283711

鉄　磁　学

成　电

北京科学教育出版社

1961年7月

2
01

铁磁学讲义

*

出版者 北京科学教育出版社出版

印刷者 中国人民解放軍535工厂

787×1092 毫米 1/16 印張 13

1961年8月第一版

定价：1.57元

3342
54101

283711

目　　录

第一章　物質的磁性和鉄磁物質的自發磁化特征

§ 1-1 单元质粒的基本磁矩和原子磁矩……3
§ 1-2 反磁性……13
§ 1-3 順磁性……16
§ 1-4 鉄磁性……21
§ 1-5 反鉄磁性……30
§ 1-6 鉄氧体磁性……32
§ 1-7 鉄磁物质的热反常特性……42

第二章　鉄磁物質的各种能量

§ 2-1 交換能……48
§ 2-2 磁結晶各向异性能……51
§ 2-3 磁伸縮……59
§ 2-4 磁应力能……67
§ 2-5 磁場能量……70

第三章　磁疇結构

§ 3-1 磁疇結构的形成和磁疇壁的計算……77
§ 3-2 磁疇結构的計算……87
§ 3-3 磁疇結构的实驗和观察……98

第四章　磁化理論

§ 4-1 磁化曲綫概述……101
§ 4-2 可逆疇壁位移过程……108
§ 4-3 可逆旋轉磁化过程……119
§ 4-4 初始磁化系数……132
§ 4-5 反磁化过程——磁滞……137
§ 4-6 剩余磁化計算……155

第五章　鉄磁共振

§ 5-1 順磁和核磁共振，磁共振的基本概念……158
§ 5-2 鉄磁共振……163
§ 5-3 影响鉄磁共振的各項因素——鉄磁共振中 g 值的变化……172

[illegible]……179
[illegible]散发……183

[illegible]鉄磁物質磁化的时間效应

[illegible]1 微观渦流效应决定的磁粘滞机构……194
§ 6-2 鉄磁物质自然共振决定的磁頻散机构……196
§ 6-3 决定于晶格結构和磁結构陈化的磁粘滞性……200
§ 6-4 反轉磁化机构……202

第一章 物质的磁性和鉄磁物质的自发磁化特征

在这一章中，从单元带电质粒——电子的运动所产生的磁矩和原子磁矩的叙述开始，系統地介紹物质的各种磁特性，其中包括反磁性、順磁性、鉄磁性以及反鉄磁性和亚鉄磁性，特别是关于鉄磁物质的自发磁化特征，以及分子場的来源作了較詳細的說明。此外，也討論了鉄磁物质因存在自发磁化而显現的几种重要的物理性改变，主要是和热性质有关的現象，如磁卡效应及热容量反常等，以便对鉄磁物质的自发磁化的物理本质有更确切的了解。

§ 1-1 單元質粒的基本磁矩和原子磁矩

近百年来，人們对自然界中存在的一切物质的研究和探索，已經发現物质的最小质粒是电子，它的靜态基本特性是以它载有的电荷量（$e=4.8025\times10^{10}$ 厘米·克·秒制靜电单位）和具有的质量（$m=9.107\times10^{-28}$ 克）来表征的。进一步的研究揭示出在物质結构中的电子（在原子中电子壳层上分布的电子）是以一定的規律作着运动的，伴随着这些带电质粒的运动而产生单元质粒的磁矩。在最初研究单元质粒的磁矩时，只理解为电子在作直綫运动（例如金属导体中的电子流或阴极射綫中的电子束）时，或者最多是电子在原子中圍繞原子核作軌道运动才能产生磁矩。但是，当人們研究了各种物质的光譜特性后，根据光譜綫的分裂現象确知，在原子結构中的电子除了作軌道运动以外，还有繞电子自己核心而旋轉的自旋运动。这种自旋运动也产生相应的磁矩，并且是构成原子和物质磁性的根本原因之一。因此，可以确信，原子和物质的磁性是由它們內部所包藏的单元质粒以各种不同形式（主要是电子的軌道运动和自旋运动）的运动所造成的。这些单元质粒的运动表现为微观的等效电流，它所产生的磁矩和通常所理解的宏观电流所产生的磁矩是一样的。

以下分別叙述电子的軌道磁矩和自旋磁矩。

电子的軌道磁矩 电子的軌道运动表现为电子以一定的頻率圍繞原子核在所占据的軌道上作圓周运动，由于电子具有质量，在軌道上运动时必具有动量矩，并且它带有电荷量，联系电荷的运动必然产生磁矩。由于这些动量矩和磁矩是一个电子的运动状态所表现的，因此可以得出动量矩和磁矩之間有一定的关系，或者說动量矩和磁矩数值之比将和电子的运动状态无关。而只决定于某一特殊的常数。以下将証明这一关系。

假定电子圍繞原子核运动是沿椭圓形的軌道进行的，如图(1-1)所示。如果电子繞軌道运动一周的周期为 T，則电子沿軌道运动的頻率为 $f=\frac{1}{T}$，那么，微观

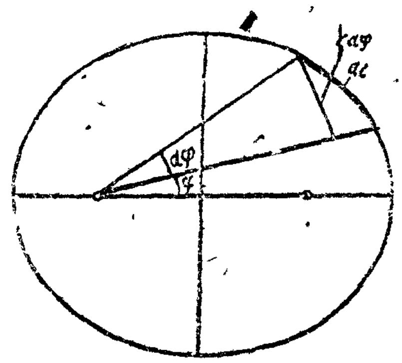

图 1-1 电子的椭圓軌道

等效电流强度为 $i=\frac{e}{C\cdot T}$。

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com

以上 e 是电子的电荷量；

C——光速（$C\approx3\times10^{10}$厘米/秒）。

（电流的表示式是用 CGS 制表示的。）

这个电流的磁矩是等于电流强度和电子軌道的面积的乘积。椭圓軌道所包圍的面积为：

$$S=\frac{1}{2}\int_0^{2\pi}r^2\,d\varphi \tag{1-1-1}$$

（φ 是通过焦点的半徑矢量 r 和椭圓主軸所成的角）。

以 μ 代表磁矩，则电子的軌道磁矩表示成：

$$\mu_l=i\cdot s=\frac{eS}{CT} \tag{1-1-2}$$

按照动量矩守恒定律，电子的动量矩 P_φ 是不变的，而且根据定义是等于：

$$P_\varphi=m\,r^2\cdot\frac{d\varphi}{d\,t} \tag{1-1-3}$$

这里的 m 是电子的质量。

由公式（1-1-3）算出 r^2 并代入公式（1-1-1），求得：

$$S=\frac{P_\varphi}{2m}\int_0^T dt=\frac{P_\varphi T}{2m} \tag{1-1-4}$$

所以，从公式（1-1-4）及公式（1-1-2）求得电子的軌道磁矩等于：

$$\mu_L=\frac{e}{2mc}\cdot P_\varphi \tag{1-1-5}$$

上式的意义为电子繞核作軌道运动所产生的磁矩和动量矩之間有相当的联系，两者的数量之間只差一电子的荷质比。

按照量子理論，电子在原子中繞核运动的状况只和电子所处軌道的軌道半徑和軌道的方位有关。这些特征可以用一个称为軌道量子数(或称角量子数) l 来描写。除了这个特征外，电子的軌道运动情況是一样的，因此，可以不需用繞核旋轉的频率或速度来表示，只需用一常数乘以軌道量子数 l 即可表示电子的动量矩。

即
$$P_\varphi=l\hbar \tag{1-1-6}$$

上式中 $2\pi\hbar=h=6.624\times10^{-27}$ 尔格·秒——称为普朗克（*plank*）常数。

l 可以取值为 1，2，3，……，n 的整数。（l 为軌道量子数，n 为主量子数）。

把公式 1-1-6 表示的 P_φ 值代入公式 1-1-5 得：

$$\mu_e=l\cdot\frac{e\hbar}{2mc}=l\cdot\mu_B \tag{1-1-7}$$

以上 $\mu_B=\frac{e\hbar}{2mc}$ 是常数，在数值上等于 0.927×10^{-20} 尔格/高斯。定义 μ_B 称为玻尔磁子。对电子的軌道运动，它代表 $l=1$ 时，电子軌道运动所产生的磁矩。所以，在原子內电子軌道运动的磁矩必須是玻尔磁子的整数倍。

电子作任何运动产生的磁矩与其动量矩之比，通常用 r 表示，并称为磁——迴旋比。在軌道运动时的情形，按公式（1-1-5），得：

$$r_e=\frac{e}{2mc} \tag{1-1-8}$$

在电子动量矩的表示式上，根据量子力学又引入动量矩的本征值表示法。即表示在原子中电子静态（未受激发）动量矩矢量的数值。所以公式（1-1-6）所表示的动量矩应改写成下式：

$$p_{\varphi} \longrightarrow p_e = \sqrt{l(l+1)}\,\hbar \qquad (1\text{-}1\text{-}9)$$

上式的軌道量子数 l 的可能值不同于公式（1-1-6）中的 l，而是等于：

$$l=0,\ 1,\ 2,\ 3,\ \cdots\cdots,\ (n-1)。$$

比較公式（1-1-7），同样可以把軌道磁矩改写为：

$$\mu_e = \sqrt{l(l+1)}\,\frac{e\hbar}{2mc} = \sqrt{l(l+1)}\,\mu_B。 \qquad (1\text{-}1\text{-}10)$$

取 $l=0$ 的状态的电子称为 S 态。由公式（1-1-10）可見，S 态的电子是沒有軌道磁矩的。

空間量子化規律 量子理論規定，軌道动量矩在任何外（磁）場方向上的投影值不是任意的数値，而必須是取一定的、一系列連續的整数值，这一規律即所謂空間量子化規律。动量矩（它的絶对値等于 $\sqrt{l(l+1)}\,\hbar$）在外場方向的可能投影数値决定于軌道的磁量子数 m_e。

即
$$(p_e)_H = m_e\hbar \qquad (1\text{-}1\text{-}11)$$

m_e 可以取 $2l+1$ 个不同的整数：

$$m_e=-l,\ -(l-1),\cdots\cdots -1,\ 0,\ 1,\cdots\cdots,(l-1),\ l。$$

所以，动量矩矢量和 $\vec{H}$ 之間交角的方向余弦可能的数值是决定于公式：

$$\cos(\widehat{p_e, \vec{H}}) = \frac{m_e}{\sqrt{l(l+1)}}。 \qquad (1\text{-}1\text{-}12)$$

图 1-2 示出 $l=3$ 的电子軌道动量矩的空間量子化投影概念。这样的空間量子化的規則应用到相应的磁矩上，也能得出相同的空間量子化投影数值。它的投影也决定于磁量子数 m_e，即是

$$(\mu_e)_H = m_e\cdot\mu_B \qquad (1\text{-}1\text{-}13)$$

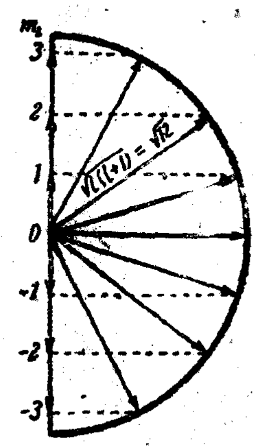

图 1-2 电子軌道动量矩的空間量子化（$l=3$）

因此，电子的軌道磁矩在外場方向上的投影仍然是玻尔磁子的整数倍。量子力学不能同时完全决定动量矩或磁矩的絶对值及方向。只可以同时决定这些矢量的絶对值及該矢量在任意外場方向上的投影值。实际上，无論从研究和使用物质的磁性的观点看来，所必須知道或測量的也正是磁矩在外場方向上的投影值，而不是磁矩的絶对值的大小或它的絶对取向。

电子的自旋磁矩 本节开始时已叙述过电子的磁矩主要应包括两种起因，除了軌道运动产生的磁矩以外，尚有自旋磁矩。

电子繞通过自己核心的軸以一定角速度作自旋运动，必产生动量矩。对这种动量矩的計算，可以用一等效的半徑和自旋角速度来表示出。自旋运动的动量矩和磁矩之間的联系也有一簡单的关系，即它們之間的比值可以由一常数給出。

量子力学对电子自旋动量矩的計算，如果不計其方向时，每一个电子的自旋动量矩都是一样的。因此，自旋动量矩可以用普朗克常数乘以描写电子自旋状态的量子数来表示，該量子数称为自旋量子数，并用 S 来表征。則电子的自旋动量矩等于：

$$p_s=S\hbar \tag{1-1-14}$$

研究指出，电子的自旋状态对于在任何一种外磁場中只可能有正负两种方向，即它在外場中的投影値为$\pm S$。电子的自旋既只能相对于外場取正負两种方向，令自旋量子数的絶对值为$\frac{1}{2}$。因此，$p_s=\pm\frac{1}{2}\hbar$。

从理論和实驗上确定，电子自旋运动产生的磁矩和动量矩之比，一般以r_s表示，称为自旋磁——迴旋比，并等于：

$$r_s=\frac{\mu_s}{p_s}=\frac{e}{mc}。\tag{1-1-15}$$

r_s也主要由电子的荷质比决定，但数值上較軌道的r_e大一倍。

从公式（1-1-14）与（1-1-15）計算磁矩μ_s：

$$\mu_s=r_s\cdot p_s=\frac{e}{mc}\cdot S\hbar=2S\mu_B。\tag{1-1-16}$$

从公式（1-1-16）可知，如以$S=\frac{1}{2}$代入，则电子的自旋运动将产生一个玻尔磁子的磁矩。电子既是带电的最小质粒，因此玻尔磁子是磁矩的最小計量单位。按軌道磁矩的計算也以以得到相似的概念：軌道量子数$l=1$所产生的磁矩也等于一个μ_B。因此把μ_B定义为磁矩的最小計量单位是合理的。

如同軌道磁矩的本征値表示一样，电子的自旋动量矩和磁矩也可以表示为本征值：

$$\left.\begin{aligned}p_s&=\sqrt{S(S+1)}\cdot\hbar\\ \mu_s&=\frac{e}{mc}\sqrt{S(S+1)}\cdot\hbar=2\sqrt{S(S+1)}\cdot\mu_B\end{aligned}\right\} \tag{1-1-17}$$

同样，自旋动量矩或自旋磁矩在外磁場中可能的投影数值只决定于自旋的磁量子数m_s。即

$$\left.\begin{aligned}(p_s)_H&=m_s\cdot\hbar,\\ (\mu_s)_H&=r_s\cdot(p_s)_H=2m_s\mu_B。\end{aligned}\right\} \tag{1-1-18}$$

而$m_s=\pm\frac{1}{2}$，相应于順或反平行于外磁場的方向。

由于一般研究物质的磁性时，总是在外磁場激发之下，所以最后得出的自旋磁矩表示式是最实用的。

从公式（1-1-10），公式（1-1-13）和公式（1-1-17）及公式（1-1-18）可知，在原子内电子所处的状态完全决定于这四个量子数——n，l，m_e和m_s。即是在原子內每一个电子只能占取由量子数n，l，m_e和m_s所限制的某一个特殊状态，这就是所謂泡利原则。

电子的总磁矩 由于原子結构中的电子同时有軌道运动和自旋运动，则电子的总磁矩应当是軌道磁矩μ_e和自旋磁矩μ_s的組合（应理解为矢量和）。这种耦合形式称为魯塞尔-赛恩特规则。

軌道磁矩和自旋磁矩的矢量和，可以取它們在同一外（磁）場方向上的投影分量的代数和得到。以J表示电子的軌道和自旋总和后的量子数，则

$$J=l\pm S \tag{1-1-19}$$

上式中l仍可取$0,1,2,3,\cdots\cdots(n-1)$間的各整数値。

在外（磁）場中 j 的投影为 m_j，而且等于：

$$m_j=-j,-(j-1),\cdots\cdots,-\frac{1}{2},+\frac{1}{2},\cdots\cdots,(j-1),j。$$

同样，如以 j 的本征值表示电子的总动量矩，得：

$$p_{电子}=\sqrt{j(j+1)}\cdot\hbar, \qquad (1\text{-}1\text{-}20)$$

如果用上式的关系来得到电子的总磁矩，只需再乘以电子的磁——迴旋比即可。但是由以上的說明，已知电子軌道运动的磁——迴旋比是和自旋运动的磁——迴旋比不相等的，在数值上前者比后者小一半。因此电子的磁——迴旋比必介于这两者之間，具体的数值需观电子总磁矩中，軌道或自旋作用的相对成份而定。

定义电子的磁——迴旋比为：

$$r_{电子}=g'\cdot\frac{e}{2mc}$$

式中 g' 称为郎德（*Lande*）因子。如果电子磁矩中只包含軌道磁矩，则 $g'_e=1$，若只包含自旋运动磁矩，则 $g'_s=2$。一般情形下介于二者之間，即是：$2\geqslant g'\geqslant 1$。

因此，电子的总磁矩应表示为：

$$\mu_{电子}=g'\cdot\frac{e}{2mc}\cdot\sqrt{j(j+1)}\cdot\hbar$$

$$=g'\cdot\sqrt{j(j+1)}\cdot\mu_B。 \qquad (1\text{-}1\text{-}21)$$

电子总磁矩在外磁場方向上的投影值为：

$$(\mu_{电子})_H=g'\cdot m_j\cdot\mu_B。 \qquad (1\text{-}1\text{-}22)$$

原子的总磁矩 原子中在大多数情况下，总不只包含一个电子，因此在計算原子磁矩时，首先必須把包含的全部电子的磁矩总合起来。在这一处理中，先分开軌道磁矩和自旋来各别总合。

在計算若干数目电子的总軌道量子数时，应该是各别电子的軌道量子数之和。以 L 表示原子的总电子軌道量子数，则 $L=\sum_{i=1}^{n}l_i$。例如有两个电子的情况，各别的軌道量子数为 l_1，l_2。对 L 所表示的和式应理解为在外場中投影值的代数和，即

$$L=l_1+l_2,\ l_1+l_2-1,\cdots\cdots l_1-l_2。（設 l_1>l_2）$$

在計算这些电子的总軌道磁矩时，可以表示成：

$$\mu_L=\sqrt{L(L+1)}\cdot\mu_B \qquad (1\text{-}1\text{-}23)$$

在外（磁）場中的投影值为：

$$(\mu_L)_H=m_L\cdot\mu_B,$$

$$m_L=-L,-(L-1),\cdots\cdots,0,\cdots\cdots,L-1,L。$$

計算若干数目电子的总自旋量子数时，也应該是各别电子的自旋量子数之和（外磁場方向上投影值的代数和）。以 S 表示原子內总电子自旋量子数，则 $S=\sum_{i=1}^{n}S_i$。

电子的总自旋磁矩，可以表示为：

$$\mu_s=2\cdot\sqrt{S(S+1)}\cdot\mu_B, \qquad (1\text{-}1\text{-}24)$$

在外（磁）場中的投影为 μ_B 的整数倍：

$$(\mu_S)_H = m_S \cdot \mu_B, \qquad (1\text{-}1\text{-}25)$$
$$m_S = S, S-1, \cdots\cdots -S。$$

原子壳上全部电子的总动量矩量子数 J 必为总軌道量子数 L 和总自旋量子数 S 的矢量和（罗素——桑德斯的动量矩配合规則）：

$$J = L + S \qquad (1\text{-}1\text{-}26)$$

全部电子的总量子数 J，当 $L>S$ 时，应取以下諸值：

$J = L+S, L+S-1, \cdots\cdots, L-S$。（总数为 $2S+1$ 个），

如果 $L<S$，则

$J = S+L, S+L-1, \cdots\cdots, S-L$。（总数为 $2L+1$ 个）

全部电子的总动量矩为：

$$P_J = \sqrt{J(J+1)} \cdot \hbar \qquad (1\text{-}1\text{-}27)$$

总动量矩矢量在外磁場方向上的投影，和一个电子的情况一样，只能是有限个整数値，并决定于电子的总磁量子数 m_J。它可以取 $2J+1$ 个不同的数值：

$$m_J = J, J-1, \cdots\cdots, 0, \cdots\cdots, -J。$$

因而

$$\cos(\widehat{P_J, \vec{H}}) = \frac{m_J}{\sqrt{J(J+1)}} \qquad (1\text{-}1\text{-}28)$$

如果在最簡单的情況下，原子中只有一个电子，当 $l=0$，则总量子数只有单值 $J=S=\frac{1}{2}$；当 $l>0$，则总量子数有两个值：$J=l+\frac{1}{2}$，$J=l-\frac{1}{2}$

所以在一般情形下，J 并非永远是整数，而可能是一系列的奇半整数。諸如：$\frac{1}{2}$，$\frac{3}{2}$，$\frac{5}{2}\cdots$ ……。

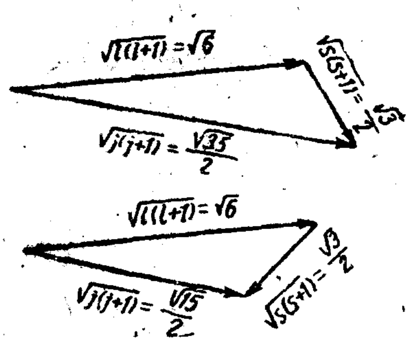

图 1-3　电子軌道动量矩L和自旋动量矩S的合成$\left(l=2, S=\frac{1}{2}\right)$

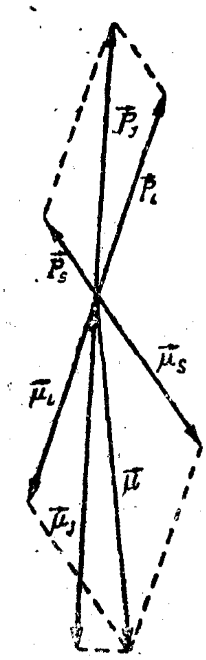

图 1-4　原子中电子壳的总动量矩和磁矩的矢量和

……。图（1-3）表示一个电子，有 $l=2$，$S=\frac{1}{2}$，$J=\frac{3}{2}$及$\frac{5}{2}$时，矢量 L和 S 相加的图解。

原子中电子壳的总磁矩 $\vec{\mu}_J$，由于自旋的磁——迴旋比較軌道的磁——迴旋比相应大一倍。因此原子的总磁矩 $\vec{\mu}_J$ 方向和总动量矩$\vec{P}_J$ 不在同一直綫上。图（1-4）表示了这一情形。

按經典力学的概念，动量矩 $\vec{P}_L$ 和 $\vec{P}_S$ 是圍繞着矢量 $\vec{P}_J$ 的方向作进动的，因而磁矩 $\vec{\mu}_L$和

$\vec{\mu}_S$ 也应当圍繞矢量 $\vec{P}_J$ 作进动。如果把每一个这样的矢量分解成两种分量：一种垂直于 $\vec{P}_J$ 方向；另一种平行于 $\vec{P}_J$ 方向。則其中垂直的分量 $(\vec{\mu}_L)_L$ 和 $(\vec{\mu}_S)_L$ 的数値因为它們不断地变更自己的方向，在旋轉一周內的时間平均値为零。因此原子中电子壳的总磁矩可以用平行于 $\vec{P}_J$ 方向的 $\vec{\mu}_L$，$\vec{\mu}_S$ 的分量 $(\vec{\mu}_L)_{11}$，$(\vec{\mu}_S)_{11}$ 相加而得，表示式如下：

$$\mu_J=\mu_L\cos(\widehat{\vec{P}_L,\vec{P}_J})+\mu_S(\widehat{\vec{P}_S,\vec{P}_J})。\qquad (1\text{-}1\text{-}29)$$

上式中，$\mu_L=\sqrt{L(L+1)}\cdot\mu_\text{в}$，$\mu_S=2\sqrt{S(S+1)}\cdot\mu_\text{в}$。应用一般的三角学公式，对图（1-4）所示以 $\vec{P}_S$、$\vec{P}_L$、$\vec{P}_J$ 組成的三角形求解。为了簡单計算，把 $\vec{P}_S$、$\vec{P}_L$ 和 $\vec{P}_J$ 分别用 S，L、J 来表出，得結果如下：

$$\left.\begin{aligned}\cos(L,J)&=\frac{L(L+1)+J(J+1)-S(S+1)}{2\sqrt{J(J+1)}\cdot\sqrt{L(L+1)}},\\ \cos(S,J)&=\frac{S(S+1)+J(J+1)-L(L+1)}{2\sqrt{S(S+1)}\cdot\sqrt{J(J+1)}}。\end{aligned}\right\}\qquad (1\text{-}1\text{-}30)$$

根据公式（1-1-29）及公式（1-1-30）得到：

$$\begin{aligned}\mu_J&=\left[1+\frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)}\right]\cdot\sqrt{J(J+1)}\cdot\mu_\text{в}\\ &=g'_J\cdot\sqrt{J(J+1)}\cdot\mu_\text{в}\end{aligned}\qquad (1\text{-}1\text{-}31)$$

此处

$$g'_J=1+\frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)}$$

$$(\text{或}\quad g'_J=g'_L\cdot\alpha_L+g'_S\alpha_S)\qquad (1\text{-}1\text{-}32a)$$

而且

$$\left.\begin{aligned}\alpha_L&=\left[\frac{J(J+1)+L(L+1)-S(S+1)}{2J(J+1)}\right]\\ \alpha_S&=\left[\frac{J(J+1)+S(S+1)-L(L+1)}{2J(J+1)}\right]\end{aligned}\right\}\qquad (1\text{-}1\text{-}32б)$$

如果 $L=0$，則 $J=S$。由公式（1-1-32б）得 $\alpha_L=0$，$\alpha_S=1$，則 $g'_J=g'_S=2$。也就是說，在自旋矩的情形下，郎德因子等于 2，即原子的郎德因子等于电子自旋的郎德因子，或理解为原子中电子壳的磁矩全部由电子自旋所引起。

如果 $S=0$，則 $J=L$，得 $\alpha_L=1$、$\alpha_S=0$，則 $g'_J=g'_L=1$。就是說，在純粹軌道矩的情形下，郎德因子等于 1，即原子的郎德因子等于电子軌道运动的郎德因子，或理解为原子中电子壳的磁矩全部由电子的軌道磁矩决定。

按此公式（1-1-32б）所表示的系数 α_L，α_S，应理解为軌道磁矩和自旋磁矩在原子的电子壳磁矩中所占的比重，其数値則在 0～1 的范圍以內变化。

原子核的磁矩 以上所討論的都是原子中原子核以外的电子系統所产生的軌道和自旋磁矩。原子核是带有正电荷，虽然它沒有軌道运动，但是它有自旋运动。因此，它对原子磁矩也有一定貢献。

比拟于电子的玻尔磁子 $\mu_\text{в}$，以下表出核磁子 μ_n 的式子：

$$\mu_n=\frac{eh}{2M_{pc}}=5.05\times10^{-24}\text{尔格/高斯}。\qquad (1\text{-}1\text{-}33)$$

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com

而

$$\mu_B=\frac{e\hbar}{2mc}=0.927\times10^{-20}\ 尔格/高斯。$$

以上 M_P 代表质子的质量，为电子质量（m）的 1836.5 倍，而荷电量则相等，所以核磁子比玻尔磁子在数量上小 1000 倍左右，其作用完全可以忽略。因此可以认为原子磁矩主要是由电子壳中全部电子的軌道运动和自旋运动所引起。

鉄磁物质原子的有效玻尔磁子数 在前面已指出过电子的总磁矩，应由它的軌道运动和自旋运动联合的效果所决定。原子磁矩中，也应包括这两种运动所产生的磁矩，也就是 g' 值决定于两种磁矩所起作用的相对比重。

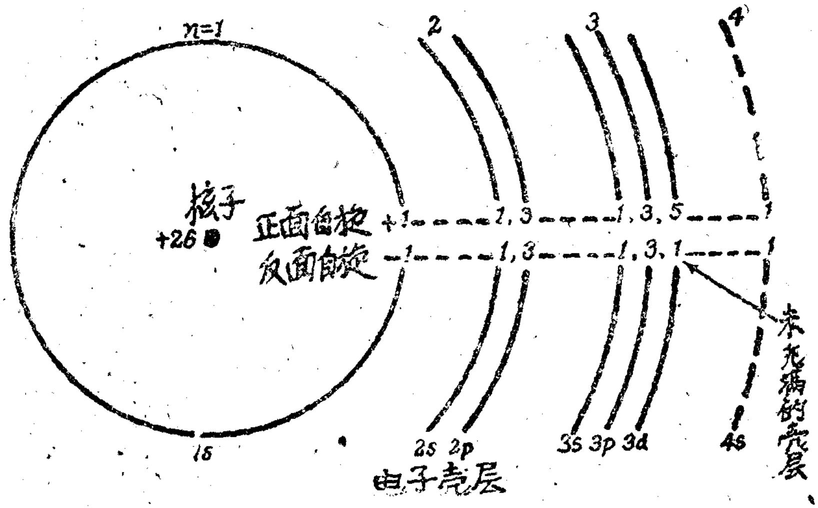

图 1-5 鉄离子 F_e^{++} 的原子結构

从图 1-5 所示的鉄（F_e^{++}）离子模型，知道它的原子磁矩起源于 $3d$ 层电子壳，在正常情形下，$3d$ 层上共有 4 个电子，它們的軌道磁矩和自旋磁矩是未被抵消的。因此，鉄磁物质中原子的磁矩应包括这 4 个电子的軌道磁矩和自旋磁矩的矢量和。但实际上，从測量得到的数值来看，这点是不符合的，其原因討論如下：

（一）强顺磁性物质（即包括鉄族元素和稀土族元素两大类）。在孤独原子状态时和組成結晶結构时，发現在同一种物质，原子的平均磁矩大小是不等的。研究指出，这是因为在物质的結晶状态时，相邻离子間必然发生静电的相互作用，因此軌道磁矩总是在某种程度上受到这种周期性的晶格静电場的影响，軌道磁矩的取向是不完全自由的。但因自旋磁矩的自由取向只改变电子中心軸的方向，而不受晶格静电場的限制。这样，軌道磁矩和自旋磁矩之間的耦合，由于軌道磁矩取向被受到抑制而遭局部破坏。特别是在鉄族元素的情形，产生原子磁矩的电子壳层是 $3d$ 层，在离子状态下，它暴露在离子結构的最外圈，最容易受晶格静电場的影响。这一結果在原子磁矩上表现为，鉄族元素在結晶状态下，原子磁矩主要是由电子自旋运动所作的貢献。因此在許多鉄族元素物质上，量测到的 g' 值大都接近于 2（見图 1-7）。在稀土金屬的情形也相同，但程度上略有差别。稀土金屬原子中，产生磁矩的是 $4f$ 层，在离子結构中它处于較內部，其外尚有 $5S$，$5p$ 层作为屏蔽。因此 $4f$ 层电子的軌道磁矩被抑制取向的效应較小。因此，稀土族元素物质的 g' 值，虽然較孤独原子时要大，但并不十分接近于 2。

由于上述原因，可見鉄族元素原子在晶格中軌道磁矩既被約束固定在某一方向，在一定大小的外磁場作用下軌道磁矩便不能随外磁場取向，即是軌道磁矩在鉄族元素物质的宏观磁性上被压制了。事实上，軌道磁矩对鉄磁物质的宏观磁性仅起极其微弱的貢献，約占平均原子磁矩中的5～10%成份。

（二）按照上述，鉄磁物质的原子磁矩主要是由电子自旋运动来决定，則按鉄离子(Fe^{++})的模型来說，每一离子有4个电子自旋未被抵消，因此鉄的平均原子磁矩应等于$4\mu_B$。但实际上測量到的数値却并不符合。因此可見，鉄磁物质的原子磁矩尚有其他因素影响。为此引入有效玻尔磁子数的概念。

定义：n_{eff} 为物质每一原子的有效玻尔磁子数，可以从下式来計算：

$$n_{eff}=\frac{\text{饱和磁化强度}}{\text{单位体积中的原子数目}\times\text{玻尔磁子}}$$

$$=\frac{M_{so}}{\mu_B\cdot n_o}。\qquad (1\text{-}1\text{-}34)$$

为了避免温度变化等造成对物质体积的影响，上式化成以重量（每克）計算的磁化强度B_{so}，变化如下：

$$n_{eff}=\frac{AB_{so}}{\mu_B\cdot n_o'}。\qquad (1\text{-}1\text{-}34')$$

A 为原子量，n_o' 为每克原子的原子数。

从公式1-1-34或公式1-1-34′求得的三种主要鉄磁性元素的 n_{eff} 值和应有的自旋电子数列于表1-1中。可見实际測量到的淨玻尔磁子数总是小于 $3d$ 层上未抵消的自旋电子数目。

三种鉄磁元素的有效玻尔磁子数表　　1-1

元　素	$3d$ 层自旋电子数	n_{eff}
Fe	4	2.22
Ni	2	0.60
Co	3	1.71

这一原因的解釋如下：

結晶結构中原子的电子波的运动和分布是受到相邻原子的影响，特别是在 $3d$ 和 $4S$ 层的情形。在結晶状态时，离子間相互影响，使 $3d$ 和 $4S$ 层上的电荷重新分布，在电子沿軌道作波动时，部分区域内 $4S$ 层上的位能大于 $3d$ 层，因此 $4S$ 层电子向 $3d$ 层轉移。（一般总是 $4S$ 层上电子向 $3d$ 层轉移。）轉移的結果則为 $4S$ 层上电子向 $3d$ 上充滿，結果总是降低 $3d$ 层上淨（未被抵消）自旋电子数目。但这种轉移又不是全部时間上轉移的，而只在电子波动軌迹的部分区域內，其它部分区域內如 $4S$ 层上位能仍不比 $3d$ 层高时，电子仍留在 $4S$ 层。这样，原子的淨（有效）玻尔磁子数应理解为 $3d$ 层上未被抵消的自旋电子数目在时間上的平均値。因而也可以解釋有效玻尔磁子数不一定是整数的原因。

測量g′值的方法——迴轉磁效应实驗：

根据巴涅特实驗的精神，通过以下所述的方法来測定各种物质中原子迴磁比 r，再由关

系 $r=g'\cdot\dfrac{e}{2mc}$ 来决定郎德因子 g'。

巴涅特实驗的內容是：当鉄磁試样磁化时，由于內部微观动量矩（电子軌道的或是自旋的动量矩）的一致取向，內部动量矩增加。依据动量矩不灭原理，使宏观試样相反于总微观动量矩的方向迴轉。所增加的磁矩和由此产生的动量矩之比，可以通过实驗测定。

如图（1-6）的装置。鉄磁的圓棒形試样用悬綫系于某支点上，試样外套上两个綫圈，其中一个是使試样磁化的，另一个由感应綫圈 A 和制动綫圈 B 合成。磁化綫圈上加以直流电流，其方向可以通过换向开关来改变。

当磁化綫圈中的电流改变时，試样发生旋轉，悬綫上受到的旋轉力矩为：

$$L_{\text{旋轉}}=-\frac{dp}{dt},$$

（dp 为試样动量矩的改变。）

与此同时，因感应綫圈中磁矩的变化，在感应綫圈中发生感应电动势：

$$E=K_A\cdot\frac{d\mu}{dt};$$

（$d\mu$ 为試样中中磁矩的改变，K_A 为綫圈 A 的感应常数，决定于綫圈的圈数、大小、形状）。

这一感应电动势产生电流：

$$i=\frac{E}{R}=\frac{K_A}{R}\cdot\frac{d\mu}{dt},$$

R 可变，因此 i 可以調节。

該电流流經制动綫圈 B 时，对固結在試样下端的小磁鉄（其磁矩为 m）产生的阻尼力矩为：

$$L_{\text{磁}}=K_B\cdot i\cdot m,$$

（K_B 为綫圈 B 的常数）。

如果使 $L_{\text{旋轉}}=-L_{\text{磁}}$，則試样可保持靜止（$R=R_0$）。这可以通过調节 R 来达到平衡。

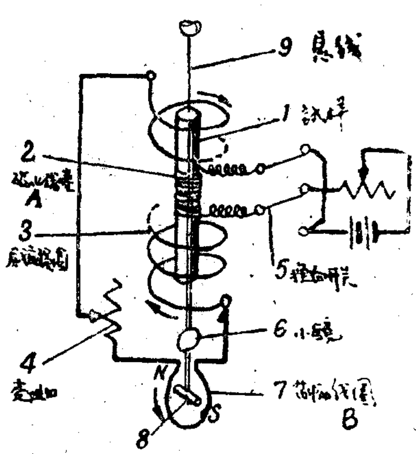

图 1-6　迴轉磁效应实驗的装置

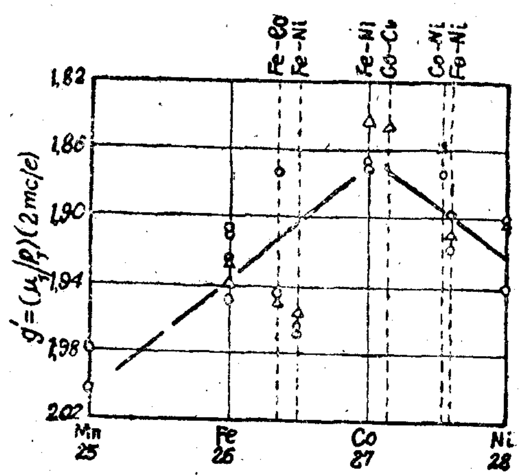

图 1-7　各种鉄磁物质的郎德因子与它的电子数的关系

△——巴涅特的方法

○——爱因斯坦第一哈斯方法

为了易于鉴定平衡状态，只需使磁化电流不断改換方向。为了清楚地看出試样是否靜止，由小鏡（系在試样上）的反射光綫可以指示偏轉或靜止的情况。

由平衡条件，可以得到：

$$r=\frac{d\mu}{dp}=\frac{R_0}{mK_A\cdot K_B}。$$

求得了 r 后，即可根据电子的荷质比求出 g'。图（1-7）表示出用不同方法測得的郎德因子的数值。

§1-2 反 磁 性

在原子中，当不存在外磁場时，每个电子处于一定的运动状态。若将磁介质引入外磁場中，电子的运动情况，特别是軌道运动情况将发生一定的变化。以下討論发生这一变化的物理机构，并在此基础上得出拉摩定理。

磁介质处于外磁場中时，因原来电子在作軌道运动具有速度 $\vec{V}$，因此每一个电子将受有罗倫茲力，其大小为：

$$\vec{F}_{罗}=\frac{e}{c}[\vec{V}\,\vec{H}],\qquad (1\text{-}2\text{-}1)$$

以上 c 为光速，e 是电子的电荷量，$\vec{H}$ 为外磁場强度。

电子在受到这一附加力作用以后，电子的运动状态也将发生相应的变化。按照即将証明的拉摩定理，电子运动的这一变化可以归結为在电子的未受激（未受外磁場作用）运动上附加以电子圍繞着外磁場 $\vec{H}$ 的方向以下式所示的角速度发生旋轉，这种旋轉又称为进动。（見图1-8）

电子附加运动的角速度为：

$$\vec{\omega}=-\frac{e\vec{H}}{2mc}=-r_e\,\vec{H}。\qquad (1\text{-}2\text{-}2)$$

式中 m 为电子的质量，e 是电子的电荷，r_e 是电子軌道运动的磁-迴旋比。

以下証明公式（1-2-2）的方法是：如果电子有了这样角速度的附加运动后，则全部作用在电子上的力仍保持平衡。

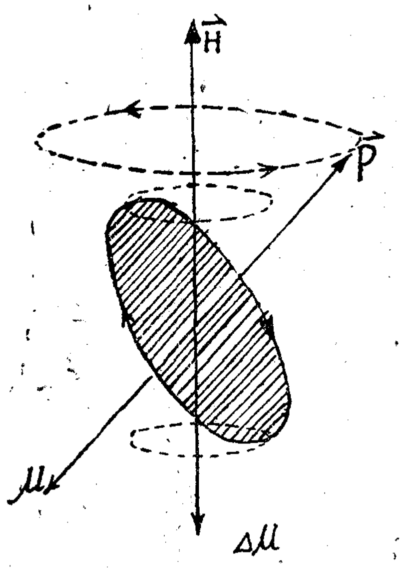

图 1-8 电子軌道的进动模型

如果引用中心在原子核，并以角速度 $\vec{\omega}$ 繞着通过原子核而方向和 $\vec{H}$ 相一致的軸綫轉动的輔助坐标系 S'，对于这一坐标系 S' 說来，磁場存在时电子运动就像磁場不存在时，对慣性坐标系（不动坐标）S 的运动情形一样。

由于原子核庫侖場分布的对称性，諸电子和原子核間的相互作用不会因它們有了附加进动而变形；同样因为电子的总进动状况不变更它們的相互位置，所以电子間的相互作用也不会改变。但是坐标系 S' 轉动着，所以要維持电子在坐标系中以前的运动，在慣性坐标系中維持这一运动的那些力已經不够了，在新的情况下，还需去平衡慣性力——即离心力和柯頼奥来力。

离心力正比于电子离旋轉軸的距离和角速度平方 ω^2 的乘积，按公式（1-2-2），正比于

外磁場强度的平方 H^2。如果在只考虑和磁場 H 的一次方成比例的量的第一次近似中，离心力可以略去不計。

作用在第 i（$i=1,2,3,\cdots\cdots n$，n 为原子中的电子总数）个电子上的柯賴奥来力等于：

$$\vec{F}_i^{(K)}=2m[\vec{V}_i'\vec{\omega}]$$

式中 $\vec{V}_i'$ 是第 i 个电子在轉动坐标系 S' 中的“相对”速度。它和电子在慣性坐标系 S 中的“絶对”速度 $\vec{V}_i$ 有以下关系：

$$\vec{V}_i'=\vec{V}_i-[\vec{\omega}\,\vec{\gamma}_i]$$

式中 $\vec{\gamma}_i$ 是第 i 个电子离旋轉軸的距离。略去和 H^2 成比例的离心力，可以在 $\vec{F}_i^{(K)}$ 的表示式中以 $\vec{V}_i$ 代替 $\vec{V}_i'$（一般說来 $[\vec{\omega}\,\vec{\gamma}_i]$ 的値远小于 $\vec{V}_i$）。則

$$\vec{F}_i^{(K)}=2m[\vec{V}_i\vec{\omega}]。$$

将公式（1-2-2）表示的旋进运动角速度 $\vec{\omega}$ 的关系代入，得到：

$$\vec{F}_i^{(K)}=-\frac{e}{c}[\vec{V}_i\,\vec{H}]$$

它等于作用在电子上的罗倫兹力，但方向相反。因此，罗倫兹力的确为电子作附加运动而产生的柯賴奥来力所平衡。

除了以上的証明外，我們还可以直接从磁介质中每一原子磁矩在磁場中受到的力偶作用来証明拉摩定理。

已知，电子軌道运动的动量矩和磁矩之比保持为一常数：

$$\frac{\vec{\mu}_e}{\vec{P}_e}=r_e=\frac{e}{2mc}$$

因 e 是电子的电荷量，所以 r_e 为負値。

在磁場作用下，磁矩上将受到力偶作用着，力偶的矩 $\vec{N}$ 等于：

$$\vec{N}=[\vec{\mu}\,\vec{H}]$$

假如电子不具有自己的动量矩，則在这一力偶的作用下，磁矩的軸綫和方向就会变得与磁場一致。然而电子的軌道动量矩 $\vec{P}$ 的存在，使电子軌道矩的运动状态在力学上和旋轉的陀螺相似。大家知道，如果在轉动着的陀螺上作用着方向和陀螺軸方向相垂直的力偶，陀螺的軸便开始繞作用力的方向进动，而且軸对作用力方向的傾斜角保持不变（重的陀螺在重力場中的进动就表現为这一現象）。

按照已知的力学原理，在力偶矩为 $\vec{N}$ 的力偶的作用下，物体动量矩矢量 $\vec{P}$ 的終点以和 $\vec{N}$ 相等的綫速度 $\frac{d\vec{P}}{dt}$ 移动：

$$\frac{d\vec{P}}{dt}=\vec{N}=[\vec{\mu}\,\vec{H}]=r_e[\vec{P}\,\vec{H}],$$

按 r_e 的定义和公式（1-2-2），得：

$$\frac{d\vec{P}}{dt}=[\vec{\omega}\,\vec{P}]$$

从上面最后的方程中得到結論：矢量 $\vec{P}$，（即矢量 $\vec{\mu}$ 也如此）以角速度 $\vec{\omega}$ 繞 $\vec{H}$ 的方向旋轉，或者說，以大小和方向用矢量 $\vec{\omega}$ 来决定的角速度旋轉。这就是說，在存在磁場时，原子的电子壳开始繞磁場以角速度 $\vec{\omega}$ 进动，而軸綫对磁場方向的傾斜角保持不变。

以下就根据电子軌道的进动来說明物质反磁性的来源。

无論什么样的磁介质处在磁場中时，原子內的电子壳都发生拉摩进动，这一附加运动相当于电子軌道以角速度 $\vec{\omega}$ 繞通过原子核而平行于磁場的軸旋轉。由于动量矩 $\vec{P}$ 的方向以某一定大小的傾角（由各軌道的中心軸和 $\vec{H}$ 的方向决定的）基本上是朝向外磁場的。因为 r_e 是負値，由于这一附加旋轉，則发生的磁矩变化 $\Delta\vec{\mu}$ 和外磁場相反的，即电子壳发生进动的結果，造成一反抗外磁場的附加磁矩。物体磁化时激发的磁化方向和外磁場相反的反磁性解釋就是如此。

实际上如从另一角度来解釋时，可以把反磁性規律归諸电磁慣性原理的直接結果。根据楞次定律，电子軌道中的磁通量有保持常值的趋势，当附加了任何方向的外磁場时，由于电子軌道中磁通的增加便发生感应电流来产生和外加磁場方向相反的磁通，結果使其在軌道內的磁通量仍維持原状。这一感应电流必需由电子的附加运动引起，附加运动也只能是电子以一定角速度繞磁場方向的进动。电子在电子壳上的运动被看成是超导性质的，因此当外磁場建立到稳定后，反磁場方向的磁化仍能維持，直至磁場移除后才恢复。

反磁性磁化系数的計算：要决定反磁性物质磁化系数的数值，应先行計算电子的軌道运动在磁場中因拉摩运动而使电子軌道上电荷的每一体积元 ρdv 获得的附加速度：

$$\Delta\vec{V}=[\vec{\omega}\,\vec{R}]$$

$\vec{R}$ 是体积元 dv 离原子核心的間距。相应于这一附加速度发生的磁矩等于：（依单位体积来計算）

$$\Delta\vec{\mu}=\frac{1}{2c}\int[\vec{R}\cdot\Delta\vec{V}]\cdot\rho\cdot dv=\frac{1}{2c}\int[\vec{R}(\vec{\omega}\,\vec{R})]\rho\cdot dv。$$

$$[\vec{R}(\vec{\omega}\,\vec{R})]=\vec{\omega}R^2-\vec{R}(\vec{\omega}\,\vec{R})。$$

設 z 軸就在 $\vec{\omega}$ 的方向（和 $\vec{H}$ 方向一致）（見图1-8），这一矢量沿 z 軸的分量等于：

$$\omega R^2-z(\omega z)=\omega(R^2-z^2)=\omega(x^2+y^2)。$$

把上式公式代入表示 $\Delta\vec{\mu}$ 的积分式內，并对 $\Delta\vec{\mu}$ 的值按进动周期求取平均值，沿 x 軸和 y 軸的諸分量等于零，这是因为对于电子的运动，在时間的平均值說来，具有以 z 为軸的圓柱对称性，所以 x 方向或 y 方向上的因进动发生的磁矩在一进动周期內总是正負相消的。因此，$\Delta\vec{\mu}$ 对时間的平均値有：

$$\Delta\vec{\mu}=\frac{\vec{\omega}}{2c}\int(\overline{x^2+y^2})\rho\cdot dv$$

显然，上式中包含的积分等于原子內电子电荷之和 $z\cdot e$（这里的 z 表示原子內电子的总数）和各电子离 z 軸距离平方的平均值的乘积：

$$\int(\overline{x^2+y^2})\rho\cdot dv=z\cdot e(\overline{x^2+y^2})$$

把以上結果代入 $\Delta\vec{\mu}$ 的表示式，并代入公式（1-2-2）所給出的 $\vec{\omega}$ 的值，得：

$$\Delta\vec{\mu}=\frac{1}{2c}\cdot z\cdot\vec{\omega}\cdot e(\overline{x^2+y^2})=-\frac{ze^2}{4mc^2}(\overline{x^2+y^2})\cdot\vec{H}$$

对于原子內的某一个电子来說，X^2 或 Y^2 的值是变动的，对于不同的原子說来，这些平均值也具有不同的值。假定在一个原子中有許多个电子，而每一个电子运动的軌道方位，具有球形对称的特点，并且对取向不同的原子平均来說，显然有 $\overline{x^2}=\overline{y^2}=\frac{1}{3}\overline{R^2}$。

试读结束：需要全本请在线购买： www.ertongbook.com