише оден або що найбільше кілька електронів ріжнить ся від прочих і спричинює маґнетні прикмети, а инші електрони співдїлають лише при витворюваню діямаґнетного поля. Можна здогадувати ся, що сї відмінні електрони розложені на обводї молекула і грають ролю у хемічних процесах. Тому був би оправданий глубокий вплив фізикальних і хемічних перемін на парамаґнетні тїла тодї, як діямаґнетні в загалї не улягають так дуже сему впливови.

Як вже висше згадано, парамаґнетний ґаз огріває ся, коли впровадимо його у маґнетне поле. Се огріте можна легко обчислити. Підчас намаґнетизованя дістає ґаз на одиницю обєму енерґію: $+\int H\,dI = \varkappa . \frac{H^2}{2}$; колиж приймемо, що ґаз задержує сталий обєм, а його питоме тепло при незміннім обємі є c, то маємо: $c\,dT = \frac{\varkappa H^2}{2}$.

При нормальних условинах тисненя і температури є для 1 cm³ кисня в одиницях C. G. S. $c = 10^{-4}$ (кругло), $\varkappa = 1{\cdot}43.10^{-7}$. Відси $\Delta T = 0{\cdot}8.10^{-11}.H^2$. Для поля $H = 10000$ виносить підвисшене температури кисня не більше, як $\frac{1}{1000}$ степеня, а для $H = 40000$ доходить ледви до $\frac{1}{100}$; отже огріте дуже слабе.

Ось так виглядає Langevin-ова теорія діямаґнетних і парамаґнетних тїл. Вона є досить проста подібно, як проста є кінетична теорія ідеальних ґазів. Як одна, так і друга не займає ся міжмолекулярними діланями. Останнї виступають в течах і цїпких тїлах, котрих теорія далеко більше скомплїкована. Подібно теорія ферромаґнетних тїл повинна бути більше зложена, бо у ферромаґ-

---

[1]) Langevin. Ann. chim. phys. VIII. 5. 1905. p. 121.

нетних тіл виступає сильне молекулярне поле, котре вже є з природи, а також міжмолекулярні діланя входять в гру.

Мимо добрих прикмет, як ясности, прозорости і заразом квалітативної згоди з фактами заходить потреба модифікації теорії Langevin-a. І так н. пр. вже ся засаднича теза теорії, що молекули діямаґнетних тіл не улягають напрямлюючому діланю поля, захитала ся під впливом дослідів A. Cotton-a і H. Mouton-a[1]) над подвійним переломанєм чистих течий у маґнетнім полї; останнє явище анальоґічне до феномену Kerr-a в електростатичнім полї. Оба автори доказали, що богато орґанїчних течий ароматичного ряду, як нїтробензоль, бензоль, монобромак нафталїни і т. д. набувають у маґнетнім полю прикмети, подвійно переломлювати сьвітло; се переломанє є додатне, пропорціональне до квадрату поля і стоїть в тїсній звязи із будовою молекулів. Досліди Cotton-a і Mouton-a довели їх до висновку, що, хоч згадані течи є діямаґнетними тілами, треба приписати їх молекулам можність орієнтувати ся під впливом поля. Щоби погодити се з теорією Langevin-a, приймають оба автори, що орбіти електронів в молекулї мають особливше розміщенє. Сю гіпотезу можна добре уявити собі на прикладї двох орбіт електронів, як се подають вони за P. Weiss-ом. Отже уявляємо собі дві колові орбіти, яких осередки лежать на тій самій прямій; крім того мають вони поза маґнетним полем однаковий час обігу τ і однаковий луч. Електрони, що описують сї орбіти, кружать у противнім змислї. Молекул з такою ґрупою електронів не має вислїдного моменту, отже є діямаґнетний; однак сей діямаґнетизм не є ізотропний. Коли молекул прийде у маґнетне поле і то так, що вісь, на котрій лежать осередки обох орбіт, буде рівнобіжна до сили поля, то дістане вона після теорії Langevin-a момент $2\,\delta M = 2\,\frac{e\,S\,\delta\tau}{\tau^2} = 2\,\frac{e^2\,H\,S}{4\,\pi\,m}$; колиж однак умістимо молекул в полї, якого лїнії сил замикають з осию кут α, тодї входити ме в гру лише складова поля у напрямі оси, а вислїдний момент буде $2\,\delta M \cos\alpha = 2\,\frac{e^2\,H}{4\,\pi\,m}\cos\alpha$, при чім припускаємо, що площа орбіт незмінна відносно до осий молекулів і що орбіти оста-

---

[1]) A. Cotton et H. Mouton. Ann. de Chim. et de Phys. VIII. série. t. XIX, Paris 1910. p. 153; Ann. de Chim. et de Phys. VIII. série. t. XX. Paris 1910. p. 194. Journ. de Phys. 1911. Cinquième série. I. p. 5.

ють колами. Заразом буде ділати на молекул пара сил, пропорціональна до квадрату поля:

$$2\,H\,\delta M \cos\alpha \,\sin\alpha = 2\,\frac{e^2 H^2}{4\,\pi\,m}\cos\alpha\,\sin\alpha.$$

Коли в молекулї є n таких пар електронів, а їх орбіти до себе рівнобіжні, то пара сил, що намагає ся обернути молекул, є n рази більша. Ось так можна собі здати справу з того, що діямаґнетні молекули можуть також улягати напрямлюючому діланю поля.

Крім висше наведеного явища стоїть ще одна річ на перепонї безоглядному прийнятю теорії Langevin-a, а саме те, що не всї діямаґнетні тїла мають вразливість незалежну від температури і поля (се бачили ми добре передовсїм у візмутї і антимонї), а знов не всї парамаґнетні тїла повинують ся точно законови Curie-a. Особливо новійші дослїди Hond-и[1]) і Owen-a[2]) ведені в інтервалї — 170° до 1200° показують, що у переважної части діямаґнетних елементів вразливість залежить від температури. Се, як також факт, що парамаґнетна вразливість часто відступає від закону Curie-a, спонукали E. Schrödinger-a[3]) доповнити теорію Langevin-a. Він робить се в той спосіб, що приймає дві причини діямаґнетизму, перша є Langevin-ова, друга має свою причину у свобідних електронах проводу (Leitungselektronen). Останнї скручують свої дороги під впливом маґнетного поля у діямаґнетнім змислї. Приймаючи образ Lorentz-a що до конституції металїв і послугуючи ся Maxwell-евим законом розміщеня скоростий молекулів, обчисляє Schrödinger маґнетну вразливість одиницї обєму, що походить від свобідних електронів, і одержує

$$\varkappa = -\tfrac{1}{3}\frac{\varepsilon^2}{m}\lambda^2 N\left(1 - 2\,\alpha^2 + 4\,\alpha^3 e^{\alpha^2}\int_{\alpha}^{\infty.\,sg\,\alpha} e^{-x^2}\,dx\right)$$

де поодинокі знаки мають отсе значінє: ε наряд електрона, m його маса, λ свобідна довгота дороги електрона, N число всїх електронів в одиницї обєму,

$$\alpha = \sqrt{\frac{3}{2}}\cdot\frac{\lambda\,\varepsilon\,H}{m\sqrt{\bar{c}^2}}$$

H = сила поля, $\bar{c}$ = середна скорість електрона, $sg\,\alpha$ = знак α.

---

[1]) Honda. Ann. 32. p. 1027. (1910).

[2]) Owen. Ann. 37, p. 657. (1912).

[3]) Erwin Schrödinger. Zur kinetischen Theorie des Magnetismus. Sitzungsber. der Akad. d. Wissensch. in Wien. Math. naturw. Klasse. Bd. CXXI, Abt II. a. Juli 1912.

α є супротив 1 дуже мале, навіть для найсильнійших знаних піль ($H = 5.10^4$), бо після Riecke[1]) $\lambda = 6.10^{-8}$ cm для всїх металїв, $\sqrt{\overline{c^2}} = 10{\cdot}7.10^6$ cm/sec. при 18° [2]), а $\frac{\varepsilon}{m} = 1{\cdot}79.10^7$; отже є

$$\alpha = \sqrt{\frac{3}{2}} \,.\, 5.10^{-3}.$$

Тому можемо в першім зближеню покласти $\varkappa = -\frac{1}{3} \cdot \frac{\varepsilon^2}{m} \lambda^2 N$.

Однак $\varkappa$ обчислені після сеї формулки і обсервовані значно ріжнять ся від себе. Особливо виступають ріжниці ярко для найлїпше проводячих металїв: міди і срібла. І так обчислене $\varkappa$ міди виносить 178.10^{-6}, а найдене Hond ом і Owen ом $0{\cdot}76.10^{-6}$; обчислене $\varkappa$ срібла є 202.10^{-6}, а найдене Hond-ом і Owen-ом 2.10^{-6}.

Щоби усунути сю незгідність, припускає Schrödinger[2]), що в богатьох случаях діямаґнетизм свобідних електронів закритий по части парамаґнетизмом. В загалї є після Schrödinger-а три причини маґнетної вразливости:

1. Індукція в елементарних проводах звязаних електронів (Langevin-овий діямаґнетизм, незалежний від температури).

2. Напрямлююче дїланє поля на маґнетні молекули (Langevin-овий парамаґнетизм, Curie-євий закон пропорціональної вразливости до відверненої абсолютної температури).

3. Скривленє доріг свобідних електронів у маґнетнім поли ($\varkappa$ зміняє ся з температурою враз з $N\lambda^2$).

Вразливість, яку обсервуємо, є сумою всїх трех членів.

У сильно парамаґнетних металїв (Ce, Ne, Pr, Er), що сповняють докладно закон Curie-а, переважає 2-га причина тому, що вони мабуть не мають високої спроможности проводу. Парамаґнетні ґази (O_2) і електролїти також в згодї з законом Curie-а, але у них відпадає причина 3., бо нема свобідних електронів.

Добрі ізолятори, як P, S, SiO_2, у яких відпадає також 3-а причина, мають діямаґнетну вразливість, незалежну від температури.

Мідь має безперечно скритий парамаґнетизм[3]), закритий сильним діямаґнетизмом свобідних електронів тим більше, що соли міди парамаґнетні.

---

[1]) Riecke. Phys. ZS. 1909. p 512.

[2]) Schrödinger. ibid. p. 13.

[3]) Гл. досліди Gray-а і Ross-а. Phys. ZS. 10, p. 59. 1909.

Коли возьмемо під увагу точнійший вираз на $\varkappa$, а саме

$$\varkappa = -\frac{1}{3}\cdot\frac{\varepsilon^2}{m}\cdot\lambda^2 N(1-2\alpha^2),$$

то в той спосіб впровадимо залежність від сили поля H, бо α є пропорціональне до H. Ся залежність є дуже слаба тому, що α, як ми висше бачили, є незвичайно мале навіть у високих полях. В кождім разї діямаґнетна вразливість свобідних електронів слабне в міру зросту сили поля; однак при найкориснійших умовах і при ужитю найсильнійшого доси знаного поля виносить сей убуток діямаґнетизму найбільше $\frac{3}{4}\%$. Висше сказане відносить ся до звичайної температури. Тому, що з малїючою температурою росте λ, а $\overline{c}^2$ малїє, буде убуток діямаґнетизму при низьких температурах більший. Schrödinger обчисляє приблизно, що в температурі киплячого водня у найсильнійших полях повинна малїти вразливість міди бодай о четвертину своєї вартости, коли припустити, що парамаґнетизм міди не залежить від поля. Коли би H росло безконечно, то тодї мусїли би ми брати повну (первісну) формулку на $\varkappa$, а вираз у скобцї дав би $\frac{3}{2}\alpha^{-2}$. Відси вийшло би, що намаґнетизоване для дуже високих піль відворотно пропорціональне до поля H.

Теорія Schrödinger-а дає гарне доповнене Langevin-ової, однак має сю хибу, що верифікація її тяжка. Н. пр. возьмім случай міди; ту виступають після гіпотези його аж три причини маґнетної вразливости, однак тяжко буде дослїдити експериментом, кілько припадає на долю кождого члена маґнетної вразливости. Дальше слабою стороною є дуже велике число припущень і заложень, що на основі їх ся теорія розвинена[1]).

Вкінци треба згадати також проби модифікації Langevin-ової теорії, переведені при помочи теорії квантів, при чім в основу покладено дослїди парамаґнетних тїл при дуже низькій температурі. Відповідно до сего виводить P. Debye[2]) рівнанє $\chi = \frac{C}{T}\cdot e^{\frac{\varepsilon}{kT}}$, де ε є квантом енерґії, C і k сталі величини. Коли T досить високе, то се рівнанє дає приблизно закон Curie-а; для дуже низьких температур відповідає воно добре маґнетним прикметам плинного і цїпкого кисня. E. Oosterhuis[3]) знов відступає від заложеня, що після нього вивів Langevin свою теорію і що висказує пропорціональність між оборотовою енерґією U і температурою T, а замісць нього приймає за Einstein-ом і Stern-ом на оборотову енерґію молекула з двома степенями свободи (Freiheitsgrade) вираз

[1]) Schrödinger. p. 3.

[2]) P. Debye. Arch. sc. phys. et nat. 3², p. 151.

[3]) E. Oosterhuis. Commun. Suppl. Nr. 31, 1913.

у виді $U = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1} + \frac{1}{2} h\nu$, де ν є скількість оборотів молекула в одиниці часу (Frequenz), h і k сталі теорії Planck-а. Після сеї гіпотези молекул має навіть при температурі абсолютного зера енерґію, якої величина рівна $\frac{1}{2} h\nu$. Коли-ж враз з Einstein-ом і Stern-ом кладемо $\nu^2 = 2\nu_0 \cdot \frac{U}{h}$, де ν_0 є вартостию числа ν при дуже низьких температурах, одержимо: $\frac{1}{\chi} = C(T + \Delta)$. Стала $\Delta = \frac{1}{6} \frac{h\nu_0}{k}$ і має для ріжних тїл ріжну вартість. Субстанції, яких Δ дуже мале, є згідні із законом Curie-а н. пр. безводний $MnSO_4$. Противно н. пр. плятина відступає від нього тому, що для неї $\frac{h\nu_0}{k} = 1500$; видко, її енерґія при температурі абсолютного зера дуже велика. Тому, що ν_0 є відворотно пропорціональне до моменту безвладности молекула I[1]), більших збочень від закону Curie-а можна сподївати ся лише у тїл з легкими молекулами н. пр. у безводного $MnSO_4$. За те н. пр. $Gd_2(SO_4)_3 + 8H_2O$ має дуже тяжкий молекул, обтяжений ще до того 8 молекулами води. Тому збоченя його від закону Curie-а ледви слїдні навіть у плиннім водни[2]). З величини моменту безвладности I безводного і кристалїчного $MnSO_4$ обчислив Oosterhuis віддаль між осередками молекулів кристальної води і молекулу сїрчану; вона виносить $4{\cdot}4 \times 10^{-9}$, отже є менша від луча молекула (луч молекула водня $= 1 \times 10^{-8}$). З того виходить інтересний висновок, що молекули кристалїчної води по части вникають у нутро молекулів солий.

Згадані модифікації теорії Langevin-а не можуть ще вповні вдоволити і виповнити всї недостачі її. Доперва тодї буде можна відповідно змодифікувати її, коли стане до розпорядимости ще більший чисельний матеріял, а молекулярна фізика осягне ще більший степень розвитку, як до тепер.

6. Weiss-а теорія ферромаґнетних тїл.

A) Теорія молекулярного поля.

У своїй роботї про маґнетні прикмети тїл вказав P. Curie[3]) на анальоґію поміж критичною температурою ґазів а температурою

---

[1]) Бо $U = \frac{1}{2} I \cdot (2\pi\nu)^2$. Для $T = 0$ є $\frac{1}{2} h\nu_0 = \frac{1}{2} I (2\pi\nu_0)^2$ (з рівнаня на U в текстї) або $\nu_0 = \frac{h}{4\pi^2 I}$.

[2]) Kamerlingh Onnes a. A. Perrier. Commun. phys. lab. Leiden. Nr. 122. 1912. [3]) P. Curie. Oeuvres p. 330.

трансформації ферромаґнетних тїл. Langevin[1]), подаючи свою теорію парамаґнетизму, висказав думку, що для поясненя ферромаґнетних прикмет треба буде втягнути міжмолекулярні діланя; останнї введено в теорію неідеальних ґазів і течий, а відносини між ними і ідеальними ґазами подібні до відносин між парамаґнетними і ферромаґнетними тїлами. Ідучи за сим слїдом поставив P. Weiss[2]) теорію ферромаґнетних тїл, що пояснює дуже гарно їх прикмети і до тепер годить ся вповнї з вислїдами досьвіду. Коли порівнаємо сю теорію з Langevin-овою, то насуває ся нам на думку відношенє законів ідеальних ґазів до закону van der Waals-а. Як знаємо, поставив останнїй гіпотезу про міжмолекулярні діланя ґазів і течий; через те виступає у сїй теорії внутрішне тиснене, що додає ся до внїшного. Подібно впровадив P. Weiss молекулярне поле; воно додає ся до внїшного і пояснює при помочи законів парамаґнетизму сильний степень намаґнетизованя ферромаґнетних тїл.

Гіпотеза P. Weiss-а представляє ся ось як. Діланє всїх молекулів ферромаґнетного тїла на оден з поміж них є рівноважне (еквівалентне) з маґнетним однородним полем, яке є пропорціональне до степеня намаґнетизованя тїла і має той сам напрям, що маґнетизм його. Се поле є $H_m = NI$, де N є стала, а I степень намаґнетизованя. Коли зведемо останнїй на молекулярне намаґнетизованє т. зн. маґнетний момент ґрамомолекула σ_m при помочи рівнаня: $I = \frac{D}{m}\sigma_m$, де D є густота, а m молекулярний тягар, одержимо рівнанє:

$$H_m = N\frac{D}{m}\sigma_m \qquad 1).$$

Заразом треба зазначити, що на даний молекул дїлають лише молекули, обняті його сферою діланя.

Сї міжмолекулярні дїланя спричинюють по думцї P. Weiss-а самостійне (spontan) намаґнетизоване ферромаґнетних тїл. Се треба розуміти так. Ферромаґнетні тїла можуть мати маґнетні прикмети і без впливу внїшного поля поля подібно, як в деяких случаях течи задержують свій стан скупности помимо того, що внїшного тисненя зовсїм нема; лише внутрішне тиснене піддержує

---

[1]) Langevin. Journ. de Phys. IV. 1905. p. 678.

[2]) P. Weiss. Journ. de Phys. 1907. p. 661; 1911. p. 900; Verhandl. d. deutsch. phys. Gesellsch. 1911. s. 718; Les idées modernes sur la constitution de la matière. Conférences faites en 1912. Paris 1912. p. 832. La théorie du rayonnement et les quanta. Rapp. de la réunion a Bruxelles. Langevin p. 393. Paris 1912.

їх плинний стан. Однак заходить питанє, чому се самостійне намаґнетизованє не проявляє ся на зверх? Таж лише внїшне поле, що дїлало колись або дїлає тепер, робить ферромаґнетні тїла маґнетними! На се дає Weiss отсе поясненє. Ферромаґнетні тїла складають ся з дуже богатьох маленьких кристаликів; кождий з них маґнетизує ся самостійно в напрямі, данім його формою і внутрішною кристальною будовою. Напрям намаґнетизованя є в кождім кристалї взагалї ріжний; він зміняє ся від кристалику до кристалику так, що звичайно середний маґнетизм цїлого тїла рівнає ся зеру, коли, розуміє ся, кристалики достаточно малі. Внїшне поле не збуджує намаґнетизованя, воно лише чинить його доступним обсервації, звертаючи його у поодиноких частях субстанції в оден напрям. І коли дїйсно стане ся се для кождої части тїла, тодї зможемо обсервувати самостійне намаґнетизованє у його дїйсній величинї; але на те треба дуже сильного поля. Після сего погляду нема основної ріжницї між намаґнетизованим тїлом і таким, що дасть ся сильно намаґнетизувати. Оба намаґнетизовані до насиченя, лише в першім намаґнетизованє всюди рівнобіжне, в другім неупорядковане.

Внїшне поле зміняє лише дуже незначно степень намаґнетизованя, спричинений внутрішним полем тому, що останнє в порівнаню з найсильнїйшими знаними маґнетними полями є дуже велике. Тому в дальшім виводї можемо покищо обмежити ся на случай, що внїшного поля нема, а є лише внутрішне H_m. Коли введемо його у рівнанє II) стр. 36. одержимо:

$$a = \frac{\sigma_{m0} N D}{m R T} \cdot \sigma_m, \text{[1]} \qquad 2)$$

де σ_{m0} є найбільша вартість величини σ_m (єї осягає σ_m при 0^0 абсолютної скалї, при якій нема термічного руху і напрямляюче дїланє поля не дізнає нїякої перешкоди), R ґазова стала, віднесена до ґрамомолекула ($R = 83{\cdot}155 \times 10^6$ ерґів на степень). Се рівнанє, зображене на фіґурі 7., як пряма OA.

З другої сторони Langevin-ове рівнанє для парамаґнетних тїл (гл. 36. стр. III. рівнанє) можна написати в видї:

---

[1]) Рівнанє $a = \frac{MH}{rT}$ відносить ся до якоїнебудь маси тїла. Тому, що степень намаґнетизованя $I_0 = MN_1$, де N_1 є числом молекулів тїла, маємо $a = \frac{I_0 H}{N_1 r T} = \frac{D}{m} \cdot \frac{\sigma_{m0} H}{N_1 r T} = \frac{\sigma_{m0} H}{R T}$, де R є ґазова стала, віднесена до ґрамомолекула. Вставляючи за H вартість з 1), одержимо 2).

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = \text{cotghyp}\, a - \frac{1}{a}. \qquad 3)$$

Оба останні рівнаня дають звязь поміж σ_m і T. Послідна величина містить ся в a, тому треба сї рівнаня розвязати і найти із них систем незвісних a, $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}}$. Сю розвязку найлекше переводить ся ґрафічною дорогою. А саме рівнанє 3) дає криву OAB. Ся крива має в початку співрядних танґенту, якої співчинник напряму рівнає ся $\frac{1}{3}$; вона сама простягає ся в ∞ і має асимптоту $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = 1$ для $a = \infty$. Крива OAB перетинає ся з прямою OA в двох точках: O A. В точцї O є $a = N$, $H_m = O$, $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = O$; вона зображує безперечно несталий (nicht stabil) стан. Сталий стан є даний точкою пересїчи A. Напрямний співчинник прямої OA залежить від температури. Чим вона низша, тим він менший, а тим самим точка пересїчи A, отже дана вартість σ_m, пересуває ся у напрямі абсолютного насиченя. Останнє буде для $T = O$, бо тодї $\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = 1$. Тому то в сусїдстві температури абсолютного зера можна легко одержати майже повне насиченє ферромаґнетних тїл, що доказали Kamerlingh Onnes і P. Weiss для зелїза, нїклю і кобальту.

Коли-ж температура підносить ся, пряма OA буде що раз стрімкійша, а тим самим намаґнетизованє ставати ме слабше. Вкінци прийдемо до температури O, для якої пряма OA стає стичною. Її співчинник напряму є тодї:

$$\frac{m R \Theta}{\sigma_{m0}^2 . N D} = \frac{1}{3}. \qquad 4)$$

Температура Θ се є температура трансформації ферромаґнетних тїл або т. зв. точка Curie-а. Повисше її субстанція не маґнетизує ся самостійно, лише під впливом внїшного маґнетного поля, отже стає парамаґнетна. Як з повисшого виходить (гл. стр. 14.), мають парамаґнетні тїла характеристичну сталу, звану сталою Curie-а. Між нею а точкою Curie-а можна легко найти звязь. Знаючи, що для парамаґнетних тїл a навіть у найвисших полях одержує дуже малі вартости (гл. стр. 37.), можемо обмежити ся лише до найвисших членів ряду, у який розвиваємо cotghyp a рівнаня 3) і одержимо:

$$\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = \frac{a}{3}. \qquad 5)$$

А що
$$a = \frac{\sigma_{m0} H}{R T} \qquad 6)$$
(гл. стр. 45. в нотці), то співчинник молекулярного намаґнетизованя
$$\chi_m = \frac{\sigma_m}{H} = \frac{\sigma_{m0}^2}{3 R T}, \qquad 7)$$
а молекулярна стала Curie-а
$$C_m = \chi_m \cdot T = \frac{\sigma_{m0}^2}{3 R}. \qquad 8)$$
Коли сполучимо 8) з 4), одержимо
$$\Theta = \frac{C_m}{m} \cdot N D \qquad 9)$$
або
$$\Theta = C N D, \qquad 9\,a)$$
де C є сталою Curie-а, віднесеною до одиниці маси. Се рівнанє дуже вигідне, бо на основі його можна обчислити сталу молекулярного поля N при помочи величин, що дають ся мірити безпосередно.

Через злуку рівнань 2) і 4) вийде отся інтересна звязь між температурою і молекулярним намаґнетозованєм:
$$\frac{I}{\Theta} = \frac{3}{a} \cdot \frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}}, \qquad 10)$$
котра враз з рівнанєм 3) дає закон зміни самостійного намаґнетизованя в залежности від температури.

Сей закон стверджено для маґнетиту, для піротину у значній части температурного інтервалу, для стопу $Fe_2 Ni$ в інтервалї від O^0 до Θ^0, але для зелїза, нїклю і кобальту сконстатовано лише приблизну згоду з рівнанєм 10).

Доси обговорювали ми стан ферромаґнетних тїл під впливом внутрішного поля; тепер возьмемо під увагу також внїшне поле H_a. Отже маємо рівнанє:
$$H = H_a + N I, \qquad 11)$$
де H є цїле поле, що дїлає на субстанцію, а $N I$ внутрішне. В тім случаю одержить рівнанє 6) вид:
$$a = \frac{\sigma_{m0}}{R T} \left(H_a + N \frac{D}{m} \sigma_m \right) \qquad 12)$$
і дасть в звязи з 5):
$$\frac{\sigma_m}{\sigma_{m0}} = \frac{\sigma_{m0}}{3 R T} \left(H_a + N \frac{D}{m} \sigma_m \right),$$
відки виходить
$$\sigma_m \left(T - \frac{N D \sigma^2_{m0}}{3 m R} \right) = \frac{\sigma_{m0}^2 H_a}{3 R}$$

або з огляду на 8) і 9)

$$\sigma_m (T - \Theta) = C \cdot H_a.$$

Тому, що $\chi_m = \frac{\sigma_m}{H_a}$, одержимо

$$\chi_m (T - \Theta) = C_m. \qquad 13)$$

Послїдне рівнанє вказує на те, що маґнетна вразливість ферромаґнетних тїл улягає поверх точки Curie-а подібному законови, як парамаґнетна вразливість. Однак є важна ріжниця; коли у парамаґнетних тїл є χ відворотно пропорціональне до абсолютної температури, то у ферромаґнетних відносить ся отся залежність лише до надвишки температури понад температуру трансформації.

Се рівнанє важне також тому, що на основі його легко обчислити сталу Curie-а C_m з χ_m і $T - \Theta$ тим більше, що воно годить ся точно з експериментальними дослїдами. Порівнуючи вислїди робіт Curie-а з останнїм рівнанєм, сконстатував Weiss дуже добру згоду. Опісля ствердив він се враз з Foëx-ом[1]) на основі власних помірів. Доси не найдено виїмків від сего закона, що найбільше зауважано зміни, що відповідають ріжним алльотропічним відмінам. Дуже добре видко се на 8. фіґ., поданій після Weiss-а і Foëx-а[2]). На нїй представлено звязь між $\frac{1}{\chi_m \cdot 10^6}$ і температурою в степенях Цельзія для кількох ферромаґнетних субстанцій на основі експериментальних дослїдів. Бачимо, що ся звязь зображена самими прямими лїніями відповідно до рівнаня $\frac{1}{\chi_m} = \frac{1}{C_m}(T - \Theta)$; однак кожда субстанція має більше прямих, як одну, залежно від того, у які алльотропічні відміни переходить вона при підвисшуваню температури. І так нікель має дві, перегороджені температурою 412° C; кобальт також дві, понизше і повисше 1241° C, зелїзо чотири в інтервалах: 774° — 828°, 828° — 920°, 920° — 1395° і поверх 1395°; маґнетит пять. Послїдна пряма маґнетиту повисше 900° не нарисована на фіґурі, але вона виходить з помірів Curie-а. Додати треба, що між 680° а 710° не дає маґнетит прямої лїнії, лише криву, що відповідає переходовому станови. Для зелїза знов є характеристичною нагла переміна вразливости χ при 920° і 1395°, що вже впрочім давнїйше зауважав Curie.

Що гіпотеза молекулярного поля має богато правдоподібности, бачимо не лише з попередного, але також із дослїдів у иншім на-

---

[1]) Weiss et Foëx. Journ. de phys. 1, 1911, p. 744.

[2]) Подїлка для χ є на фіґурі инша у нїклю, як у других тїл; те саме відносить ся до подїлки температури для маґнетиту.

прямі. Знаною є вже від якогось часу термічна аномалїя в точцї Curie-а. Остання полягає в наглім збільшеню питомого тепла при температурі трансформації. Сей приріст пит. тепла виносить для маґнетного тїла:

$$c' = \frac{1}{J} \cdot \frac{dE}{dT},$$

де J є рівноважник, а E енерґія намаґнетизованя, зведена на одиницю маси. Ся енерґія $E = -\frac{1}{2} H_m \sigma$, де H_m є молекулярне поле, а σ питомий степень намаґнетизованя. Як бачимо, можна c' означити на основі чисто маґнетних досвідів. Величина c' є дуже мала при низьких температурах, близько температури Θ росте дуже швидко, а поверх її малїє до зера. Отже основою термічного явища є тепло відмаґнетизованя, що зуживає ся в цїлім інтервалї від абсолютного зера до Θ^0 і якого нагле щезане спричинює аномалїю.

P. Weiss і P. N. Beck[1]) мірили маґнетним і кальориметричним способом сю аномалїю питомого тепла ферромаґнетних тїл в точцї Curie-а і найшли однакові вислїди.

Б) Гіпотеза маґнетону.

Дослїди Weiss-а над маґнетитом привели його до гіпотези маґнетону. Мірячи сталу Curie-а маґнетиту висше температури трансформації зауважали Weiss і G. Foëx[2]), що маґнетит має кілька вартостий сеї сталої, з котрих кожда відповідає окремому інтервалови температури; при тім всїм перехід з одного інтервалу у другий відбуває ся нагло, як се добре бачимо на фіґ. 8. Бажаючи пояснити се явище, застановляв ся Weiss над рівнанєм $C_m = \frac{\sigma_{m0}^2}{3R}$ (гл. стр. 47. рівн. 8.), котре з огляду на звязи: $C_m = C \cdot m$, $\sigma_{m0} = S_0 \cdot m$ можемо написати: $C = \frac{m \cdot S_0^2}{3R}$, де S_0 є намаґнетизованєм в насиченім станї, віднесеним до одиницї маси. Тому, що R є незмінною величиною, Weiss прийшов до висновку, що нагла переміна сталої C залежить або від зміни молекулярного тягару m або від зміни маґнетного моменту S_0. Перше не може бути, бо инакше мусїло би ся припустити, що враз із підвисшенєм температури молекули маґнетиту полїмеризують ся, а се суперечне з досвідом; таж знаємо, що при висших температурах молекули улягають діссоціяції. Отже не

[1]) Weiss et Beck. Journ. de phys. 7, 1908, p. 249.

[2]) Weiss et Foëx. Journ. de phys. 1, 1911, p. 744.

лишає ся нічого иншого, як лише прийняти, що маґнетний момент молекула маґнетиту зміняє ся при певних температурах о якусь певну величину.

Коли на основі послїдної гіпотези обчислимо S_0 з рівнаня $C = \frac{m S_0^2}{3R}$ для поодиноких інтервалів температури, дістанемо понизшу табелю[1])

Інтервал 0^0	S_0 після Goëx-а	S_0 після Weiss-а	Відношенє
581 - 622	1	1	1
622—680	1·238	1·22	1·25
710 - 770	1·535	1·513	1·5
770 - 900	2·013	1·995	2
> 900 (Curie)	2·515	2·515	2·5

Числа послїдного ряду відносять ся до себе, як 4 : 5 : 6 : 8 : 10. Відси бачимо, що молекулярний момент маґнетиту зміняє ся враз з температурою у нетяглий спосіб, а поодинокі вартости його відносять ся до себе, як прості цїлі числа. Отже вони є многократями одної спільної величини.

Подібну просту звязь подибуємо між молекулярними моментами зелїза і нїклю, що їх найшли Weiss і Kamerlingh Onnes[2]) при температурі киплячого водня (20^0 абсол. темп.). З досвіду знаємо — що виходить впрочім з розміркованя — що при дуже низьких температурах можна легко осягнути стан насиченя, бо в сїм случаю термічний рух майже не заколочує порядку молекулярних осий, який завдячуємо намаґнетизованю. Отже маґнетні моменти, мірені при так низьких температурах, можемо вважати моментами насиченя. Weiss і Kamerlingh Onnes одержали для сих моментів вартости: для зелїза 12360, для нїклю 3370. Сї числа відносять ся до себе, як 11 : 3, т. зн. вони є многократями числа 1123·5, бо

$$12360 = 11 \times 1123{\cdot}6$$
$$3370 = 3 \times 1123{\cdot}3.$$

Середна вартість $= 1123{\cdot}5$.

Отже бачимо, що моменти ґраматомів[3]) (молїв) зелїза і нїклю мають спільний подїльник. Його зове Weiss ґраммаґнетоном. Коли-ж

[1]) Weiss. Verhandl. d. deutsch. phys. Gesellschaft. 1911. p. 735.

[2]) Weiss et Kamerlingh Onnes. Journ. de phys. 9, 1910. p. 555.

[3]) Weiss припускає, що в дуже богатьох случаях маґнетний молекул складає ся лише з одного атома.

поділимо ґраммаґнетон через число Loschmidt-а т. є. число атомів у ґраматомі, то одержимо маґнетний момент атому т. є. елементарного маґнету, маґнетон. При помочи нової вартости Loschmidt-свого числа, поданої Perrin-ом[1]) (1910) : $68{\cdot}5 \times 10^{22}$ виходить вартість маґнетону: — $16{\cdot}4.10^{-22}$. Отже оден атом зелїза складає ся із 11 маґнетонів, а атом нїклю із 3 маґнетонів. Також для кобальту найдено (O. Bloch, 1912), що його молекулярний момент є многократию маґнетона, а саме число маґнетонів кобальту $n = 8{\cdot}925$ т. є. кругло $n = 9$ з точностию експериментальних помірів. Тому, що для згаданих трех субстанцій одержано так знаменні вислїди, старав ся Weiss прослїдити, чи не можна найти маґнетонів також в инших тїлах. Сї дослїди увінчали ся незвичайними успіхами. Найперше перейшов Weiss поміри, роблені Pascal-ем[2]) над розчинами парамаґнетних солий. Опираючи ся на аддитивнім законї маґнетних прикмет хемічних сполук[3]) поправив він вислїди Pascal-а, відіймаючи від них діямаґнетні вразливости елементів, з яких ті соли складають ся, і порівнав їх із маґнетоном. Показало ся вже навіть без поправок, що переважна часть маґнетних моментів сих солий є многократями маґнетона. Поміж 27 субстанціями, міреними Pascal-ем, лише три не годять ся з теорією маґнетонів: потасово-амоново-зелїзовий цианяк, $(SO_4)_2 V_2 O_3$ і VCl_4; мірною є згідність для $FeSO_4$, кобальтово-амонового хльораку, манґанового пірофосфорану, обох хромових галунів (фіолєтного і зеленого), сїрчану міди і VCl_2; тут можна пояснити незгідність при помочи границь експериментальних похибок, поданих Pascal-ем (1% для σ_{m0}). За те для прочих 17 тїл, а саме солий *Fe, Co, Mn, Cu, Hg, U* є знаменита згода з теорією, коли узгляднимо також поміри Liebknecht-а і Wills-а[4]). Правдивість сего стверджує отсей виказ числа маґнетонів поодиноких солий.

Число маґнетонів.

1. *K* і амоново-зелїзовий цианяк.	10·41,	кругло	10.
2. *Fe* і амоновий пірофосфоран.	21·89,	„	22.
3. *Fe* і амоновий цитринан.	21·96,	„	22.
4. *Na* і зелїзовий пірофосфоран.	24·04,	„	24.
5. *Na* і зелїзовий метафосфоран.	28·03,	„	28.
6. Зелїзовий хльорак.	27·93,	„	28.

[1]) Weiss. Verhandl. d. deutsch. phys. Gesellsch. 1911, s. 733.
[2]) Pascal. Ann. de chim. et phys. (8). 16, p, 531, 1909.
[3]) Pascal. Ann. de chim. et phys. (8) 19, 5, 1910.
[4]) Liebknecht und Wills, Ann. d. Phys. (4) 1, 178, 1900.

7. Зелїзовий сїрчан.	30·09,	кругло	30.
8. *K* - зелїзавий метафосфоран.	25·99,	„	26.
9. *Na* - зелїзавий щаван.	27·11,	„	27.
10. *Na* - зелїзавий пірофосфоран.	27·91,	„	28.
11. Зелїзавий сїрчан.	27·69,	„	28.
12. Кобальтовий хльорак.	25·08,	„	25.
13. Манґанавий сїрчан.	29·87,	„	30.
14. *K* - надманґанан.	4·11,	„	4.
15. Сїрчан міди.	9·75,	„	10.
16. *Cu* і амоновий сїрчан.	6·03,	„	6.
17. Уранавий сїрчан.	14·03,	„	14.

Сї вислїди, як також инші вислїди, зображені на фіґурі 9., поданій P. Weiss-ом.

Ся фіґура зображує скалю, зложену із 32 вертикальних лїнїй, із яких кожда подає число маґнетонів. Сю скалю сконструував Weiss на основі вартостий маґнетону, виведених висше із зелїза і нїклю. Останнї лежать на першій поземій лїнії з гори і зазначені стрілкою. Вартости, виведені з помірів Bloch-а, зазначені перевернениим хрестиком. На третій і четвертій поземій находимо вислїди Pascal-евих помірів, зазначені колїсцятами. Як видко, майже всї згадані точки лежать на вертикальних лїнїях або дуже близько них; отже можемо сконстатувати, що гіпотеза маґнетонів має сильну основу. Weiss спробував вивести величину маґнетону на основі самих вислїдів Pascal-а і найшов (гл. фіґ. 9.) із вартостий для (2, 3), 4, 8, (5, 6, 10, 11), 7 методою найменьших квадратів: 1122·1; се число ріжнить ся лише о 1·3‰ від поданого висше: 1123·5.

Інтересні є також вартости виведені із розчинів нїклевих солий на основі праць Liebknechta і Wills-а. До сих солий належать: NiF_2, $NiCl_2$, $NiBr_2$, NiI_2, $NiSO_4$, $Ni(NO_3)_2$; вони дають отсї числа маґнетонів: 16·06, 16·11, 16·06, 16·01, 15·95, 16·02 т. є. з докладностию помірів 16.

Також поміри, переведені над цїпкими маґнетними солями п-ною E. Feytis[1]), дають корисні вислїди для теорії маґнетонів. Сї поміри відносять ся до солий зелїза, кобальту, хрому і до Mn_3O_4. Найбільше віддалене від цїлого числа подибуємо у $FeF_3 + 3H_2O$, а саме $n = 21·23$; отже ріжниця виносить 0·23. Впрочім є ріжниці дуже малі, пересїчно 0·50% найблизшого цїлого числа.

Вкінци треба згадати найновійші поміри Weiss-а і Foëx-а[2]), як також Bloch-а над сталою Curie-а ферромаґнетних металів

[1]) E. Feytis, C. R. 152, 708, 1911.

[2]) Weiss і Foëx, Arch. d. scienc. phys. et nat. (4) 31, 4 і 89, 1911.

повисше точки Curie-а. На фіґурі зазначені перші прямим хрестиком, другі перевернеиим. Після них має чистий нікель $\sigma_{m0} = 9018$, що відповідає 8·03 маґнетонам, коли вважати мемо величиною ґрамма́ґнетона число 1123·5. Сї числа відносять ся до температури 400°; як підемо висше 500°, одержимо 9 маґнетонів. Те саме число виходить з помірів над стопом Ni і $Fe_2 Ni$. Тут виходить для ніклю число 9·03 маґнетонів.

Коли приглянемо ся близше вислїдам помірів над ніклем, побачимо, що він приймає ріжне число маґнетонів, а саме при дуже низьких температурах 3, у стопі із зелїзом 9, при високих температурах 8 і 9, в розчинах солий 16. Сей приклад показує, що молекулярне намаґнетизоване зміняє ся враз із фізикальним і хемічним станом субстанції. Сї зміни відповідають завсїгди цїлим числам маґнетонів.

Подібні прикмети подибуємо у кобальту і зелїза. O. Bloch найшов для чистого кобальту $n = 15·008$, а для кобальту в стопах $n = 14·925$ тодї, як при дуже низьких температурах число маґнетонів кобальту є 9. Зелїзо дає висше точки Curie-а три ріжні вартости сталої Curie-а в інтервалах температури: 774° — 828°, 828° — 920°, 920° — 1395°. Вартости σ_{m0}, що відповідають їм, не підходять під загальний закон, однак згідність осягнемо, коли приймемо враз з Weiss-ом деполїмеризацію маґнетних молекулів. Тодї вийдуть числа маґнетонів: 12·08 (= 12), 10·04 (= 10), 19·95 (= 20).

Інтересний вивід подає Weiss із останнїх вислїдів. Для першого і другого інтервалу температур є $\sigma_{m0} = 13427$, зглядно 11297. Їх відношене є 6:5 (з точностию експериментальних помірів). Відси спільна міра маґнетних моментів є:

$$\frac{13427 + 11297}{6 + 5} = 2247·6.$$

Половина з того 1123·8 містить ся точно 11 рази у молекулярнім моментї зелїза при дуже низькій температурі. Отже тут маємо новий доказ єствованя маґнетонів. Вислїди праць Weiss-а і школи його дадуть ся зібрати в отсих кількох словах. Найперше повело ся найти молекулярні, зглядно атомові моменти більшої скількости пара- і ферромаґнетних тїл. Сї молекулярні моменти одержуємо, дїлячи маґнетні моменти ґрамомолекула числом молекулів у ґрамомолекулї. Заразом сконстатовано, що деякі субстанції мають кілька ріжних атомових моментів залежно від температури і хемічного складу. Всї ті моменти відносять ся до себе, як прості цїлі числа. Вони мають спільний подїльник, що його назвав Weiss маґнетоном.

На основі дотеперішних дослідів можна прийняти, що маґнетон є спільним елементом богатьох маґнетних атомів, а мабуть і всіх.

Сю прикмету подибуємо також у діямаґнетних первнів, що творять парамаґнетні сполуки н. пр. у *Cu*. Замітною також є сполука $K_2 Hg I_4$, що є парамаґнетною, хоч складає ся із самих діямаґнетних первнів. Для неї є число маґнетонів $n = 8{\cdot}88$, отже кругло 9.

Закони смугових дуговин промовляють також за теорією маґнетонів. Як звісно, W. Ritz представив їх дуже наглядно при помочи електромаґнетного механізму. У сім механізмі находимо маґнетні штабки з певним моментом, звернені в оден бік і сполучені із собою у прямолінійний маґнет. Ся часть моделю відповідає Weiss-овим атомовим моментам, що складають ся з маґнетонів. Зідентифікувавши сї маґнетні штабки з маґнетонами, Weiss обчисляє довготу маґнетона $\varepsilon = 1{\cdot}12.10^{-10}$ cm. Се число є можливе, коли пригадаємо собі, що промір атома виносить від 10^{-6} до 10^{-7} cm, а промір електрона 10^{-13}.

Вкінци годить ся згадати, що Langevin[1]) спробував шукати звязи між гіпотезою маґнетону і модерною тепер гіпотезою квантів у Sommerfeld-овій[2]) формі. Він вийшов із заложеня, що маґнетний момент молекула є збуджений обігом електрона, якого наряд є e, маса m і що центр ґравітації ділає на електрон з силою відворотно пропорціональною до n-тої степени віддаленя r. Ділане, що відповідає періоді обігу електронів, кладе Langevin рівне $\frac{h}{4}$, де h є після Sommerfelda т. зв. елементарним квантом діланя. Се $h = \varepsilon T$, де ε є елементом енерґії, T часом, якого потребує дане тїло до поглощеня зглядно до випромінюваня енерґії ε. Величина $h = 6{\cdot}55.10^{-27}$ ergsec і є загальною сталою. На основі сих заложень найшов Langevin маґнетний момент ґрамомолекула

$$I_0 = \frac{N_1 e}{m} \cdot \frac{h}{8\pi} \cdot \frac{n}{n+2},$$

де N_1 є числом молекулів в ґрамомолекулї. Тому, що $N_1 = 7.10^{23}$, $\frac{e}{m} = 1{\cdot}77.10^7$, виходить для $n = 1$, $I_0 = 1080$.

Се число годить ся досить добре з маґнетоном Weiss-а.

Гіпотеза маґнетонів отвирає дуже широкі горизонти. Вона позволить мабуть близше пізнати взаїмні діланя молекулів, як се

[1]) Langevin. Rapports et discussions de la réunion tenue à Bruxelles du 30. octobre au 3. novembre 1911. Paris 1912. p. 392.

[2]) Sommerfeld. Verhandl. d. deutsch. phys. Gesellsch. 1911. S. 1074.

доси можна було. Також для хемічних дослїдів буде вона мати немалу вартість. Вкінци можемо додати, що вона відповідає теперішному змаганю, розкладати енерґію і всїлякі дїланя на елементи. Против теорії маґнетонів піднїс заміти A. Heydweiller[1]), опираючи їх на сїм, що основою Pascal-евих маґнетних помірів була вартість χ води о 4% за велика і що після найновійших дослїдів атомовий маґнетизм металїв в розчинах є функцією концентрації, а не є сталою величиною, як доси принимано. На перший заміт відповів R. Gans[2]), заявляючи, що не ходить тут о абсолютні вартости χ, лише о релятивні. Що до другого, то треба виждати докладнїйших помірів.

7. Сучасний стан дослїдів над маґнетизмом і вигляди на будуче.

В сїм короткім оглядї сучасних дослїдів над маґнетизмом вспіли ми зачіпити лише деякі сторони так ріжнородних явищ, якими є маґнетні явища. І так доторкнули ми лише злегка інтересного і дуже зложеного явища гістерези і коерцитивної сили, обговорили лише коротко маґнетні прикмети стопів, а поминули зовсїм вплив тисненя і часу на маґнетні прикмети тїл, як також звязь між маґнетними явищами а зміною обєму, елястичностию і иншими прикметами тїл. Однак вже ті явища, які обговорено, кидають досить ясне сьвітло на суть маґнетизму. До проясненя сеї царини причинили ся головно дослїди передпослїдного і послїдного десятилїтя, по перше тому, що останнїми лїтами ведено їх досить систематично, а по друге технїка експериментованя пішла в послїднім часї високо в гору; возьмім хочби на увагу те, що межі температури посунено дуже високо в гору і дуже низько в долину, а силї поля повело ся дати величину 50000 C. G. S.

В модерних теоріях маґнетизму бачимо знов стремлїнє пересунути причину маґнетних прикмет тїл у нутро атома. Коли давнїйше вважано молекули зглядно атоми послїдними звенами у ланцуху фізикальних, отже і маґнетних явищ, так тепер відповідно до теорії електронів став атом сам для себе сьвітом, у якім відгривають ся головні фізикальні явища; там також глядаємо жерел маґнетних явищ. Сї нові теорії дають враз з експериментальними дослїдами сильну основу для пізнаня не лише самих маґнетних явищ,

---

[1]) A. Heydweiller. Verh. d. Deutsch. phys. Ges. 13, 1063, 1911; 15, 1120, 1913.
[2]) R. Gans, ibid. 14, 367, 1912.

але також і инших, котрі або тяжко дослїдити і вияснити другим способом, або навіть і неможливо. Для прикладу киньмо оком на працї Pascal-a. Вони вказують нам на те, як великі гороскопи подають маґнетохемічні дослїди для пізнаня внутрішної будови молекулів тим більше, що маґнетні методи далеко вразливійші, як деякі другі. Langevin-ова теорія, що сполучила так цїпко парамаґнетні і діямаґнетні явища, які доси уважано майже зовсїм відрубними, вспіла звязати діямаґнетизм з явищем Zeeman-a, а також пояснити богато маґнетних прикмет тїл. А вже-ж вершком найновійших успіхів є Weiss-ові маґнетони, сї найдрібнїйші маґнетні елєменти, із яких побудовані маґнетні атоми. Відкритє їх належить до найзамітнїйших відкрить на полї фізики в послїдних лїтах, і дослїди над ними, хоч щойно почали ся, принесли вже богато інтересного матеріялу.

Однак не треба забувати, що ще далеко до докладного проясненя маґнетних явищ. Навіть теорії Langevin-a і Weiss-a, що, опираючи ся на нових експериментальних дослїдах, представляють великий поступ в порівнаню із старими теоріями, не вільні від богатьох недостач. Справдї богато фактів промавляє за ними, але є також факти, що не так легко дадуть ся підтягнути під схему сих теорій. Однак підвалини досить сильні, треба лише деяких модифікацій, щоби вигладити нерівности і довести до гармонії між теорією а експериментом. Се можна буде осягнути лише новими і докладними помірами, бо дотеперішні ще не вистарчають, а хоч доси назбирано богато матеріялу, однак до недавна годї було його визискати задля систематичних і експериментальних недостач. Розуміє ся, розвиток сеї доси почасти занедбаної царини фізики буде впливати також на дослїди над другими царинми, а вже навіть тепер зауважуємо проблиски сего впливу, як се висше згадано. Але ще богато працї треба буде вложити, щоби виповнити недостачі і довести дослїди над маґнетизмом до того стану розвитку, у якім находять ся другі области фізики.

Чернівцї, грудень 1913.