



Title	希土類：鉄族合金非晶質薄膜における電流磁気効果に関する研究
Author(s)	岡本，研正
Citation	大阪大学，1976，博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1539
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

希土類-鉄族合金非晶質薄膜における
電流磁気効果に関する研究

岡 本 研 正

大阪大学大学院基礎工学研究科物理系

希土類 - 鉄族合金非晶質薄膜における
電流磁気効果に関する研究

岡 本 研 正

1976年(昭和51年)1月

大阪大学大学院基礎工学研究科物理系

まえがき

本論文は、筆者が大阪大学大学院基礎工学研究科博士課程（物理系制御工学専攻）在学中に行なった、希土類-鉄族合金非晶質薄膜の電流磁気効果に関する研究結果をまとめたものである。

本論文において筆者は、膜面垂直方向に一軸磁気異方性を有するGd-Co（ガドリニウム-コバルト）スパッタ膜において見出した興味ある異常ホール効果および異常磁気抵抗効果を、その測定結果をもとにしながら報告するとともに、それらに対する考察を述べる。また、これらの効果の応用についても言及する。

本論文は以下の9章より成立っている。

第1章は、本研究の背景と概要の記述である。

第2章では、第3章以下を理解するのに必要な電流磁気効果に関する基礎理論をとくに一般の非磁性体の場合について述べる。

第3章では、磁性体における電流磁気効果について説明を行なう。

第4章では、本論文の主な研究対象であるGd-Co膜について、その性質および作製法を述べる。

第5章では、Gd-Coスパッタ膜において行なったホール効果の測定実験について、その方法および実験結果、ならびに考察を発表論文[1]にもとづいて述べる。

第6章では、Gd-Coスパッタ膜の異常ホール効果について、その発生機構をモデルによって説明を試みる。

第7章では、ホール効果の測定に引き続いて行なった磁気抵抗効果の測定実験について、実験方法および実験結果、ならびに考察を発表論文[2]にもとづいて述べる。

第8章では、希土類-鉄族非晶質膜の異常ホール効果、とくにGd-Coスパッタ膜の異常ホール効果の応用を発表論文[3]にもとづいて述べる。

最後に第9章において、本論文で述べる希土類-鉄族非晶質薄膜における電流磁気効果に関する研究のまとめを行なう。

1976年1月 岡本研正

発表論文

- [1] K.Okamoto, T.Shirakawa, S.Matsushita, and Y.Sakurai,
"Hall Effects in Gd-Co Sputtered Films",
IEEE Trans. on Magnetism, MAG-10, No.3, 799, 1974.
- [2] K.Okamoto, T.Shirakawa, S.Matsushita, and Y.Sakurai,
"Galvanomagnetic Effects in Gd-Co Sputtered Films",
AIP Conf. Proc., No.24, 113, 1975.
- [3] 岡本・松下・桜井, "Gd-Coスパッタ膜における異常ホール
効果とその応用", 計測自動制御学会論文集
Vol.12, No.3, 1976年

目 次

第1章	序論	1
第2章	電流磁気効果に関する基礎理論	3
2.1	非磁性体の電流磁気効果	5
2.2	ホール効果	9
2.3	プレーナ・ホール効果(疑似ホール効果)	16
2.4	磁気抵抗効果	19
2.4.1	磁気抵抗率効果	19
2.4.2	形状的磁気抵抗効果	20
2.5	プレーナ磁気抵抗効果	22
第3章	磁性体の電流磁気効果	23
3.1	磁性体のホール効果	23
3.1.1	現象論的取り扱い	24
3.1.2	理論的取り扱い	32
3.2	磁性体の磁気抵抗効果	36
3.2.1	磁性体の抵抗率	36
3.2.2	磁気抵抗効果	38
3.3	金属磁性薄膜における電流磁気効果	41
3.3.1	磁性膜のホール効果	41
3.3.2	磁性膜の磁気抵抗効果	45
第4章	Gd-Co膜とその作製	47
4.1	Gd-Co膜の磁氣的性質	47
4.2	Gd-Co膜の作製	51
第5章	Gd-Co膜におけるホール効果の測定	53
5.1	はじめに	53
5.2	実験	54
5.2.1	試料の作成	54

5.2.2	測定方法	54
5.3	測定結果とその考察	56
5.3.1	異常ホール効果とそのヒステリシス	56
5.3.2	横ホール効果とプレーナ・ホール効果	57
5.3.3	異常ホール効果とカー磁気光学効果の対応	60
5.3.4	V_H ~HループとB~Hループの比較	61
5.3.5	V_H ~Hヒステリシス・ループの温度変化	61
5.3.6	Gd-Co膜の電気抵抗とその温度特性	65
5.3.7	試料の形状効果	67
5.4	むすび	68
第6章	Gd-Co垂直磁化膜の異常ホール効果発生モデル	70
6.1	単磁区膜での異常ホール効果	70
6.2	多磁区膜での異常ホール効果	72
6.3	局在モデルによる考察	75
第7章	Gd-Co膜における磁気抵抗効果の測定	79
7.1	はじめに	79
7.2	実験	79
7.2.1	試料の作成	79
7.2.2	測定方法	80
7.3	測定結果とその考察	81
7.3.1	異常磁気抵抗効果とそのヒステリシス	81
7.3.2	磁化状態と異常磁気抵抗効果	82
7.3.3	磁壁と異常磁気抵抗効果	83
7.4	むすび	85
第8章	異常ホール効果の応用	87
8.1	はじめに	87
8.2	記憶素子	87

8.3	回転数や変位の測定	88
8.4	感熱磁性素子	89
8.5	磁気バブルの検出	89
8.6	むすび	91

第9章	結言	92
-----	----	----

謝辞	94
参考文献	95

第1章 序 論

適当な条件のもとでスパッタリングあるいは真空蒸着により作製した希土類鉄族合金膜は、膜面垂直方向に一軸磁気異方性をもつ膜（垂直磁化膜）となり、バブル磁区（泡状磁区）も観察されることが最近報告された。^{1), 2)} このような膜は、現在、磁気バブル材料として用いられている磁性ガーネットやオルソフェライトが単結晶酸化物であるのに対し、アモルファス（非晶質）合金であるという点で大きく異なっている。しかも、作製にあたっては基板材料として通常ガラスを用いてもよく、かつ、広面積に作製できるという利点から新しい磁気バブル材料として注目されている。^{3), 4)}

筆者はこの合金膜が磁性ガーネットやオルソフェライトと違って導電性膜であるという事実に着目し、その電流磁気的特性を調べてみることを思い立った。というのは、これまで導電性を有する垂直磁化膜についてその電流磁気効果を調べた例は数少なく、⁵⁾ D.ChenらによるMnBi多結晶膜のホール効果の報告がある程度で、垂直磁化膜が一般の面内磁化膜に比してどのような電流磁気特性を有するのかほとんど知られていないからである。

そこで、筆者の所属する大阪大学桜井研究室において最初に作製に成功したGd-Co垂直磁化膜に対して、ホール効果の測定を行なってみた。その結果、Gd-Co膜では、(1) 異常ホール効果がきわめて顕著であること、しかも、(2) この異常ホール効果には従来報告されていない、いくつかの興味深い諸性質があることを見出した。^{6), 7)} さらにこのような異常ホール効果はGd-Coスパッタ膜に限らず、他の希土類鉄族スパッタ膜あるいは蒸着膜においても大きいことがその後の実験により判明した。希土類-鉄族合金膜の異常ホール効果は物理的現象として面白いだけでなく、その大きさおよび特質は実用的見地からしても多くの可能性が期待される。

また、Gd-Co垂直磁化膜についてはホール効果の測定に引きつづいて、磁気抵抗効果の測定も行なったが、その結果、磁壁の存在が膜の電気抵抗に寄与しているという事実を見出した。⁸⁾

本論文では、とくに重点的に行なったGd-Coスパッタ膜における異常ホール効果および異常磁気抵抗効果の測定の結果を報告し、それに対する考察を述べる。また、これらの効果の計測制御技術あるいは情報処理技術への応用についてもふれる。

第2章 電流磁気効果に関する基礎理論

ホール効果や磁気抵抗効果などの電流磁気効果は元来非磁性体において最初に見い出されたものであり、とくにこの効果の大きい半導体を中心に研究が進められてきた。そのため電流磁気効果といえば半導体ないしは通常の非磁性物質における現象を指すのがふつうである。この章では第3章以下の理解のために、まず一般の非磁性体における電流磁気効果の概念を述べる。

電流の流れている物質に磁界を印加したとき、電流の大きさや方向が変化する現象を総称して電流磁気効果(galvanomagnetic effects)という。^{9), 10)} 電流磁気効果のうち最も代表的かつ重要なものはホール効果(Hall effect)と磁気抵抗効果(magnetoresistance effect)である。前者は電流の流れている導体平板の板面に垂直な方向に磁界を印加すると、電流と直角方向の板の両側間に電位差が発生する現象であり、この電位差はホール電圧と称される。また後者は導体に磁界を加えた場合、その導体の抵抗率 ρ (または抵抗 R)の値が変化する現象である。

ホール効果は電流 I 、磁束密度 B (または磁界 H)、ホール電圧 V_H の三者の方向が互いに直角である横効果(transverse effect: トランスバース効果)の場合で定義され、一般に V_H は B (または H)の奇関数である。これに対し、磁気抵抗効果は磁束密度 B (または磁界 H)に対する測定電流方向の抵抗率変化 $\Delta\rho/\rho$ 、あるいは抵抗変化 $\Delta R/R$ でもって記述され、一般に B (または H)の偶関数である。磁気抵抗効果では電流方向と磁界方向との間には特別な限定はないが、とくに I と B (または H)が互いに直角である場合の横効果(transverse effect)、および I と B が平行である場合の縦効果(longitudinal effect)がふつう問題とされる。

また、これらの効果とは別に板面と平行に磁界を印加した場合

にもホール電圧は発生し、かつ、電流方向の抵抗も変化する。このような現象はそれぞれプレーナ（平面）ホール効果（planar Hall effect）または擬似ホール効果（pseudo Hall effect）^{9), 11)} およびプレーナ（平面）磁気抵抗効果（planar magnetoresistance effect）とよばれている*。これらのプレーナ効果は非磁性金属や非磁性半導体では通常のホール効果および磁気抵抗効果（ともに横効果）に比べると小さいので無視されることが多い。

強磁性体においては非磁性体の電流磁気効果に加えて、強磁性体特有の磁化 M に起因する電流磁気効果が重畳する。この場合には、前者を正常効果（ordinary effect 又は normal effect）、後者を異常効果（extraordinary effect または anomalous effect）と称しそれぞれ区別している^{12), 13)}。物質が非磁性単結晶である場合には電流磁気効果は結晶方位により異方性を示すが、さらに磁性単結晶である場合には結晶異方性はもちろん結晶磁気異方性にも依存することになり現象は複雑となる。また、磁性体ではそれが多結晶であっても磁気的な異方性は電流磁気効果に影響を与える。

この章では電流磁気効果の基礎となる非磁性体における電流磁気効果について述べ、磁性体におけるそれについては第3章で述べる。

* (薄)板状試料あるいは(薄)膜試料では、縦効果はプレーナ効果の特別な場合である。線状または円柱状の試料ではプレーナ効果は定義されない。

2.1 非磁性体の電流磁気効果

一般に無限の広がりをもつ電氣的に等方性の非磁性固体内に電流密度 $\mathbf{J}$ と磁束密度 $\mathbf{B}$ が存在すれば、この両者によって物質内に電界 $\mathbf{E}$ が生ずる。このとき $\mathbf{E}$ は $\mathbf{J}$ および $\mathbf{B}$ と次の関係式で表わされる。^{(12), (14)}

$$\mathbf{E} = \rho_0 \mathbf{J} + R_H \mathbf{B} \times \mathbf{J} + \beta_1 B^2 \mathbf{J} + \beta_2 (\mathbf{J} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} \quad (2.1)$$

または

$$\mathbf{E} = R_H \mathbf{B} \times \mathbf{J} + \rho_{\perp} \mathbf{J} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})(\mathbf{J} \cdot \mathbf{b}) \mathbf{b} \quad (2.2)$$

ただし、 ρ_0 : 磁束がない場合の抵抗率

R_H : (正常) ホール係数

β_1, β_2 : 物質定数

$\rho_{\perp} = \rho_0 + \beta_1 B^2$: $\mathbf{B}$ と $\mathbf{J}$ とが直角であるときの抵抗率

$\rho_{\parallel} = \rho_0 + (\beta_1 + \beta_2) B^2$: $\mathbf{B}$ と $\mathbf{J}$ とが平行であるときの抵抗率

$\mathbf{b} = \mathbf{B} / |\mathbf{B}|$

である。

$\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$, $\mathbf{J} = (J_x, J_y, J_z)$, $\mathbf{B} = (B_x, B_y, B_z)$ として式(2.1)および式(2.2)を列ベクトルで表わすと次のようになる。

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \rho_0 \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{pmatrix} + R_H \begin{pmatrix} B_y J_z - B_z J_y \\ B_z J_x - B_x J_z \\ B_x J_y - B_y J_x \end{pmatrix} + \beta_1 B^2 \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{pmatrix} + \beta_2 J B \cos \phi \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix}$$

(2.3)

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = R_H \begin{pmatrix} B_y J_z - B_z J_y \\ B_z J_x - B_x J_z \\ B_x J_y - B_y J_x \end{pmatrix} + \rho_{\perp} \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \\ J_z \end{pmatrix} + \frac{1}{B} (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) J \cos \phi \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \\ B_z \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

ただし, $B = |\mathbf{B}| = \sqrt{B_x^2 + B_y^2 + B_z^2}$
 $J = |\mathbf{J}| = \sqrt{J_x^2 + J_y^2 + J_z^2}$
 ϕ : $\mathbf{B}$ と $\mathbf{J}$ とのなす角

である。

いま固体内に直交座標をとり電流 $\mathbf{J}$ は x 方向に均一に流れ、磁束密度 $\mathbf{B}$ は z 方向に均一に分布しているとすれば、式(2.3)および式(2.4)は

$$E_x = \rho_0 J + \beta_1 B^2 J \quad (2.5)$$

$$= \rho_{\perp} J \quad (2.6)$$

$$E_y = R_H B J \quad (2.7)$$

となる。

式(2.5)の第1項は通常のオームの法則を表わし、第2項は磁束が電流に垂直である場合の磁気抵抗効果すなわち横磁気抵抗効果(トランスバース磁気抵抗効果)を表わす。一方、式(2.7)は一般のホール効果すなわち正常ホール効果を表わし、後述するように半導体や金属の場合に適用される。

次に磁界が x - y 面内にあって、電流と角 ϕ をなしている場合には式(2.3)および式(2.4)より E_x, E_y は次のように表わされる。

$$E_x = \rho_0 J + (\beta_1 + \beta_2 \cos^2 \phi) B^2 J \quad (2.8)$$

$$= \rho_{\perp} J + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cos^2 \phi J \quad (2.9)$$

$$E_y = \beta_2 B^2 J \sin \phi \cos \phi = \frac{1}{2} \beta_2 B^2 J \sin 2\phi \quad (2.10)$$

$$= (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) J \sin \phi \cos \phi = \frac{1}{2} (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) J \sin 2\phi \quad (2.11)$$

式(2.8)および式(2.9)の各第2項は磁界が電流と平行の場合の磁気抵抗効果，すなわちプレーナ磁気抵抗効果を表わしているが，とくに $\phi = 0$ または $\phi = \pi$ のときには縦磁気抵抗効果を意味することになる。一方，式(2.10)および式(2.11)はプレーナ・ホール効果（擬似ホール効果）を表わしている。

(2.9)式において

$$\phi = 0, \pi \text{ のとき} \quad E_x = \rho_{\parallel} J \quad (2.12)$$

$$\phi = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2} \text{ のとき} \quad E_x = \rho_{\perp} J \quad (2.13)$$

であるから，もし $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$ ならば E_x は $\phi = 0, \pi$ のとき最大となり， $\phi = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}$ のとき最小となる。

また式(2.11)において

$$\phi = \frac{\pi}{4}, \frac{5\pi}{4} \text{ のとき} \quad E_y = \frac{1}{2} (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) J \quad (2.14)$$

$$\phi = 0, \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2} \text{ のとき} \quad E_y = 0 \quad (2.15)$$

$$\phi = \frac{3\pi}{4}, \frac{7\pi}{4} \text{ のとき} \quad E_y = -\frac{1}{2} (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) J \quad (2.16)$$

であるから， $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$ ならば式(2.14)が E_y の最大値を，式(2.16)が最小値をそれぞれ与える。

なお，ほとんどの物質において $\rho_{\parallel} > \rho_{\perp}$ であることが経験的に知られている。¹⁵⁾

以上電流磁気効果を電界 E について述べてきたが，現象的にはこれらの効果は磁界印加による電流方向あるいはそれと直角方向の電位差の変化でもって観察される（ただし電流値を一定とした

場合)。例えば図2.1のように幅 w ，長さ l ，厚み d の矩形薄板状の試料の長さ方向に電流を流し，試料に磁界を印加したとき電流電極間の電位差の変化 ΔV より磁気抵抗効果 $\Delta R/R$ （または $\Delta \rho/\rho$ ）が，試料の長さ方向の両側の各中央部に設けられた電極（ホール電極）間に発生する電位差，すなわちホール電圧よりホール効果が測定される。

試料に定電流 I を流した状態では磁気抵抗効果は次式で求められる。

$$\frac{\Delta R(B)}{R(0)} = \frac{V(B) - V(0)}{V(0)} \quad (2.17)$$

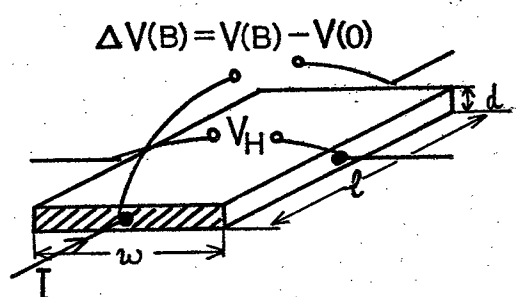


図 2.1 磁気抵抗効果およびホール効果の測定

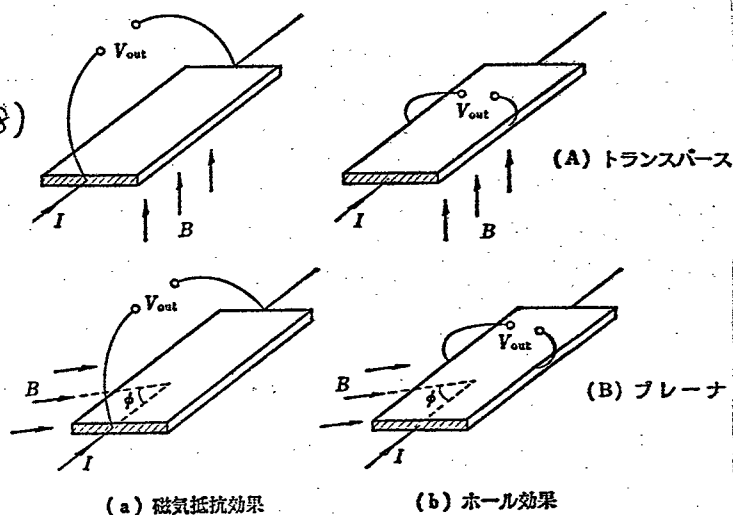
ここに $V(0)$ ， $R(0)$ はそれぞれ磁界のないときの電流電極間の電圧および抵抗値であり， $V(B)$ は磁界を印加したときの電圧， $\Delta R(B)$ は磁界印加による抵抗値の変化分である。

一方，ホール効果はホール電圧を直接測定することにより求められるが，式(2.7)を変化して得られる次式が実験式としてよく知られている。

$$V_H = R_H \frac{BI}{d} \quad (2.18)$$

ここに I は試料電流で $I = Jwd$ である。

図2.2にこれまで述べた各種の電流磁気効果の測定方法を示す。



以上非磁性体の電流磁気効果について総括

図2.2 各種の電流磁気効果の測定¹⁶⁾

的に述べてきた。次節では電流磁気効果がとくに大きい，半導体のホール効果と磁気抵抗効果についてさらに詳しく述べることにする。

2.2 ホール効果

ホール効果の原理を伝導キャリアが電子である n 型半導体を例にとって説明する。

図2.3(a)のように，まず静止していた電子は印加電界と反対の方向に加速されるが，速度を得るにしたがって横方向にローレンツ力を受けて円運動をしようとする。しかし電子は衝突緩和時間後の後に結晶格子，あるいは不純物などに衝突して運動のエネルギーを失い，再び同じ運動をくり返す。その結果，電子は図に示された破線のように円弧を描きながら電界の反対方向と角 θ の向きに，したがって，電流としては電界と角 θ をなした実線の向きに流れることになる。

このように磁界がなければ電界方向に流れるべき電流が，直角に加えられた磁界のために角度 θ をなして斜めに流れる現象がホール効果の本質であって，この傾きの角度 θ をホール角 (Hall angle) という。

伝導キャリアが正孔 (hole) である

p 型半導体でも，図2.3(b)のように同様の現象がおこる。ただし，正孔の電荷は正であるから，まず電界の方向に加速されるが，電荷と運動の方向が共に電子の場合と逆であるので磁界の影響により横方向に働く力の向きは同じであるということである。

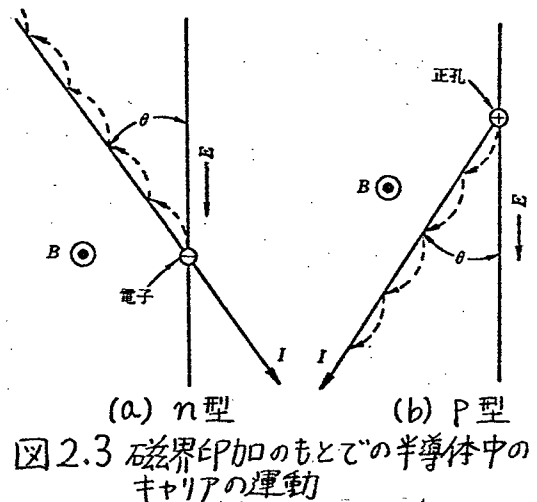


図2.3 磁界印加のもとでの半導体中のキャリアの運動

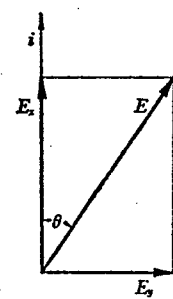


図2.4 ホール角 θ とホール電界

電子と正孔が共に伝導に寄与する場合には、電流は両者による電流成分の和となるから、その方向は電界の方向に近づき、ホール角 θ は小さくなる。この現象は電子と正孔の密度だけでなくそれらの移動度にも関係する。

以上をまとめると電流は電界とホール角 θ をなすから、図2.4に示すように、導体中の電界 E は電流に平行な成分 E_x と直角な成分 E_y に分けることができ、

$$\tan \theta = \frac{E_y}{E_x} \quad (2.19)$$

なる関係が成立する。この電流に直角な電界成分 E_y をホール電界といい、前節式(2.7)で示したように、その大きさは電流密度 J と磁束密度 B とに比例し、その物質固有の比例係数 R_H をホール係数 (Hall coefficient)あるいはホール定数 (Hall constant)という。

$$E_y = R_H J B \quad (2.20)$$

ホール係数の値は電子伝導または正孔伝導が行なわれる物質に対しては次のように表わされる。

$$R_H = - \frac{r}{ne} \quad (\text{電子: } n \text{ 型}) \quad (2.21)$$

$$R_H = \frac{r}{pe} \quad (\text{正孔: } p \text{ 型}) \quad (2.22)$$

また、電気伝導が電子と正孔の両者で行なわれるときのホール係数は

$$R_H = r \frac{\mu_p^2 p - \mu_n^2 n}{e(\mu_p p + \mu_n n)^2} \quad (2.23)$$

と導かれている。ここに、 n, p はそれぞれ電子および正孔の密

度, μ_n, μ_p はそれぞれ電子および正孔のドリフト移動度 (drift mobility), e は電子の電荷である。また, r はキャリアの散乱に関する係数で散乱因数 (scattering factor) とよばれ, 金属では $r=1$, 半導体でも $r \approx 1$ である。¹⁰⁾

式(2.21)で示される R_H と式(2.22)で示される R_H とでは符号が異なるから, ホール係数の符号を調べればその物質の電気伝導が n 型 ($R_H < 0$: 電子伝導) であるか p 型 ($R_H > 0$: 正孔伝導) であるかを判別することができ (図 2.5 参照), また R_H の値よりキャリア密度を求めることもできる。

導体の導電率を σ として, $J = \sigma E_x$ と式(2.20)を式(2.19)に代入すると

$$\tan \theta = R_H \sigma B \quad (2.24)$$

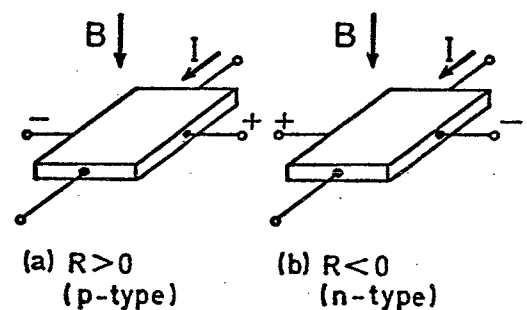


図 2.5 ホール係数の符号と伝導型

なる関係式が得られる。

すなわち, 電流が電界となす角は

もちろん磁束密度に比例するが, 材料物性的にはホール係数と導電率の積に比例する。電子伝導だけが行なわれる導体の導電率 σ は $ne\mu_n$ であるから, σ と式(2.21)の $|R_H|$ との積を μ_{Hn} とすれば, $\mu_{Hn} = r\mu_n$ となり, これは移動度に相当した量であることがわかる。このことは正孔伝導だけが行なわれる導体についても同様である。

一般に

$$\mu_H = |R_H| \sigma \quad (2.25)$$

で与えられる量 μ_H をホール移動度 (Hall mobility) といい, ドリフト移動度 μ_d と区別している。この μ_H を用いて式(2.24)を書き直すと

$$\tan \theta = \mu_H B$$

(2.26)

となる。すなわち、ホール移動度 μ_H の大きい材料ほどホール角 θ は大きい。ほとんどの半導体物質において、電子のホール移動度 μ_{Hn} は正孔のホール移動度 μ_{Hp} よりも大きいから、単にホール移動度と言えば前者の μ_{Hn} を意味するのがふつうである。

ホール係数 R_H の大きさは式(2.21)や式(2.22)のようにキャリア密度に反比例するから、キャリア密度の小さい半導体では大きくとくに不純物密度が少ない高純度のシリコンやゲルマニウムなどではきわめて大きくなる。一方、ホール角 θ はホール移動度の大きいアンチモン化インジウム(InSb)やヒ化インジウム(InAs)などの化合物半導体では非常に大きい。表2.1に主な半導体の R_H と $\mu_H (= \mu_n)$ を示す。⁹⁾

なお、金属では $r=1$ であり、半導体でも r はほぼ1に近い数なので、ホール移動度 μ_H とドリフト移動度 μ_d とが混同されて用いられることも多く、単に移動度と称される場合も少なくない。

ホール効果の測定は実際には被測定材料を加工して作った有限の大きさをもつホール素子(Hall element)についてなされるが、このときホール効果はホール素子の境界条件によって決定される。図2.6のような一般の長方形ホール素子(n 型伝導とする)について考えると、磁界がない場合には図(a)のように電界と反対の向きに進行するが、磁界を加えた瞬間には電界に対

材 質	R_H cm ³ /クーロン	μ_n cm ² /Vs
金 属	$\sim 10^{-4}$	~ 10
Si	-10^6	1 900
Ge	-10^3	3 900
InAs	-100	27 000
InSb	-55	55 000
InAs (薄膜)	~ -100	10 000
InSb (薄膜)	~ -400	12 000

表2.1 半導体のホール係数と移動度

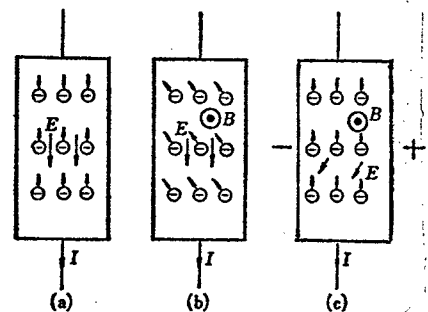


図2.6 長方形ホール素子中の電子の運動

して図(b)のように斜めに進行する。その結果、図(c)に示すようにキャリアは左にかたより、左側が負したが、右側が正に帯電し、横方向の電界が発生する。このホール電界の積分として、素子の両側間に電圧があらわれるが、これをホール電圧(Hall voltage)あるいはホール起電力(Hall electromotive force)と呼ばれるものである。

ホール素子を図2.7のように、幅、長さ、厚みがそれぞれ w 、 l 、 d の薄板とし、素子面に垂直に作用する磁束密度を B 、素子に流す電流を I とすればホール端子間に現われるホール電圧 V_H は次式のようになる。

$$V_H = \int_0^w E_y dw = R_H J B w = \frac{R_H}{d} I B \quad (2.27)$$

すなわち、ホール電圧 V_H は入力電流(あるいは素子電流) I と磁束密度 B とに比例する。また材料的には R_H の大きい物質が、形状的には素子の厚みが薄いものほど V_H が大きいことになる。

実際にホール素子についてホール効果の測定を行なう場合、 R_H は材料により、 d は加工上の制約により、また I も許容電流容量によりそれぞれ決まるので、ホール効果は V_H と B との直線的な比例関係を記述するものとなる。図2.8に

この関係を示す。

しかし、実際には図2.7のようなホール素子では電流電極によって V_H が一部短絡されるため、 V_H の実測値は式(2.27)

で示される値よりも若干小さくなる。 V_H の実測値は式(2.27)に補正係数 f_H をほどこした次式で与えられる。

$$V_H = f_H \left(\frac{l}{w}, \theta \right) \frac{R_H}{d} I B \quad (2.28)$$

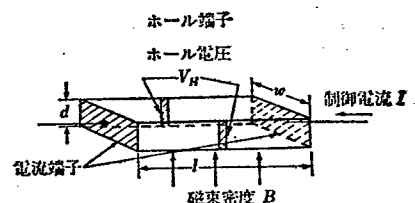


図2.7 ホール効果測定用ホール素子

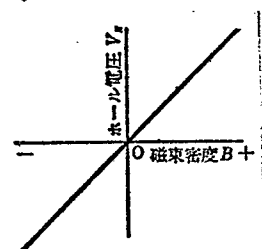


図2.8 ホール効果

ここに f_H は素子の形状 l/w とホール角 θ との関数で形状効果係数 (geometry factor) とよばれるものである (図2.9)。また、ホール電圧をとり出す電極、すなわちホール電極が幅をもつ場合には、 B と V_H との比例性は悪くなる (図2.10)。

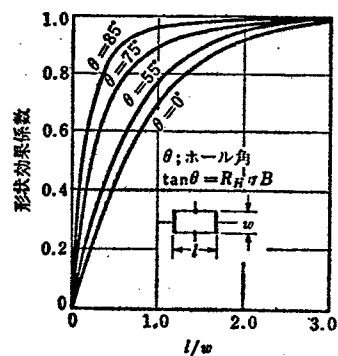


図2.9 形状効果係数

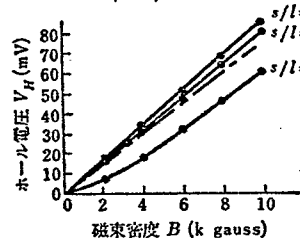
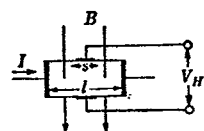


図2.10 ホール電極の幅と V_H - B 特性

これまでホール効果を定義式にしたがって電流と磁界の相互作用という観点から説明してきた。しかし、以下のような考え方でもホール電圧の発生を説明することができる。すなわち、ホール素子に電流を流すということは素子の電流電極間に電位差を与えることである。無磁界中ではこの電流電極と平行に等電位線ができているが、磁界を素子面に垂直に印加すると、この等電位線が乱れて素子の両側間に電位差が生ずる。この電位差がホール電圧 V_H である。この様子を二次元的に表わしたものが図2.11である。また、三次元的にはホール電圧はポテンシャル面の“ねじれ”によって生ずると言ってもよい。図2.12はホール電圧発生を三次元モデルによって表わしたものである。

図2.12より、素子に定電流を流す場合には素子の入力抵抗が高い (したがって、入力電圧が大きい) ほど、発生ホール電圧が大きいことがわかる。すなわち、材料的には試料の抵抗率 ρ が大きいほど、また形状的には試料の厚みが薄いほど、 V_H は大きい。一般に ρ の大きい物質は R_H も大きいから、結局 $V_H \propto R_H d^{-1}$ となる。なお、ホール出力電圧 V_H の入力電圧 V に対する比、すなわち電圧効率 $V_H/V \propto \mu_H$ であることが簡単な計算によって示される。

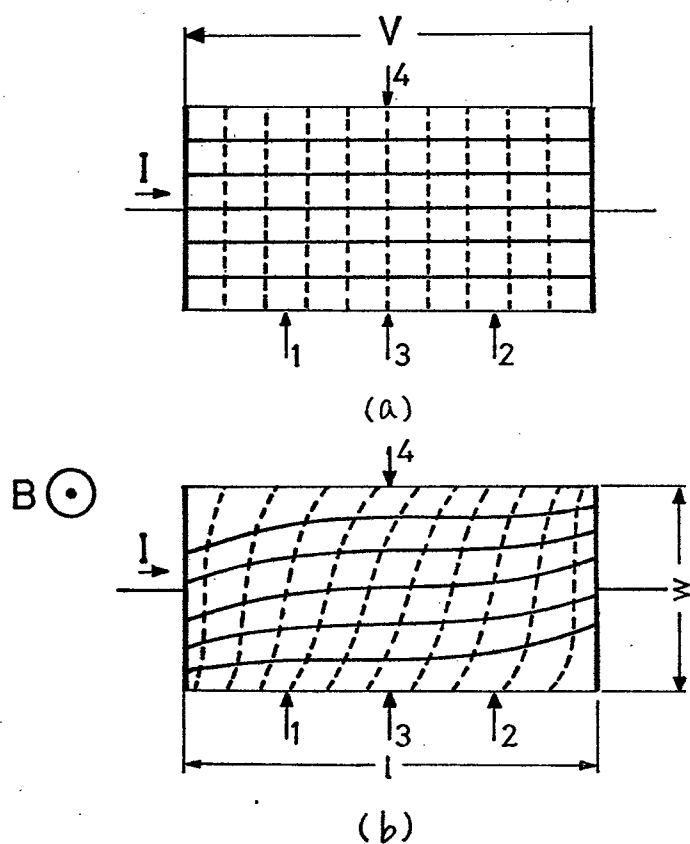


図2.11

矩形状ホール素子 (n型伝導) の素子面上の等電位線 (破線) と電流線 (実線)。 (a) は磁界のないとき, (b) は磁界が紙面に垂直に裏から表方向にかけられたとき。 (b) において, ホール端子 3, 4 間に生ずる電位差がホール電圧である。

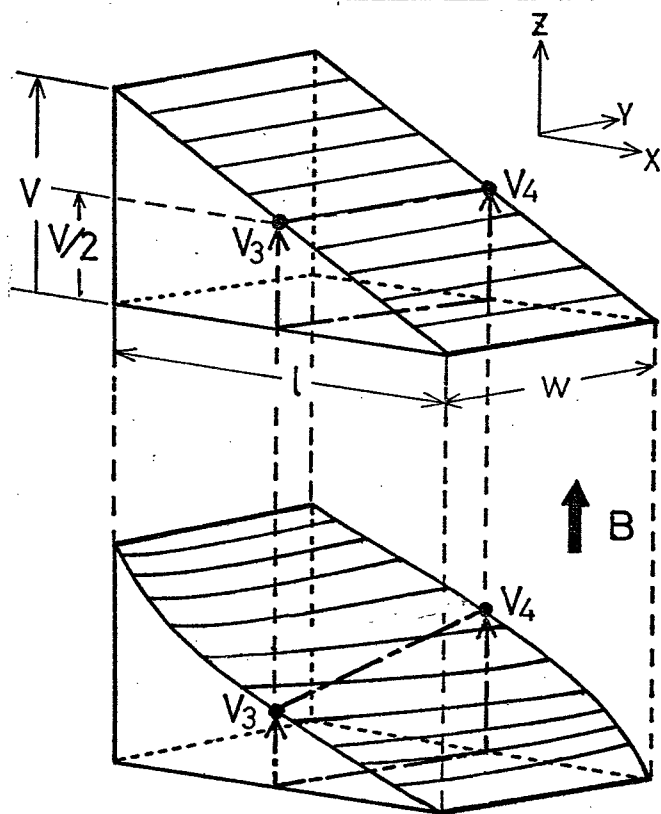


図2.12

ホール効果の三次元モデル。磁界印加によりポテンシャル面が三次元的に変形し, ホール電圧 V_H が生ずる。

$$V_H = R_H IB/d = V_4 - V_3$$

2.3 プレーナ・ホール効果(擬似ホール効果)⁹⁾

2.1節で述べたプレーナ・ホール効果は横ホール効果に比べると直感的には理解しにくいが，その発生原因が横磁気抵抗効果にあることが以下のようにして説明される。

図2.13を考える。この図は長方形薄板状ホール素子の素子面を上から見た図である。磁束密度ベクトル B は図の面内にあり， x 軸と角度 ϕ をなしている。このとき電流密度 J_x (x 軸と平行)はベクトル B に平行な成分 $J_{\parallel}$ と直角な成分 $J_{\perp}$ に分けられる。それらは次のように表わされる。

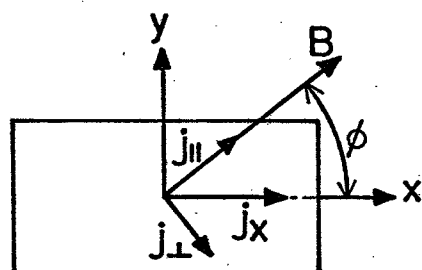


図2.13 プレーナ・ホール効果の解析のための電流密度ベクトル J の分解

$$\left. \begin{aligned} J_{\parallel} &= J_x \cos \phi \\ J_{\perp} &= J_x \sin \phi \end{aligned} \right\} \quad (2.29)$$

これらの $J_{\parallel}$ 、 $J_{\perp}$ に対応した電界をそれぞれ $E_{\parallel}$ 、 $E_{\perp}$ とし，素子は等方性であり，かつ $\beta_2 = 0$ であると仮定すれば， $E_{\parallel}$ および $E_{\perp}$ は

$$\left. \begin{aligned} E_{\parallel} &= \rho_0 J_x \cos \phi \\ E_{\perp} &= \rho_0 (1 + \beta_1 B^2) J_x \sin \phi \end{aligned} \right\} \quad (2.30)$$

と表わされる。

y 軸方向の電界 E_y は二つの電界 $E_{\parallel}$ および $E_{\perp}$ それぞれの y 軸上への射影成分の和より成り立っていると考えられるから，次のように表わされる。

$$\begin{aligned}
 E_y &= E_{\parallel} \sin \phi - E_{\perp} \cos \phi = -J_x \rho_0 \beta_1 B^2 \sin \phi \cos \phi \\
 &= -\frac{J_x \rho_0 \beta_1 B^2}{2} \sin 2\phi \quad (2.31)
 \end{aligned}$$

この式から磁束密度ベクトル B がホール素子の面と平行であったとしても、 $\phi \neq 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$ ならばホール電界 E_y は存在し、したがって、素子には B^2 に比例したプレーナ・ホール電圧 V_{PH} が発生することがわかる。プレーナ・ホール電圧の発生がないのは、 $\phi = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$ である場合か、ホール素子の材料が完全に等方性でしかも横磁気抵抗効果も縦磁気抵抗効果も生じない場合（すなわち、 $\beta_1 = 0$ かつ $\beta_2 = 0$ の場合）かのいずれかである。

式(2.31)はプレーナ・ホール電界を表わす式であるが、式(2.27)と同様、図2.7のようなホール素子に対してプレーナ・ホール電圧を求める式に変形すると次のようになる。

$$V_{PH} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\rho_0 \beta_1 \sin 2\phi}{d} \right) I B^2 \quad (2.32)$$

さらに、 β_1 は次節で述べるように

$$\beta_1 = \xi \mu_H^2 \quad (2.33)$$

と表わされ（ ξ はキャリアの散乱機構に関する磁気抵抗率効果係数）、また、磁界がないときの抵抗率 ρ_0 は

$$\rho_0 = \frac{1}{\sigma_0} = \frac{1}{ne\mu_d} = \frac{r}{ne\mu_H} = \frac{R_H}{\mu_H} \quad (2.34)$$

と表わされるから、これを式(2.32)に代入すると次の式が得られる。

$$V_{PH} = -\frac{1}{2} \left(\frac{\xi R_H \mu_H \sin 2\phi}{d} \right) I B^2 \quad (2.35)$$

すなわち，プレーナ・ホール電圧 V_{PH} は物質的にはホール係数が大きく，かつホール移動度も大きい材料で大きく，形状的には素子の厚みが薄いほど大きい。また， V_{PH} は通常の（横）ホール電圧 V_H と違って，磁束密度の2乗に比例するので B の向きによってその極性が変わることはない。一方，角度 ϕ に対しては V_{PH} は $\sin 2\phi$ に比例して変化する。

$\phi = 45^\circ$ での最大プレーナ・ホール電圧 $|V_{PH\max}|$ と横ホール電圧 $|V_H|$ との比は式(2.27)と式(2.35)とから次のようになる。

$$\frac{|V_{PH\max}|}{|V_H|} = \frac{\xi \mu_H B}{2} \quad (2.36)$$

この式より，任意方向の磁界中で，ホール素子の面に垂直な方向の磁界成分を測定する際，素子材料の μ_H が大きい程，また磁界強度が大きい程プレーナ・ホール電圧発生による誤差が大きくなることがわかる。この誤差は μ_H があらゆる物質中最大である真性 InSb の場合， $B = 10 \text{ kG}$ (キロ・ガウス) で約4%である。

2.4 磁気抵抗効果¹⁰⁾

導体または半導体に磁界を加えるとその電気抵抗が変化するがこの現象を磁気抵抗効果という。この効果は磁界によって材料の抵抗率そのものが変化する物性的な磁気抵抗率効果(magnetoresistivity effect)と、有限の大きさをもつ素子(または試料)の境界条件により電流分布が変化するため、素子の抵抗値が変化する形状的な磁気抵抗効果(magnetoresistance effect)の2つから成る。これらの2つの効果は重畳して起こるが、非磁性体物質では両効果とも電気抵抗が増加する、いわゆる正の効果である。この節では矩形薄板状試料の横磁気抵抗効果について説明する。

2.4.1 磁気抵抗率効果

図2.14(a)のように磁界と電界を加えられたキャリアは円弧を描きながら、電界とホール角 θ 傾いた方向に進む。したがって実効的なドリフト移動度 μ_d は減少し、このため抵抗率は増加する。また、導体中のキャリアのもつエネルギーはすべては等しくなく、このため平均値と異なるエネルギーをもつキャリアは図2.14のように、その値がより大きくても(b)、小さくても(c)、ともに外部電界と異なる方向に進み μ_d 低下の原因となり抵抗率の増加を招く。これらのことから磁気抵抗率効果の主な原因で、材料的には高移動度のものほどその効果は大きい。

移動度または磁界のいずれかが小さいか、あるいは両者が小さく $\mu B \ll 1$ が成り立つような場合(ただし、 μ は $[m^2/volt \cdot sec]$, B は $[Wb/m^2]$ として)には、抵

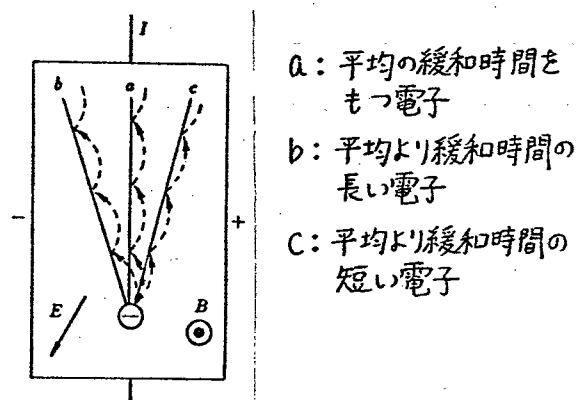


図2.14 緩和時間の異なる電子の運動

抗率の増加は

$$\Delta\rho/\rho_0 = \xi \mu_H^2 B^2 \quad (2.37)$$

で表わされる。ここに ξ は磁気抵抗率効果係数といい、キャリアが格子散乱だけを受ける場合には $\xi = 0.27$ ，不純物散乱のみを受ける場合には $\xi = 0.57$ となる。また磁界が強くなると抵抗率の増加は飽和に向かい，その極限の場合には格子散乱では $\rho_\infty/\rho_0 = 32/9\pi$ ，不純物散乱では $32/3\pi$ で飽和することが理論的に導かれている（ただし， ρ_∞ は磁界が非常に大きいときの抵抗率である）。

2.4.2 形状の磁気抵抗効果

磁気抵抗効果の測定はホール効果の測定と同時に行なわれることが多く，そのため試料としては図2.7に示したようなホール素子がふつう用いられる。このような試料の場合，両端の電流電極付近では横方向のホール電圧が電極によって短絡されるために，電流は電界に対してホール角 θ だけ傾いて流れる。このため，電極付近では電流の径路が磁界に応じて長くなり抵抗値が増加する。素子が長くなると，電流径路の増加に寄与しない中央部の抵抗が大きくなるので，見かけ上抵抗の磁界に対する増加率は減少する。したがって素子の長さ l と幅 w の比， l/w が小さいほど，抵抗増加率の磁界依存性は大きくなる（図2.15）。

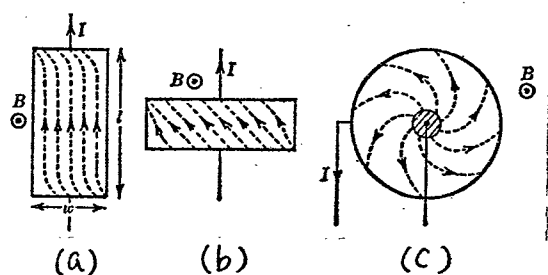


図2.15 磁界の加わった半導体素子内の電流分布

これを形状的な磁気抵抗効果といい，材料の移動度と磁界の大きさにより次の2種の対磁特性を示す。

(a) 弱磁界特性 ($\tan\theta = \mu_H B \ll 1$ の場合)

磁界が加わったときの試料の抵抗値 R は、磁界がないときの抵抗を R_0 とすると

$$R/R_0 = (1 + g\mu_H^2 B^2) \rho/\rho_0 \quad (2.38)$$

で表わされる。 g は図(2.16)のように形状によって定まる係数で、 l/w が小さいほど大きくなり極限值は1である。

(b) 強磁界特性 ($\tan \theta = \mu_H B \gg 1$ の場合)

この場合の磁気抵抗効果は次のように表わされる。

$$R/R_0 = (G + \mu_H B w/e) \rho/\rho_0 \quad (2.39)$$

ここで、 G も形状によって定まる係数で図2.17のような値をとる。この場合も l/w が小さいほど抵抗変化は大きくなる。

試料が細い棒や線の場合には、形状的な磁気抵抗効果はなくなり、磁気抵抗率効果そのものを測定することになる。

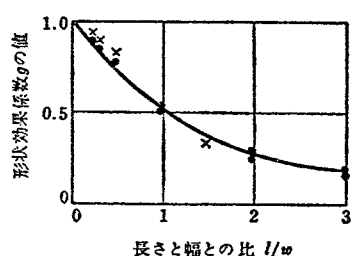


図2.16 g の値

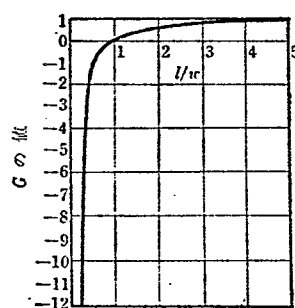


図2.17 G の値 (Lippmann & Kuhrt による)

以上2つの磁気抵抗効果について説明してきたが、実験により磁気抵抗効果を測定する場合、これらのいずれを測定するのかがあらかじめその目的をはっきりさせておかなければならない。物性的な立場から物質の抵抗率の磁界依存性、すなわち磁気抵抗率効果を調べる際には、形状的な磁気抵抗効果が重畳しないように試料

の形状をくふうしたり，得られた実験値に補正を加えたりすることが大切である。一方，実用的見地から対磁界感度の大きい磁気抵抗効果素子を製作する際には，移動度の大きい材料を選ぶとともに形状効果を十分に利用することが重要である。

なお，半金属（Bi, Te, Sbなど）や金属磁性体を除く一般の金属では移動度は非常に小さい（表2.1 参照）ので形状磁気抵抗効果は無視できる。

2.5 プレーナ磁気抵抗効果

2.1 節で述べたように，薄板状試料の場合には試料面に平行に磁界を印加したときも磁束密度 B の2乗に比例した抵抗増加が起こる。しかし，非磁性体ではこのプレーナ効果は横効果に比べると小さく，実用的見地から研究の対象とされることは少ないのでここではとり扱わないことにする。

以上非磁性体の電流磁気効果をとくに半導体の場合について述べてきた。一般の金属は半導体に比べて， R_H および μ_H が非常に小さいので，電流磁気効果は小さい。

第3章 磁性体の電流磁気効果^{15), 17)}

前章では非磁性体の電流磁気効果について述べたが，そこでは電流磁気効果をひき起こす磁界としては物質に加えられた磁束密度 B を考えた。しかし，磁性体の電流磁気効果では磁界として，物質内部の磁束密度 B_{eff} をとるのか，それとも外部磁界 H_0 から反磁界 H_d を差し引いた有効磁界 H_{eff} ($= H_0 - NM$, N は反磁界係数)をとるのかということに関して明確な定義はない。非磁性体では $M=0$ であるから， $B=B_{\text{eff}}=H_{\text{eff}}$ であり， B, H いずれを用いても事実上問題はなく，電流磁気効果は単に磁束密度 B または磁界 H の関数として記述されるが，磁性体の場合では $M \neq 0$ であるので事情は異なってくる。とくに強磁性体では比較的弱い磁界で $H \ll B$ となり，しかも，実験的経験によれば磁化 M が飽和するまでの磁界領域においては，電流磁気効果は磁界 H による正常効果よりも磁化 M による異常効果の方がはるかに大きい。

この異常効果は正常効果とちがって，その本質は伝導キャリアとスピン磁気モーメントとの相互作用に基づくものと考えられており，材料の電氣的性質だけでなく，磁気異方性や磁化機構などの磁氣的性質にも依存する。したがって，その解析は難しく，かなり以前より研究がなされているにもかかわらず理論は現在でもまだ確立されておらず，未知のことも多い。さらに，磁性体の電流磁気効果の分野では単位系が統一されておらず，CGS単位系とMKSA系の両者が同じくらいの頻度で使用されており，しかも後者はEH対応単位系，EB対応単位系いずれも使われるなど，まったくばらばらの状態である。

本章では強磁性体のホール効果と磁気抵抗効果について，一般的な理論を述べる。なお，単位系としては実用的な立場から，CGS実用単位系を採用する。

3.1 磁性体のホール効果

3.1.1 現象論的取り扱い

2.1 節で非磁性体のホール効果は

$$E_H = R_H B J \quad (3.1)$$

で表わされることを述べた。

強磁性体では上記のいわゆる正常ホール効果によるホール電界 E_H に加えて、磁化 M に起因する異常ホール効果による異常ホール電界 E_M が発生する。この異常ホール電界 E_M は経験的に次式のよ

$$E_M = R_1 \cdot 4\pi M J \quad (3.2)$$

ここに R_1 は異常ホール係数 (extraordinary Hall coefficient または anomalous Hall coefficient) とよばれるものである。

磁性体のホール電界は E_H と E_M の和であるから、ホール効果を表わす式は結局

$$E_H = R_0 B J + R_1 4\pi M J \quad (3.3)$$

となる。ただし、 R_0 は R_H を書き改めたもので、 R_1 と区別してとくに正常ホール係数 (ordinary Hall coefficient または normal Hall coefficient) とよぶ。また、 B は磁性体内部の磁束密度を表わす。

ホール電界 E_H を電流密度 J で除したものを、すなわち、単位電流密度あたりのホール電界は抵抗率のディメンション [Ωcm] をもつのでホール抵抗率 (Hall resistivity) と称し、 ρ_H で表わす。

すなわち、

$$E_H/J \equiv \rho_H = R_0 B + R_1 4\pi M \quad (3.4)$$

非磁性体のホール効果は、ホール電界 E_H を表わす式(2.7)か、または、ホール電圧 V_H を表わす式(2.18)で定義されるのがふつうであるが、磁性体のホール効果はホール抵抗率 ρ_H を示す式(3.4)でもって定義されることが多い。

実験にはホール効果の測定は有限の大きさの試料に対してなされることになるので、式(3.4)の B として試料内部の有効磁束密度 B_{eff} を考えると、式(3.4)は次のように書き直される。

$$\rho_H = R_0 B_{eff} + R_1 4\pi M \quad (3.5)$$

試料に印加する磁界を H_{appl} とし、試料の形状による反磁界係数を N とすると、試料内部の有効磁界 H_{eff} は

$$H_{eff} = H_{appl} - NM \quad (3.6)$$

であり、一方

$$B_{eff} = H_{eff} + 4\pi M \quad (3.7)$$

であるから、結局、 B_{eff} は次のように表わされる。

$$B_{eff} = H_{appl} + \left(1 - \frac{N}{4\pi}\right) 4\pi M \quad (3.8)$$

この式を式(3.5)に代入し整理すると

$$\rho_H = R_0 H_{appl} + \left\{ R_0 \left(1 - \frac{N}{4\pi}\right) + R_1 \right\} 4\pi M \quad (3.9)$$

となる。 ここで

$$R_0 \left(1 - \frac{N}{4\pi}\right) + R_1 = R_1' \quad (3.10)$$

とおく、実際の試料に対するホール抵抗率を与える式は次のようになる。

$$\rho_H = R_0 H_{\text{appl}} + R_1' 4\pi M \quad (3.11)$$

ここで、 R_1' を有効異常ホール係数 (effective extraordinary Hall coefficient) と名づけることにする。

強磁性体ではキュリー温度以上の常磁性領域においても、異常ホール効果は起こる。その場合、磁化 M は磁化率を χ とすると $M = \chi H_{\text{eff}}$ であるから、これを式 (3.5) に代入すると常磁性領域におけるホール効果を表わす式は次のようになる。

$$\rho_H = R_0 B_{\text{eff}} + R_p 4\pi \chi H_{\text{eff}} \quad (3.12)$$

ここに、 R_p は常磁性領域における異常ホール係数を表わすものとする。

ところで

$$B_{\text{eff}} = H_{\text{eff}} + 4\pi \chi H_{\text{eff}} \quad (3.13)$$

$$= (1 + 4\pi \chi) H_{\text{eff}} \quad (3.14)$$

であるから、式 (3.12) は次のように書き直せる。

$$\rho_H = \{ R_0 (1 + 4\pi \chi) + R_p 4\pi \chi \} H_{\text{eff}} \quad (3.15)$$

しかるに

$$H_{\text{eff}} = H_{\text{appl}} - N\chi H_{\text{eff}} \quad (3.16)$$

すなわち

$$H_{\text{eff}} = H_{\text{appl}}(1 + N\chi)^{-1} \quad (3.17)$$

であるから、結局、式(3.15)は次のようになる。

$$\rho_H = \frac{R_0(1 + 4\pi\chi) + R_P 4\pi\chi}{1 + N\chi} H_{\text{appl}} \quad (3.18)$$

$1 \ll 4\pi\chi$ なる温度領域では、 ρ_H は次のように表わされる。

$$\rho_H \doteq \frac{R_0 4\pi\chi + R_P 4\pi\chi}{1 + N\chi} H_{\text{appl}} \quad (3.19)$$

$$= (R_0 + R_P) \frac{\chi}{1 + N\chi} 4\pi H_{\text{appl}} \quad (3.20)$$

ここで、 $\chi^* = \chi(1 + N\chi)^{-1}$ を有効磁化率(effective susceptibility)と定義して、式(3.20)を書き直すと、結局、常磁性領域におけるホール効果を表わす式は次のようになる。

$$\rho_H = (R_0 + R_P) \chi^* \cdot 4\pi H_{\text{appl}} \quad (3.21)$$

$$\text{ただし} \quad \chi^* = \chi(1 + N\chi)^{-1} \quad (3.22)$$

さて、再び強磁性領域での式(3.11)にもどる。

実験によってホール抵抗率 ρ_H を求めるには次のようにすればよい。いま、試料の形状を図2.7に示したような、幅 w 、長さ l 、厚み d の長方形板とし、試料に流す電流を I 、発生するホール電圧を V_H とすると

$$V_H = R_0 \frac{H_{\text{appl}} I}{d} + R_1' \frac{4\pi M I}{d} \quad (3.23)$$

であり、かつ、 V_H と ρ_H との関係は

$$\rho_H = E_H/J = E_H w d/I = \frac{V_H d}{I} \quad (3.24)$$

であるから、まず、ホール電圧 V_H [V] を測定し、その値に試料の厚み d [cm]をかけ、それを電流 I [A]で割れば ρ_H [Ωcm]が求められる。

次に、 ρ_H の意味および ρ_H を表わす式(3.11)の各項について述べる。

ρ_H は一種の抵抗率ではあるが、ホール端子間の抵抗率を意味するわけではなく、ホール効果によって生じたホール電界（あるいは電圧）を等価的な抵抗率の変化分に換算したものである。

式(3.11)の第1項の R_0 は非磁性体のホール係数と同様のものと考えられ、その物質のキャリア密度を n 、キャリア1個の電荷を e とすると、 $R_0 = r (ne)^{-1}$ で示される。ここに r は2.1節で述べたように散乱機構で定まる定数である。したがって、第1項は印加磁界 H_{appl} に比例する項となる。一方、第2項は試料の自発磁化に起因するので、磁化状態によってその大きさが定まる。

一般に磁性体では磁化 M が磁界 H に対してヒステリシスを示すことが多いので、そのような場合には第2項も外部磁界に対しヒステリシスを示し、したがって、 ρ_H そのものが磁界に対してヒステリシスをもつことになる。係数 R_1 の値としてはふつう磁化飽和が起こったときの値 R_{1s} が用いられる。

強磁性体では一般に第2項の方が第1項よりもずっと大きいが、弱磁性体や磁性半導体では必ずしもそうではない。また、一般に金属磁性体では R_0 の温度依存性はそれほど大きくはないが、 R_1 は温度によって大きく変化する。

磁性体のホール効果を論ずる場合，式(3.5)あるいは式(3.11)の第1項と第2項とを分離する必要がある。このためには，実験的にこれらの項を分離し，各項から係数 R_0 および R_1 を求めなければならない。以下に R_0 と R_1 の求め方について述べる。

前述のように， ρ_H は磁界に対してヒステリシスを示すことが多いので， $\rho_H \sim B$ 特性あるいは $\rho_H \sim H$ 特性は $B \sim H$ 特性や $M \sim H$ 特性と同様，消磁状態から始まる初期曲線がとり扱われることが多い。図3.1は磁性体の一般的な $\rho_H \sim H_{appl}$ 初期曲線のふるまいを模式的に示したものである。

図のように $\rho_H \sim H$ 曲線の傾斜は低磁界（領域A）では急であるが，飽和に近づくとしだいにゆるやかになり（領域B），飽和点以上ではさらにゆるい直線状の傾斜となる。この $\rho_H \sim H_{appl}$ 曲線のふるまいは磁性体の磁化配向に対応しており，領域Aでは磁壁の移動が，また，領域Bでは磁化の

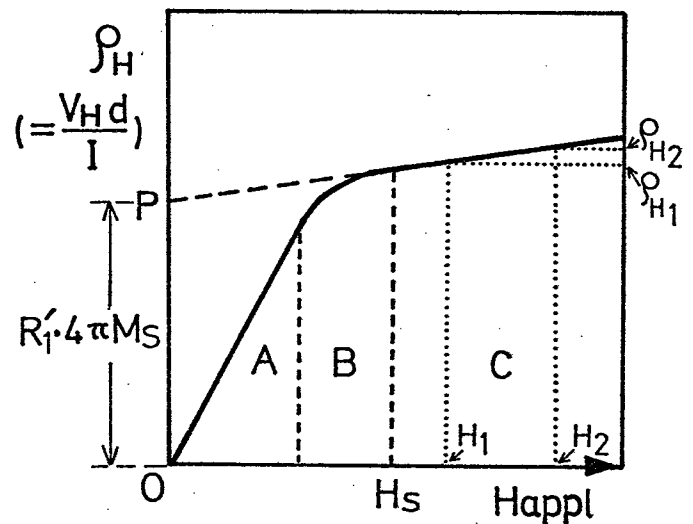


図3.1 $\rho_H \sim H_{appl}$ 初期曲線

回転がそれぞれ主要な役割を果たしていると考えられる。領域Cでは，磁化は印加磁界の方向に完全に配向し，飽和の状態にあるとすればこの領域の直線的な傾斜は正常ホール効果を表わしていることになる。したがって，まず，領域Cの直線部分の傾斜より R_0 が求められる。（実際には強制ホール効果が重畳するので R_0 の分離は必ずしも容易ではない。）

すなわち， $H_2 > H_1 > H_s$ （飽和磁界）とし，印加磁界 H_2 のときのホール抵抗率を ρ_{H2} ， H_1 のときのそれを ρ_{H1} とすると， R_0 は

$$R_0 = \frac{\rho_{H2} - \rho_{H1}}{H_2 - H_1} \quad (3.25)$$

あるいは, ρ_{H1}, ρ_{H2} に対応するホール電圧を V_{H1}, V_{H2} とすると

$$R_0 = \frac{\frac{V_{H2}d}{I} - \frac{V_{H1}d}{I}}{H_2 - H_1} = \frac{(V_{H2} - V_{H1})d}{(H_2 - H_1)I} \quad (3.26)$$

となる。

次に, 領域Cの直線部分を外挿して $H_{appl} = 0$ の縦軸を切った点Pは式(3.11)より, $\rho_H = R'_1 4\pi M_S$ を与える。ただし, M_S は飽和磁化である。 M_S の値を, たとえば試料振動型磁力計(VSM)や磁気天秤などによって独立に求めれば, R'_1 が算出できる。

この R'_1 の値と, 試料の形状による反磁界係数 N の値, および先に求めた R_0 の値を式(3.10)に代入すれば異常係数 R_1 が求められる。

したがって R_1 を求める式は次のようになる。

$$R_1 = R'_1 - R_0 \left(1 - \frac{N}{4\pi}\right) = \frac{\rho_H(P)}{4\pi M_S} - R_0 \left(1 - \frac{N}{4\pi}\right) \quad (3.27)$$

ただし, $\rho_H(P)$ はP点における ρ_H の値を意味する。また, P点でのホール電圧 $V_H(P)$ を用いると上式は次のようになる。

$$R_1 = \frac{V_H(P)d}{4\pi M_S I} - R_0 \left(1 - \frac{N}{4\pi}\right) \quad (3.28)$$

ホール効果の測定には長方形板状の試料がふつう用いられるが, このような形状の N の計算は Joseph と Schlömann¹⁸⁾ によって式が与えられている。また近似的な方法で R_1 および N を求める方法もあるが, ここでは省略する。

ここで, ホール係数の単位について述べておく。まず正常ホール係数は式(3.11)を見ればわかるように, 実用単位では R_0 [$V \cdot cm / A \cdot Oe$] または R_0 [$\Omega \cdot cm / Oe$] で示される。しかし, 式(3.4)で考えれば, R_0 [$V \cdot cm / A \cdot G$] または R_0 [$\Omega \cdot cm / G$] となる。CGS単位ではこれらはいずれも数値としては同じなので両者とも用い

れる。 実用単位で示されたこれらの数値に 10^8 をかけると R_0' [$\text{cm}^3/\text{A}\cdot\text{s}$] または R_0' [$\text{cm}^3/\text{Coulomb}$] で示される値になる。この単位で示された R_0' と導電率 σ [$\text{A}/\text{V}\cdot\text{cm}$] の積は $R_0'\cdot\sigma = \mu_H$ [$\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{sec}$] となりホール移動度を与える。また、 $R_0' = r/ne$ よりキャリア密度 n [cm^{-3}] が得られる。

一方、異常ホール係数は、 R_1 [$\text{V}\cdot\text{cm}/\text{A}\cdot\text{G}$] または R_1 [$\Omega\text{cm}/\text{G}$] で示される。

これまではホール効果を式(3.4)にもとづいて述べてきた。しかし、ホール効果を表わす式としては、式(3.4)の第2項で $R_1\cdot 4\pi = R_s$ を異常ホール係数と定義した次の式もよく用いられる。

$$\rho_H = R_0 B + R_s M \quad (3.29)$$

もちろん、この場合異常ホール係数 R_s の値は R_1 のその4 π 倍の大きさである。

式(3.29)はMKSA単位系でも用いることができるが、このときは R_0 [$\text{V}\cdot\text{cm}/\text{A}\cdot\text{Oe}$] または R_0 [$\Omega\cdot\text{cm}/\text{Oe}$] , および R_1 [$\text{V}\cdot\text{cm}/\text{A}\cdot\text{G}$] または R_1 [$\Omega\cdot\text{cm}/\text{G}$] で示された数値にそれぞれ 10^2 および $10^4/4\pi$ をかけると、MKSA単位 R_0' [$\text{m}^3/\text{A}\cdot\text{s}$] ($[\text{m}^3/\text{C}]$) および R_s' [$\text{m}^3/\text{A}\cdot\text{s}$] ($[\text{m}^3/\text{C}]$) で示された数値を得る。

3.1.2 理論的取り扱い

3.1.1 では磁性体のホール効果を現象論的に説明した。正常ホール効果は磁界により物質内の導電キャリアがローレンツカを受けて、進行方向と直角な方向に偏るという古典的な説明がなされる。これに対し、異常ホール効果は内部磁界（有効磁界）によるローレンツカだけでは説明がつかず、伝導キャリアとスピン磁気モーメントとの相互作用によるキャリア散乱を考えなければならぬとされている。しかし磁性体の場合、その電気伝導の機構の解析は容易ではなく、バンド構造はもちろん、伝導電子とスピン電子との相互作用、磁気的な異方性なども考慮しなければならない。しかも磁性体と一口に言っても、強磁性体、フェリ磁性体などその種類は多く、したがって包括的な磁性体ホール効果に関する理論というものは、現在のところまだ確立されていない。ここでは最も多くの研究がなされてきた金属強磁性体の異常ホール効果の発生機構に対する、現在までの理論的立場からの取り扱いについて述べる。

異常ホール効果の原因を伝導電子のスピンとその軌道の相互作用で説明しようとしたのは Rudnitsky²⁰⁾と Smit¹⁹⁾であるが、彼らの古典的取扱いは低温では実験値の説明はできたが、高温領域では説明がつかなかった。KarplusとLuttinger²¹⁾（以下 K-L と略記する）はバンド理論にスピン軌道相互作用を取り入れて、異常ホール効果の説明にある程度の成功をおさめた。

異常ホール効果の理論的研究はもっぱら係数 R_H の大きさやその温度依存性に対して行なわれた。歴史的には、上述の K-L バンドモデルからの解明が先になされ、その後、近藤による局在電子モデルからの解明がなされるようになった。

以下にバンドモデルによる説明と局在電子モデルによる説明を簡単に述べる。

(1) バンドモデルによる説明

K-L²¹⁾は主伝導キャリアが3d電子であるとして、その軌道運動が3d電子自身のもつスピン磁気モーメントとの相互作用(すなわち、スピン軌道相互作用)の影響を受けて、偏った分布を生ずることが異常ホール効果の原因であると説明した。彼らは導電率が等方的である場合には、異常ホール係数 R_1 は

$$R_1 = A \rho^2 \quad (3.30)$$

で表わされることを示した。ここに ρ は抵抗率、 A は定数である。この関係はFeではよく一致し、また、Niの高温領域にもあてはまったが、いずれも低温域では一致しなかった。

その後、Luttinger²³⁾はSmit²²⁾の指摘により、不純物散乱の効果を取り入れ、不純物濃度の低い場合は $R_1 \sim \rho$ であり、濃度が大となると $R_1 \sim \rho^2$ となることを示した。

IrkhinとShavrov²⁴⁾はK-Lのバンド理論と同様の方法にフォノン散乱を考慮して、高温でフォノン散乱が優勢になれば

$$R_1 = B \rho^2 \quad (3.31)$$

となることを示した。しかし、彼らの計算は高温におけるスピン不秩序(spin disorder)による散乱効果を考慮していないので、キュリー点近傍ではこの関係は成立しない。

磁性体の抵抗は不純物散乱によるいわゆる残留抵抗(0Kでの抵抗) ρ_r とフォノン散乱(あるいは格子散乱)による抵抗 ρ_e の他に、スピン不秩序による散乱抵抗 ρ_m を考えなければならない。 ρ_m はスピンの熱振動がない0Kでは零であるが、キュリー点 T_0 で最大となり、 T_0 以上では一定となる。

KikoinとIgosheva²⁵⁾は強磁性金属Fe, Ni, Gdおよび化合物CrTe, MnSbなどにおいて、0KおよびTKでの R_1 をそれぞれ R_{10} , R_1 とし

て実験的に次式が成立することを示した。

$$R_1 - R_{10} = a \rho_m \quad (3.32)$$

一方, Kikoin²⁶⁾は

$$R_1 - R_{10} = b (M_0^2 - M^2) \quad (3.33)$$

となることを示している(M_0 はOKでの M)。局在モデルによるKasuya理論²⁷⁾によれば $\rho_m = c(M_0^2 - M^2)$ となるので, 磁性体の異常ホール効果は次に述べる局在モデルでも説明できる可能性があることがわかる。

(2) 局在モデルによる説明

K-Lのバンド理論に対し, Kondoは異常ホール効果の発生を初めて局在電子モデルによって説明した。²⁸⁾ 局在電子モデルでは電気伝導のおもなでない手である電子と, 格子に局在(localize)するスピン電子とを区別する。

局在電子モデルによれば, 鉄族金属(およびその合金)の異常ホール効果は次のように説明される。すなわち, 主要な伝導電子として4s電子を考え, この電子の軌道運動が格子に局在した3dスピン電子の軌道運動の影響を受けるが, このとき電場が存在すれば, それに直角な方向に電子分布が偏位して異常ホール効果が生ずると考えられる。

3d金属の場合, 3d電子も伝導に寄与するが, 多くの実験事実から大部分の3d電子は局在していると考えられる。しかし, 希土類金属では明らかに4f電子は局在し, 5dおよび6s電子が伝導の主なでない手と考えられる。したがって, GdやTbなどの希土類強磁性体における異常ホール効果は局在電子モデルによって説明しなければならない。

Kondo は電子の散乱過程をボルン近似を用いて計算し、異常ホール抵抗率 R_{IM} は

$$R_{IM} \propto (M - \langle M \rangle)^3 \equiv \langle \delta M^3 \rangle \quad (3.34)$$

($\langle \rangle$ は平均の意味)

となり、この $\langle \delta M^3 \rangle$ の温度依存性によって、キュリー一点 T_0 近傍の R_{IM} の異常なふるまいが説明できることを示した。

Kondo理論は局在イオン内だけの $s-f$ 交換相互作用をとり扱ったが、Maranzana²⁹⁾ はさらに局在イオンのモーメントと伝導電子の軌道との間の相互作用 (スピン軌道相互作用) をも考慮した計算を行なった。

Irkhin と Abel'skii³⁰⁾ は R_I の温度依存性を求めるために、伝導電子のフォノン散乱と局在磁気モーメントの不秩序による散乱とともに考慮に入れ、かつ Kondo理論で考えなかった伝導電子の非弾性散乱効果もとり入れて

$$R_S \propto (\overline{M^2} - \bar{M}^2) \quad (3.35)$$

を導いた。この式は Kasuya 理論²⁷⁾ によるスピン不秩序による抵抗率 $\rho_m = C(\overline{I^2} - \bar{I}^2)$ を用いると

$$R_S = d \left(\frac{\rho_m}{M_S(0)} \right) \quad (3.36)$$

となる。ただし、 $M_S(0)$ は 0 K での飽和磁化、 d は定数である。

この他、Kagan と Maksimov³¹⁾ や、Irkhin³²⁾ はスピン波によって異常ホール効果の解析を試みている。

3.2 磁性体の磁気抵抗効果

磁性体の磁気抵抗効果も非磁性体と同様の正常磁気抵抗効果と磁性体特有の自発磁化 M に起因する異常磁気抵抗効果とに分けられる。しかし、磁性体の磁気抵抗効果は非磁性体の場合に比べるとはるかに複雑である。たとえば、磁性体に電流を流した状態では、外部から磁界を印加しなくても磁区内では自発磁化 M_s によって異常磁気抵抗効果が、また、磁化が作りだす反磁界のために正常磁気抵抗効果がすでに生じている。したがって、磁性体の抵抗率にはこのような自発磁化によって生じた抵抗率 ρ_m が含まれている。

この節では、3.2.1でまず磁性体の抵抗率について述べ、次に3.2.2で磁気抵抗効果の現象論的説明を行なう。

3.2.1 磁性体の抵抗率

上述のように磁性体は通常の抵抗率以外に自発磁化に起因する磁気的な抵抗率 ρ_m をもつ。したがって、金属磁性体の場合、全体的な抵抗率 $\rho(T)$ (温度 T の関数)は次のように表わされる。^{33), 34), 35)}

$$\rho(T) = \rho_r + \rho_e(T) + \rho_m(T) \quad (3.37)$$

ただし、 ρ_r は0 Kでの抵抗率すなわち残留抵抗率(residual resistivity)であり、 ρ_e は格子散乱(あるいはフォノン散乱)による抵抗率である。

電気抵抗は本質的には結晶内のポテンシャルの周期性の乱れによりキャリアが散乱されるために生ずるものである。式(3.37)第1項の ρ_r は0 Kでも存在する不純物原子や格子欠陥によるキャリア散乱に起因し、第2項の $\rho_e(T)$ は格子の熱振動によるキャリアの散乱によるものである。

また, ρ_m はスピンの熱振動によるスピン配列の乱れ (spin disorder: スピン不秩序), さらに厳密に言えば, スピン軌道相互作用 (バンドモデル) あるいは $s-d$ ($s-f$) 相互作用 (局在モデル) によって生ずるものと考えられている。

一般の金属ではよく知られているように, かなりの広い温度範囲で

$$\rho_e = \alpha T \quad (3.38)$$

が成り立つ。ここに α は抵抗の温度係数である。

式 (3.37) で表わされる金属磁性体の ρ の温度依存性を図 3.2 に模式的に示す。

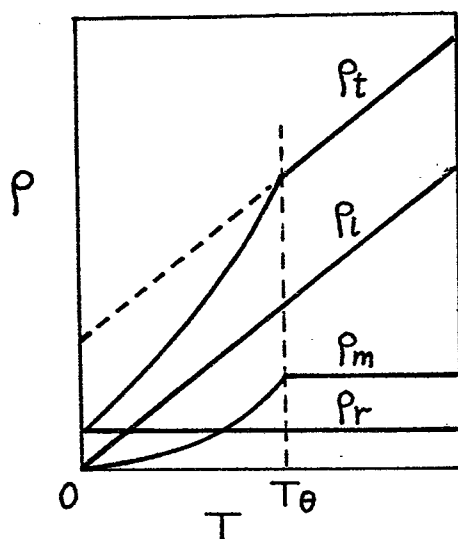


図 3.2 強磁性体の電気抵抗

ρ_r : 残留抵抗
 ρ_e : 格子振動による抵抗
 ρ_m : $s-d$ 相互作用による抵抗
 ρ_t : 全抵抗和
 (T_θ : キュリー点)

ρ_m はスピンの整然と並ぶ 0 K では零であるが, 温度が高くなるとスピン不秩序によって増加し, スピン列が完全に乱れる温度, すなわちキュリー点 T_θ で最大となり, T_θ 以上ではこの最大値をもって一定となる。また, ρ_m は全体的な磁化 M の大きさおよび M が電流 I となす角 ϕ の関数である。すなわち,

$$\rho_m = f(M, \phi, T) \quad (3.39)$$

である。したがって、式(3.37)は厳密には次のように示すべきであらう。

$$\rho(M, \phi, T) = \rho_r + \rho_e(T) + \rho_m(M, \phi, T) \quad (3.40)$$

3.2.2 磁気抵抗効果

磁性体の異常磁気抵抗効果は磁界 H によって磁化 M が変化し、そのために ρ_m が変化する現象である。 M は一般に H に対しヒステリシスを示すので、抵抗変化 $\Delta\rho/\rho$ (または $\Delta R/R$) も H に対しヒステリシスを示すことになる。このため、非磁性体の場合のように $\Delta\rho/\rho$ を H (または B) の関数として直接に記述することはできない。

ホール効果の場合は電流と印加磁界とが直角である横効果で定義されるのに対し、磁気抵抗効果にはとくにこのような規定はない。しかし、一般には電流 I と磁界 H とが直角である場合の横効果と、平行である場合の縦効果がとり扱われることが多い。正常磁気抵抗効果は抵抗が磁界によって増加する、いわゆる正の効果であるが、異常磁気抵抗効果は M と I とのなす角によって、正、負いずれの効果ともなりうる (図3.3 参照)。

磁性体の磁気抵抗効果特性は、ホール効果特性と同様、消磁状態より始まる初期曲線が用いられる。図3.3はNiの初期磁気抵抗効果特性である。

図の曲線において、磁化が飽和するまでの抵抗変化はおもに磁壁移動による磁区の成長と、磁化の回転とによる磁化の配向効果に起因するものである。また M が飽和してから後の強磁界領域では、強磁界による自発磁化の増大に

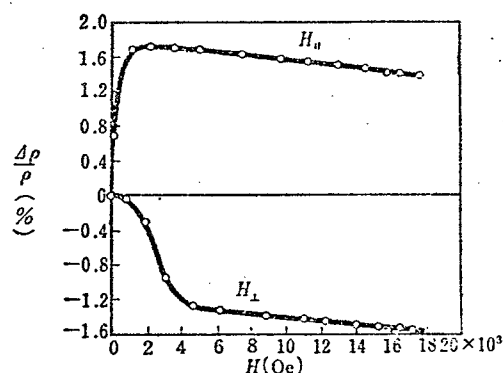


図3.3 Niの磁気抵抗効果^{36), 37)}
 $H_{||}$ は磁界が電流に平行なとき、
 $H_{\perp}$ は磁界が電流に垂直なとき

起因する強制効果と正常磁気抵抗効果が主要な役割を果たす。

しかし、この強制効果と正常効果の分離はホール効果の場合と同様、必ずしも容易ではない。

配向効果は電流 I と飽和磁化 M_s とのなす方向に関して異方性を示す。結晶方位と大きさが均等に分布した結晶粒からなる、電氣的に等方的な多結晶試料では、抵抗率 ρ は I と M_s のなす角 ϕ だけに関して異方的となり、近似的に次の関係式で表わされる。

$$\rho(\phi) = \rho_{\perp} \sin^2 \phi + \rho_{\parallel} \cos^2 \phi \quad (3.41)$$

ここに $\rho_{\perp}$ は M_s が I と直角である場合(横効果)の抵抗率であり、 $\rho_{\parallel}$ は M_s が I と平行である場合(縦効果)の抵抗率である。ただし、この式は試料が単磁区となっている場合にのみ成り立つ式である。

単結晶試料の場合には、 ρ は M_s および I がそれぞれ主結晶軸に対する方向余弦 α_i, β_i ならびに多くの異常磁気抵抗係数を用いた煩雑な式で記述される。もちろん、結晶系が立方晶であるか六方晶であるかによって ρ を記述する式は異なってくるが、詳しいことはここでは省略する。

式(3.41)より抵抗変化率 $(\Delta\rho/\rho)_{\phi}$ を求める場合、 ρ の基準のとり方は自由であるが、 $M_s \perp I$ のときの $\rho_{\perp}$ 、または、 $M_s \parallel I$ のときの $\rho_{\parallel}$ が基準としてよく用いられる。また、ときには多結晶における ρ の平均値 $\bar{\rho} = \frac{1}{3} \rho_{\parallel} + \frac{2}{3} \rho_{\perp}$ も使われる。

いま ρ の基準として $\rho_{\perp}$ をとると、抵抗変化率 $(\Delta\rho/\rho)_{\phi}$ は式(3.41)より次のように表わされる。

$$\left(\frac{\Delta\rho}{\rho}\right)_{\phi} = \left(\frac{\Delta\rho}{\rho_{\perp}}\right)_{\phi} = \left(\frac{\rho - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}}\right)_{\phi} = \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{\rho_{\perp}} \cos^2 \phi$$

(() $_{\phi}$ は ϕ の関数であるという意味) (3.42)

金属磁性体では一般に $\Delta P/P = \Delta R/R$ と考えてよいから、上式は次のように表わすこともできる。

$$\left(\frac{\Delta P}{P}\right)_\phi = \left(\frac{\Delta R}{R_\perp}\right)_\phi = \frac{R_\parallel - R_\perp}{R_\perp} \cos^2 \phi \quad (3.43)$$

ただし、 $R_\parallel$ と $R_\perp$ はそれぞれ M_s が I に対して平行、および垂直であるときの試料の抵抗値である。

$R_\parallel$ と $R_\perp$ を用いれば式(3.41)は次のようにも表わせる。

$$R(\phi) = R_\perp \sin^2 \phi + R_\parallel \cos^2 \phi \quad (3.44)$$

異常磁気抵抗効果の原因は、スピン軌道相互作用あるいは s-d (s-f) 相互作用であるとよく言われるが³⁸⁾、この表現は必ずしも適切ではない。前述のように、磁気抵抗率 ρ_m そのものの発生は確かにこれらの作用によるものであるうが、“ ρ_m が印加磁界によって変化する現象”すなわち異常磁気抵抗効果は式(3.40)が示すように、磁化 M の方向およびその大きさが磁界によって変化するために起こる、という方がより正しい表現であると思われる。

3.3 金属磁性薄膜における電流磁気効果³⁹⁾

3.1 節および 3.2 節で述べた、磁性体の電流磁気効果の理論は主としてバルク試料に対するものであった。しかし、試料が薄膜の場合には多少様子が異なってくる。というのは一般の磁性薄膜では、ふつう磁化ベクトルは膜面と平行に存在しており、このため、膜面方向の磁界に対する効果、すなわち、プレーナ効果が横効果に比べてより顕著となるからである。

本節では、3.3.1 で金属磁性薄膜のホール効果について、3.3.2 で磁気抵抗効果についてそれぞれ述べる。

3.3.1 磁性膜のホール効果

図 2.7 のような板状の強磁性体試料の板面垂直方向に磁界を印加した場合、試料の内部磁化 M によって、異常ホール効果が生ずることはすでに述べた。このとき発生する異常ホール電圧に寄与するのは、厳密には M の膜面垂直方向 (z 軸方向とする) の成分 M_z であり、印加磁界が十分大きくて磁化が飽和すれば $M_z = M_s$ (飽和磁化) となる。しかし、このような内部磁化にもとづく異常ホール電圧は M_z のみで発生するわけではなく、 M の板面方向 (x - y 面内方向) の成分によっても発生する。この現象は磁性体特有の異常プレーナ・ホール効果である。非磁性体では、プレーナ・ホール電圧は横ホール電圧に比べて、ずっと小さいが、強磁性体の異常プレーナ・ホール電圧 (飽和値) は横ホール電圧 (飽和値) と同程度の大きさである。⁴⁰⁾

^{41), 42)} W_u は、飽和磁化が M_s である磁性薄膜において、膜面 (x - y 面) と平行に印加した磁界によって飽和まで磁化されているとき、プレーナ・ホール電界 E_{PH} は

$$E_{PH} = J \Delta \rho_s \sin \phi \cdot \cos \phi = \frac{1}{2} J \Delta \rho_s \sin 2\phi \quad (3.45)$$

で表わされることを示した。ただし、この式において

$$\Delta \rho_s = \rho_{\parallel s} - \rho_{\perp s} \quad (3.46)$$

$$\rho_{\parallel s} = \rho_0 + a_1 M_s^2 \quad (3.47)$$

$$\rho_{\perp s} = \rho_0 + a_2 M_s^2 \quad (3.48)$$

であり、 ϕ は電流密度ベクトル J の方向 (x 方向) と飽和磁化ベクトル M_s のなす角である。

式 (3.45) で表わされるプレーナ・ホール電界 E_{PH} を電流密度 J で除したものの、すなわち、 E_{PH}/J をプレーナ・ホール抵抗率 ρ_{PH} と定義すると

$$\rho_{PH} = \frac{E_{PH}}{J} = \Delta \rho_s \sin \phi \cos \phi \quad (3.49)$$

あるいは

$$\rho_{PH} = \frac{1}{2} (\rho_{\parallel s} - \rho_{\perp s}) \sin 2\phi \quad (3.50)$$

となる。

また、 ρ_{PH} の代わりに実際に測定されるプレーナ・ホール電圧 V_{PH} を用いると

$$V_{PH} = \frac{1}{2} \frac{(\rho_{\parallel s} - \rho_{\perp s}) I}{d} \sin 2\phi \quad (3.51)$$

となる。さらに

$$R_{\parallel s} = \rho_{\parallel s} \cdot \frac{l}{wd} \quad (3.52)$$

$$R_{\perp s} = \rho_{\perp s} \cdot \frac{\ell}{wd} \quad (3.53)$$

なる関係式より, 式(3.50)および式(3.51)は次のように書き換えられる。

$$\rho_{PH} = \frac{wd}{2\ell} (R_{\parallel s} - R_{\perp s}) \sin 2\phi \quad (3.54)$$

$$V_{PH} = \frac{w}{2\ell} (R_{\parallel s} - R_{\perp s}) I \sin 2\phi \quad (3.55)$$

式(3.55)で明らかなように, プレーナ・ホール電圧 V_{PH} は磁化飽和状態 (単磁区となった状態) では, 電流 I と飽和磁化 M_s とのなす角 ϕ に対して $\sin 2\phi$ で変化する。

以上は膜面と平行に磁界 H ($H > H_s$: 飽和磁界) を印加した場合であるが, 試料に対し任意の方向に磁界を印加した場合には, ホール端子に生ずるホール電圧 V_{Htotal} は, 膜面垂直方向の磁化成分 M_z による横ホール電圧 V_{TH} と, 膜面方向の磁化成分 M_{xy} によるプレーナ・ホール電圧 V_{PH} との和, すなわち

$$V_{Htotal} = V_{TH} + V_{PH} \quad (3.56)$$

となる。試料が単磁区状態となっていると仮定すると, 式(3.23)および式(3.55)から, V_{Htotal} は

$$\begin{aligned} V_{Htotal} = R_0 \frac{H_{appl} I}{d} + R_1' \frac{4\pi M_z I}{d} \\ + \frac{w}{2\ell} (R_{\parallel} - R_{\perp}) I \sin 2\phi \end{aligned} \quad (3.57)$$

のように表わすことができる。ただし, $R_{\parallel}$, $R_{\perp}$ はそれぞれ M の x 方向成分 M_x および y 方向成分 M_y に依存する抵抗であり, ϕ は

M の膜面方向成分ベクトル $M_{\parallel}$ が電流 I となす角である。

磁性薄膜では、反磁界係数 N は $N \doteq 4\pi$ としてよいから、式(3.11)および式(3.23)は、それぞれ次のように書き直すことができる。

$$\rho_H = R_0 H_{\text{appl}} + R_1 4\pi M \quad (3.58)$$

$$V_H = R_0 \frac{H_{\text{appl}} \cdot I}{d} + R_1 \frac{4\pi M \cdot I}{d} \quad (3.59)$$

また、任意の磁界方向に対して全ホール効果 (= 横ホール効果 + プレーナ・ホール効果) を表わす式は次のようになる。

$$\rho_H = R_0 H_z + R_1 4\pi M_z + \frac{1}{2}(\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \sin 2\phi \quad (3.60)$$

$$V_H = R_0 \frac{H_z I}{d} + R_1 \frac{4\pi M_z I}{d} + \frac{\omega}{2\ell} (R_{\parallel} - R_{\perp}) I \sin 2\phi \quad (3.61)$$

ここに H_z は印加磁界 H_{appl} の膜面に垂直な方向の成分である。

異常ホール効果は磁界 H の奇関数であるが、(異常)プレーナ・ホール効果は H の偶関数である。したがって、この両効果が重なれば、 V_H の H に対する対称性はなくなる。

真空蒸着法や化学電着法によって作成した、鉄族金属(Fe, Co, Ni)膜や鉄族合金膜(たとえばパーマロイ膜)では、磁化ベクトルはそれ自身が作る強い反磁界のために膜面垂直方向に立つことができず、膜面内に収めており、その方向は膜面内の磁化容易軸方向を向いている。このような面内磁化膜では磁化は膜面垂直方向に印加した磁界よりも、膜面と平行に印加した磁界によって動き易い。何故ならば、膜面垂直方向は磁化困難方向であり、しかも反磁界が大きいために有効磁界は小さく、スピンを膜面垂直方向に完全にそろえるには非常に大きな外部磁界(強磁性膜で数kOe

～数十kOe)を必要とするのに比べ、膜面方向では反磁界が小さいため、磁化容易軸方向で数0e～数十0e、困難軸方向でも数十0e程度の弱い磁界でスピンは配向し磁化が飽和するからである。

このため面内磁化膜では、外部磁界の大きさが小さいときには、プレーナ・ホール効果の方が横ホール効果よりも顕著に観察される。

3.3.2 磁性膜の磁気抵抗効果

面内磁化膜の磁気抵抗効果においても、ホール効果の場合と同様、弱磁界ではプレーナ効果が顕著に観察される。このプレーナ磁気抵抗効果は式(3.42), (3.43)および式(3.44)でもって記述することができる。これらの式とプレーナ・ホール効果を表わす式(3.50)および(3.51)とを比較すればわかるように、プレーナ・ホール効果とプレーナ磁気抵抗効果は本質的には表裏をなす現象であり、必ず同時に発生する。

以上磁性膜のホール効果および磁気抵抗効果について述べてきた。実験的にはこれらの効果は試料電流一定の場合には、膜厚が薄いほど出力電圧(ホール効果ではホール電圧 V_H 、磁気抵抗効果では電圧変化 $I \cdot \Delta R$)は大きい。パーマロイ膜試料を例にとれば、膜厚数百Å、抵抗値数Ωのもので $\pm$ 数十mAの電流に対し、mVオーダーのプレーナ出力電圧(飽和磁界 H_s : 数0e～数十0e)を得ることができる。

最近ではパーマロイ膜のプレ

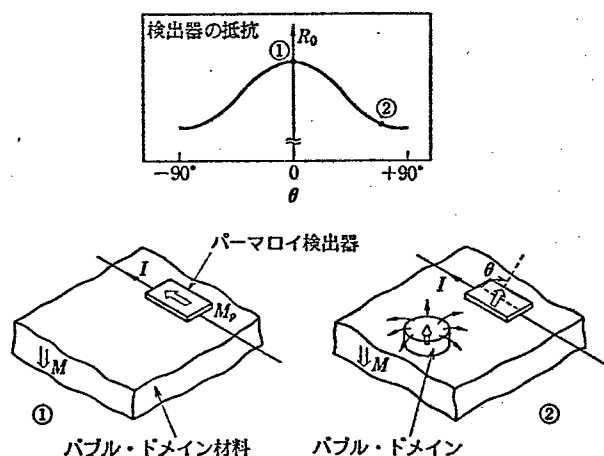


図3.4 プレーナ磁気抵抗バブル検出器の原理(Almasiらによる)

一ナ・ホール効果やプレーナ磁気抵抗効果を利用した薄膜メモリ⁴³⁾や近接スイッチなども考案され、磁気バブルドメイン技術の分野ではバブル磁区(直径数ミクロン)の検出にも利用されている(図3.4)^{44), 45)}。

一方、面内磁化膜に対し、膜面垂直方向に強い一軸磁気異方性を有し、そのため磁化ベクトル M が膜面垂直方向を向いている膜、すなわち垂直磁化膜(perpendicular anisotropy film)では、プレーナ効果よりも横効果の方が優勢になることが期待される。しかし、垂直磁化膜についてのホール効果や磁気抵抗効果の実験報告は、現在までのところほとんどなされていないようである。その理由はこれまで導電性を有する垂直磁化膜としては、MnBi系の数種の化合物磁性膜しか知られておらず、それらについての研究ももっぱら磁気的性質の解明のみに限られていたことにあると思われる。垂直磁化膜は二次元的な磁区構成をしているから、ホール効果や磁気抵抗効果と磁区パターンとの関係を調べるのが可能であると考えられる。

本研究はこのような観点のもとに、最近、新しい磁気バブル材料として開発された、Gd-Co(ガドリニウム-コバルト)垂直磁化膜の電流磁気特性を調べる目的でなされたものである。

第4章 Gd-Co膜とその作製

1972年, IBMのChaudhariらは, 適当な条件のもとでスパッタリング法により作製したGd-CoやGd-Feなどのアモルファス(amorphous; 非晶質)合金薄膜が膜面垂直方向に強い一軸磁気異方性を示し, 直径数ミクロンないしはそれ以下のバブル磁区(泡状磁区)が観察されることを発表した。IBMにつづいて筆者の所属する大阪大学桜井研究室においても, 高周波スパッタリング法を用いてGd-Co垂直磁化膜を作製することに成功した。^{2), 46)}本研究はこのGd-Co垂直磁化膜という新材料に対してなされたものであるもので, この章ではGd-Co膜の磁氣的性質とその作製法について述べておく。

4.1 Gd-Co膜の磁氣的性質

1959年, E. A. Nesbittら⁴⁷⁾は, 希土類金属と鉄族金属との化合物である GdCo_5 がフェリ磁性であることを発見した。それ以来, 希土類-鉄族金属間化合物が多くの人々によって研究されるようになり, 1960年にHubbardら⁴⁸⁾が GdCo_5 の粉末磁石において, 8kOeという大きな保磁力を見い出してからは, 希土類-鉄族化合物は永久磁石材料として注目されはじめた。数多くの組合わせがある希土類-鉄族化合物のなかでも, とくに RCo_5 (RはY(イットリウム)を含む希土類金属)で表わされる化合物は強い磁気異方性を示し, かつ, 大きな飽和磁化を有することから永久磁石材料として集中的に研究がなされ, その成果として SmCo (サマリウム・コバルト)磁石のような強力な永久磁石が次々と開発された。

Gd-Co化合物(あるいは合金)の場合, GdとCoのスピンは互いに反平行にならぶ性質があり, このためGdとCoの組成比をわずかに変えることによって, 任意の飽和磁化をもつGd-Co合金を得ることができる。さらに, スパッタリング法で作製したGd-Co非

晶質膜は、膜面垂直方向に強い一軸磁気異方性を有し、 $K_u > 2\pi M_s^2$ (K_u は膜面垂直方向の異方性エネルギー) なる条件を満足する程度に飽和磁化 M_s が小さければ、GdとCoの各スピンは互いに反平行の関係を保ったまま膜面垂直方向に立つ性質がある。^{1), 49)}

GdとCoの組成比がある特定の値となると、Gd, Coそれぞれの原子が形成するスピン副格子(sub-lattice)の磁気モーメント M_{Gd} , M_{Co} が相殺して、全体の(あるいは見かけの)磁化 M_s が零となる(このような組成を補償組成と呼ぶことにする)。

図4.1はGd-Co膜における成分比と M_s との関係を示したものであるが、 M_s の値は成分比によって直線的に変化しCo78%付近で最小となる。したがって、室温で垂直磁化膜を得るには組成比をCo78%とすればよいことがわかる。

GdスピンとCoスピントが完全なフェリ磁性的(または反強磁性的)配列をなすと仮定すれば、各スピン系の磁気モーメントが相殺、すなわち補償(compensate)する条件は、Co原子のボーア磁子数を $\mu_B(T)Co$, Gd原子のそれを $\mu_B(T)Gd$ とし、Coのモル成分を x として

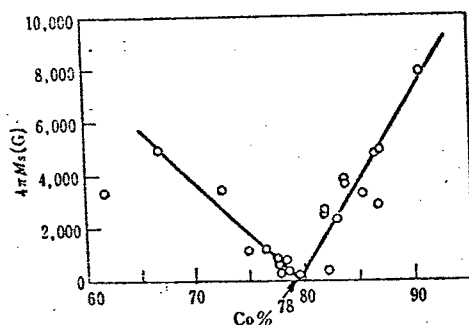


図4.1 Co成分比(モル%)と飽和磁化(室温)

$$\mu_B(T)Co \cdot x = \mu_B(T)Gd(1-x) \quad (4.1)$$

が成り立つことである。ここで $\mu_B(T)$ は μ_B が絶対温度 T の関数であることを意味している。

式(4.1)において、 μ_B の値として、たとえば絶対零度0Kでの値 $\mu_B(0)Co = 1.7$, $\mu_B(0)Gd = 7.55$ をとると $x = 82.7\%$ が得られる。

図4.2はGd-Co膜において、Gd, Coそれぞれの磁気モーメントが相殺する温度、すなわち補償温度(compensation temperature) T_{comp} とCo成分比との関係を実験的に求めたものである。図において、

$T = 0\text{[K]}$ ではCo 83%付近に補償温度があり、常温では78%付近に補償組成があることから、GdスピンとCoスピンの反平行配列をなしているという前の仮定は正しいことがわかる。すなわち、Gd-Co膜はフェリ磁性（ T_{comp} では反強磁性）であり、GdスピンとCoスピンはそれぞれ独自に副格子を形成していると考えられる。

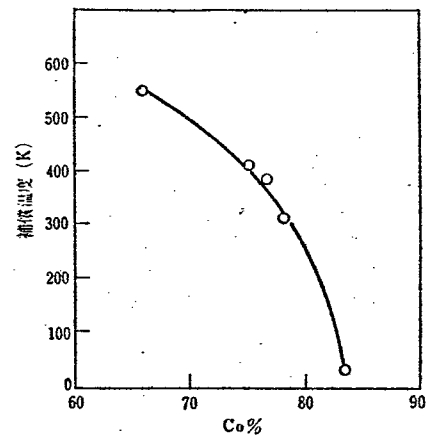


図4.2 Co成分比と補償温度

図4.3はGd-Co膜の飽和磁化 M_{GdCo} の温度依存性をGd副格子の飽和磁化 M_{Gd} 、Co副格子の飽和磁化 M_{Co} 、それぞれの温度依存性から説明したものである。図に示したように、 $M_{\text{GdCo}}(T)$ は

$$M_{\text{GdCo}}(T) = |M_{\text{Gd}}(T) - M_{\text{Co}}(T)| \quad (4.2)$$

で表わされる。 0[K] では、 M_{Gd} は M_{Co} よりもずっと大きい、温度上昇による減少が M_{Co} よりも激しいため、キュリー温度 T_0 以外で $M_{\text{Gd}}(T) = M_{\text{Co}}(T)$ となる温度が存在する。この温度が補償温度 T_{comp} で、 $M_{\text{GdCo}}(T_{\text{comp}}) = 0$ である。

図4.4はGd-Co膜において、膜面垂直方向に磁界を印加し磁化を飽和させた後、膜の温度を変化させた場合のGdとCoのスピン対の配向を示したものである。 $T < T_{\text{comp}}$ ではGdスピンの磁気モーメントがCoのそれよりも大きいため、Gdスピンが印加磁界方向を向き、Coスピンは磁界と反対方向を向く。 $T > T_{\text{comp}}$ ではGdスピンのモーメントがCoスピンのそれよりも小さくなるために、スピン対は逆転し、Coスピンが磁界の方向を向き、Gdスピンは磁界と反対方向を向くことになる。なお、 $T = T_{\text{comp}}$ では、Gd、Co両スピンの磁気モーメントの大きさは等しいので、Gd-Coスピン対にはトルクは働かず、各スピンは温度を変える

前の状態を保っている。

図4.5は反転磁区と非反転磁区が共存している，一般的な磁化状態におけるGd-Co垂直磁化膜内のスピン配向のようすを示したものである。

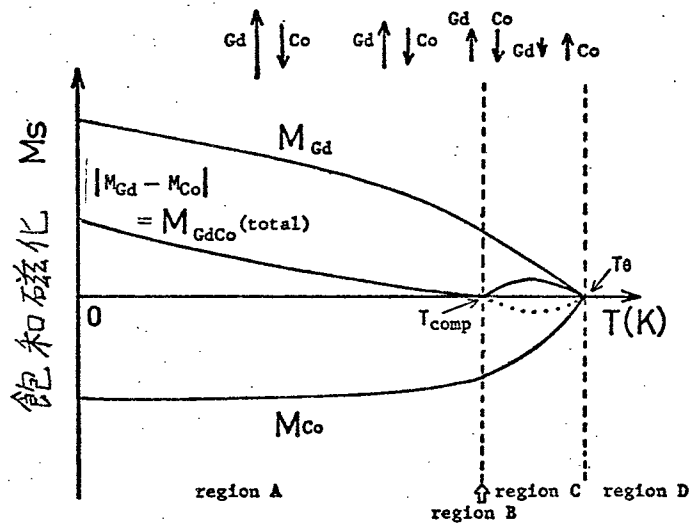


図4.3 Gd-Co膜の飽和磁化 M_{GdCo} の温度依存性

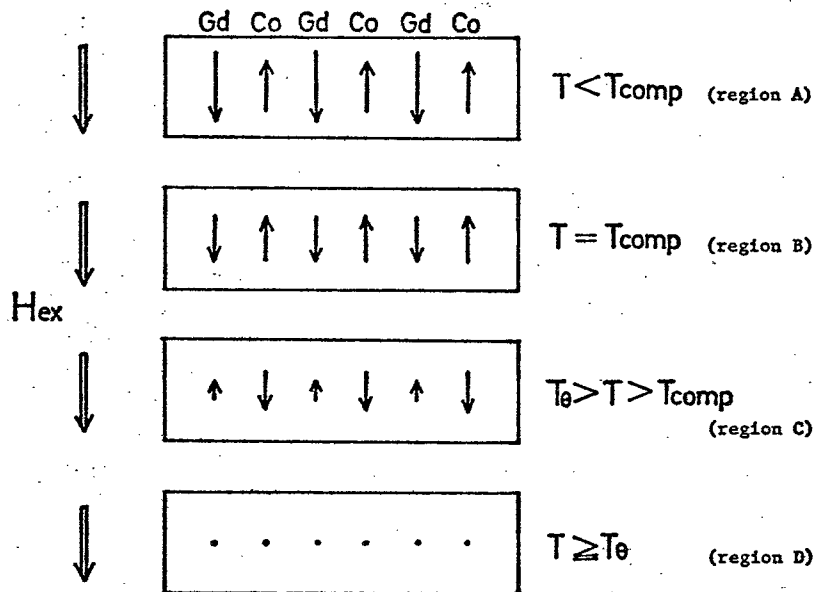
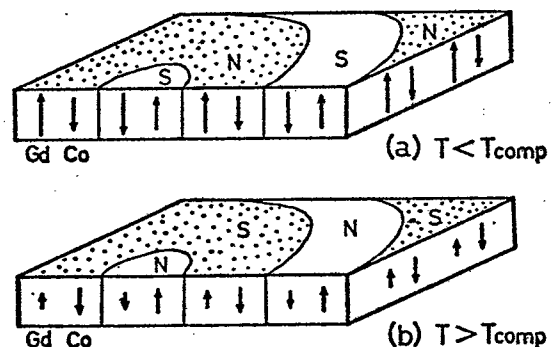


図4.4 Gd-Co膜中でのGd, Co各スピン磁気モーメントの配向(膜の断面図)
region A~Dは図4.3と対応
 H_{ext} は外部磁界

図4.5 反転磁区および非反転磁区内でのスピン配向



4.2 Gd-Co膜の作製

Gd-Co膜は高周波スパッタリングにより作製した。本節ではその作製法および作製した膜の性質について述べる。ただし、これらに関してはすでに詳しい報告がなされているので^{50), 51)}、ここでは第5章以下を理解するのに必要な程度にとどめる。

図4.6はGd-Co膜の作製に用いたスパッタリング装置を示したものであり、作製条件の一例は次のとおりである。

- ターゲット 直径20~25 mm, 厚さ6mmのボタン状Gd-Co合金。組成 Co 70~80モル%。
- スパッタ条件 電極間距離5 cm, 放電条件 13.56 MHz, プレート電圧2 kV, プレート電流 150~240 mA。
- 雰囲気 2×10^{-2} torr Ar (アルゴン)。
- 集束磁界 約500 e。
- 付着速度 50~150 Å/min。
- 膜厚 4,000~10,000 Å。
- 基板 主にスライドガラス, その他石英板, マイカ。取付盤を水冷。

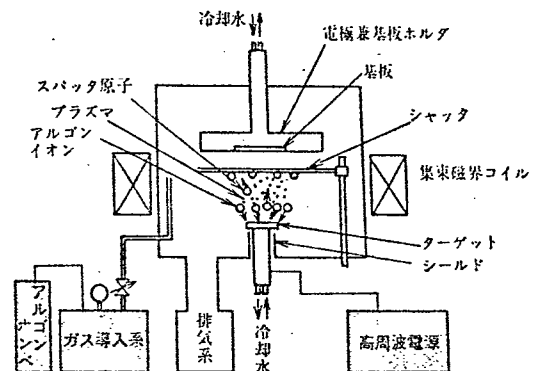


図4.6 スパッタリング装置

ターゲットはアーク熔融炉によって作製したボタン状のGd-Co合金を用いたが、同一のターゲットを用いた場合でも放電条件が異なれば膜の磁化特性は異なる。また、基板としては主に26×76 mmのスライドガラスを使用したか、膜の中央部と周辺部では組成比のわずかな違いから、磁化特性の違いが生じた。できた膜を電子線回折によって調べたところハロー・パターンが得られ、膜はアモルファスの状態にあることがわかった。また、トルク測定から、膜面垂直方向の強い一軸磁気異方性の存在が認められた。

Gd-Coスパッタ膜の磁区の様子は、ポーラ・カー効果(polar Kerr effect)により偏光顕微鏡を用いて観察することができる。

Gd-Co スパッタ膜ではいろいろな磁区パターンが観察されるが、消磁状態における磁区パターンによって、次の3種に大別される。

(i) 磁区幅が数ミクロンないしはそれ以下の迷路状磁区（メイズ磁区）を有し、バイアス磁界を加えるとバブル磁区を生ずるもの、

(ii) ストライプ状（縞状）の磁区が太目でバブル磁区が生じないもの、

(iii) 磁区が広く、パーマロイ膜に見られるような鋸歯状磁区を有するもの。垂直磁気異方性をもつ金属磁性膜の磁化特性はふ

つう、ポーラ・カー効果を利用して測定されるが、室温において

上記の3種の磁区パターンをもつGd-Co膜の磁化特性をポーラ・

カー効果によって調べると、図4.7のような結果が得られる。こ

の図より、磁区パターンと磁化曲線（M-Hループ）との間には

対応関係があることがわかる。また、図(a)のM-Hループ上には

垂直磁化膜の磁化曲線に特有の、ニュークリエーション・ポイ

ント（nucleation point；磁化反転点）N.P.の存在が認められる。保磁

力 H_c は磁区の幅が広い膜ほど大きく、M-Hループの形状もより

角形となることがわかる。

図4.7のの写真のような磁区パターンの違いは本質的

には膜の飽和磁化 M_s の大きさに依存しており、室温に

限って言えば、GdとCoの組

成が補償組成に近いものほ

ど M_s が小さく、このため、

磁区幅は広がり、磁化曲線は角形となる。また1つの膜に限って言えば、膜の温度が補償温度に近くなると M_s は減少し、磁区は広がり、磁化曲線は角形となる。

磁区パターンは温度とともに著しく変化し、補償温度から離れるにしたがって、非常に細かい迷路状磁区（磁区幅数ミクロンないしはサブミクロン）を呈するようになるが、磁区パターンと磁化曲線（M-Hループ）の形状との対応関係は保たれる。

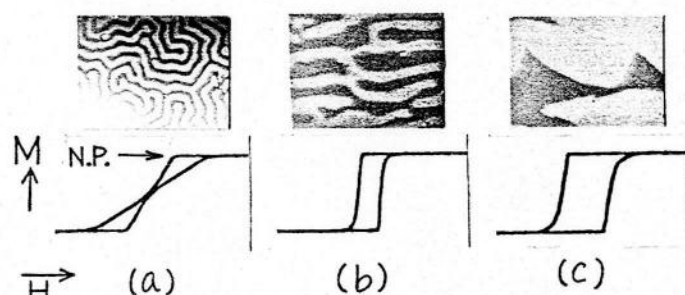


図4.7 磁区パターンとM-Hループ

第5章 Gd-Co膜におけるホール効果の測定

本章では4.2節で述べた方法によって作製した、Gd-Coスパッタ膜に対して行なったホール効果の測定実験について、その方法および実験結果、ならびに実験結果に対する考察を述べる。^{7), 52)}

5.1 はじめに

強磁性体では自発磁化に起因する異常ホール効果のために、ホール電圧 V_H が印加磁界 H に対してヒステリシスを示す場合が多いことがかなり以前より知られている。ところが、この V_H のヒステリシス現象については今日でも未知のことがらが多い。その要因としては、これまでになされてきた磁性体のホール効果に関する実験的研究のほとんどが、物性学的立場から物質定数としての正常ホール係数 R_0 および異常ホール係数 R_1 の値を求めることを目的としたものであり、そのためホール特性としては図3.1に示した初期特性しか取り扱われなかったことがまず第1にあげられる。またその他にも、試料が(1)バルク結晶である場合には、 V_H-H ヒステリシス特性は結晶磁気異方性はもちろん、試料の形状にも依存する、(2)薄膜である場合には、ふつう膜面垂直方向は磁化困難軸方向であるため、 V_H-H 特性は顕著なヒステリシスは示さない、などの理由により V_H-H ヒステリシス特性がとくに絶対的な意味をもたなかったこともあげられる。本実験においてはこのような背景をふまえるとともに、Gd-Coスパッタ膜が従来の金属磁性膜と違って垂直磁化膜であるという点を重視して、ホール効果のヒステリシス特性を調べることに重点を置き測定を行なった。また、ポーラ・カー効果によって膜の磁区を観察することによって、 V_H と磁化状態との関係を解明することも試みた。

5.2 実験

5.2.1 試料の作成

ホール効果測定の実験材料としては、 $26 \times 76 \text{ mm}$ のスライドガラス上にスパッタした膜を基板ごと $3 \times 6 \text{ mm}$ 程度の大きさに切り出し、ガラスエポキシプリント基板上に接着剤で固定したものを用いた。電極付けは導電塗料（銀塗料）によって行なったが、特に精密な測定を行なう場合には、電極部でのノイズの発生や温度ドリフトを防ぐために、クロムとその上に銅を真空蒸着して電極を作りリード線を直接はんだ付けした。入力電流用およびホール電圧用の各リード線は磁束の変化によるファラデー起電力をひろめないよう、より合わせた。試料ホール素子の一例を写真5.1に、リード線の取り出し方を図5.1にそれぞれ示す。

なお、スライド基板上的スパッタ膜から試料ホール素子を切り出す際には、膜面上で磁区パターンが一樣（すなわち磁化特性が一樣）である部分のみを切り出すよう注意を払った。ホール素子の形状は $l/w = 2 \sim 3$ とした。

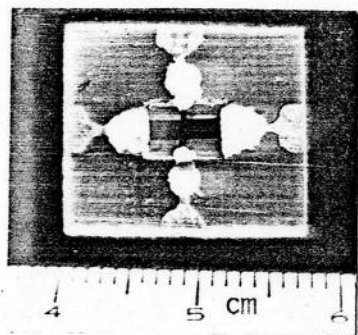


写真5.1 試料ホール素子

5.2.2 測定方法

ホール効果の測定は図5.2(a)の横効果（トランスバース効果）の場合と、(b)のプレーナ効果の場合について行なった。また、試料を磁界中で回転させ、 V_H の角 ψ および角 ϕ （図5.2参照）に対する変化を測定

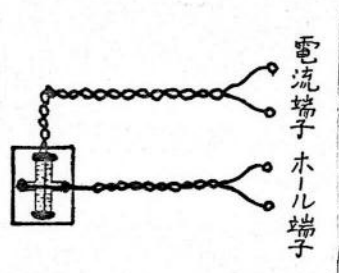


図5.1 リード線の取り出し方

することによって、これらの効果の磁界方向依存性を調べた。測定にあたっては、 V_H - H ヒステリシス特性を詳しく調べるため

に、 V_H のHに対する変化を直接、X-Yレコーダに画かせた。ホール効果の測定回路を図5.3に示す。素子電流(制御電流)の大きさは試料膜がジュール熱によって自己加熱

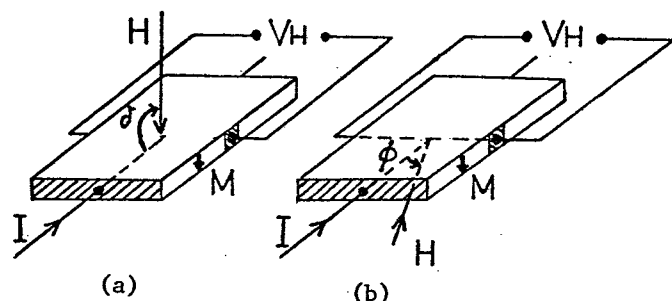


図5.2 横ホール効果(a)とプレーナ・ホール効果(b)

しないよう、25mA以下(消費電力としては数mW程度)にとどめた。使用したX-Yレコーダの最高感度は 0.05 mV/cm であるが、Gd-Co非晶質膜では出力ホール電圧がかなり大きいので、 $0.1 \sim 0.5 \text{ mV/cm}$ のレンジで十分測定可能であった。図5.3では省略してあるが、ホール電極間の不平衡電圧(オフセット電圧)は図5.4に示した可変電圧電池をホール出力リード線とレコーダのY入力端子の間に直列に接続することによって打ち消した*。電磁石の励磁は極低周波($0.1 \sim 1 \text{ Hz}$)の三角波電流源によって行なったが、とくに強磁界を必要とするときには通常の直流電源を使用した。

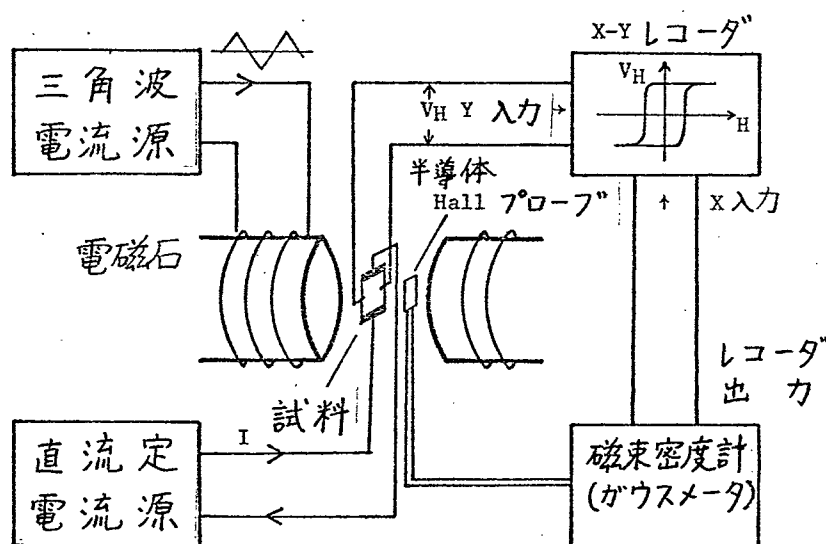


図5.3 ホール効果測定回路

* 通常のオフセット消去法と異なる(一般にはブリッジ法が用いられている)

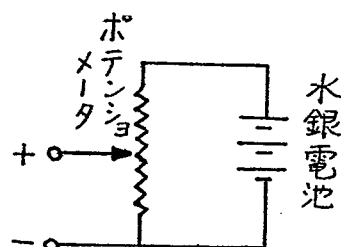


図5.4 オフセット電圧消去用電池
(水銀電池は発生電圧が安定しており、ノイズも少ない)

5.3 測定結果とその考察

Gd-Coスパッタ膜におけるホール効果の測定実験は、ホール電圧の磁界に対するヒステリシス特性に重点を置いて行ない、その形状や特徴、他の磁化特性測定法によって得られたヒステリシス特性との比較、温度依存性などを調べた。以下にこれらの実験結果を示し、それらに対する考察を述べる。

5.3.1 異常ホール効果とそのヒステリシス

図5.5は室温において写真5.2のような迷路状磁区を有する膜において得られた典型的なホール効果のヒステリシス・ループ（以下、 V_H - H ループと記す）である。図5.5の特性を図3.1の曲線と比較すればわかるように、このループはGdCo膜の異常ホール効果そのものを表わしており、正常ホール効果は無視できるくらい小さい。

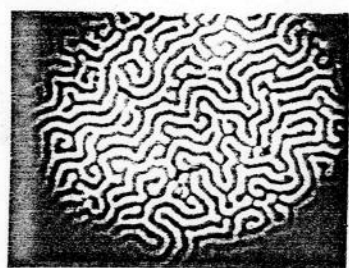


写真5.2 偏光顕微鏡によって観察したGd-Coスパッタ膜の迷路状磁区

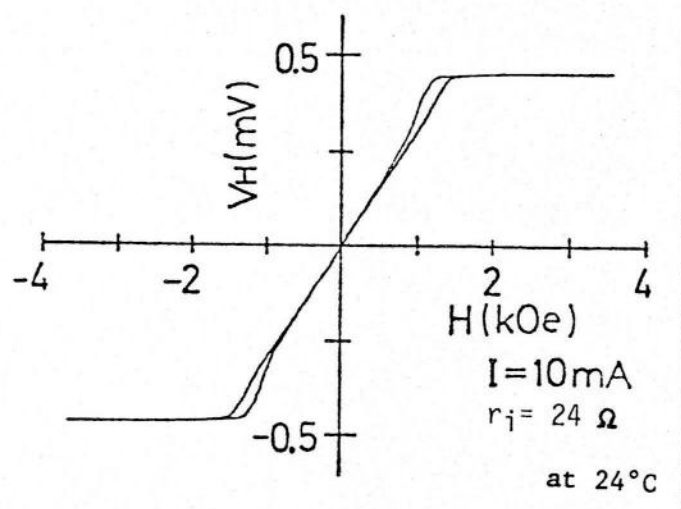


図5.5 迷路状磁区膜(写真5.2)における典型的な V_H - H ヒステリシス・ループ

図5.5の V_H - H ループで興味深いことは、まず、その最大ホール電圧が非常に大きいこと(飽和ホール抵抗率 $\rho_{Hs} (= V_{Hs} d / I)$ にして $\rho_{Hs} = 3.3 \mu\Omega \text{ cm}$)、および、飽和点の近くに迷路状磁区を有するガーネ

ット膜やオルソフェライト膜の磁化曲線に見られる、ニュークリエーション点(nucleation point)が存在していることである。

図5.6は正常ホール効果の大きさを調べるために、飽和磁界 H_s よりもはるかに大きい磁界($\pm 20\text{kOe}$)を印加してホール特性を調べたものであるが(図5.5とは別の試料)、飽和後の V_H の値はほとんど一定で、 $H=10\sim 20\text{kOe}$ での曲線の勾配から求めた正常

ホール係数 R_0 の値は $10^{-4}\text{cm}^3/\text{Coulomb}$ ($10^{-12}\Omega\text{cm/Oe}$)のオーダーないしはそれ以下であり、通常の金属と同程度であることがわかった。

Gd-Coスパッタ膜は垂直磁化膜

であるから、図5.5や図5.6のような V_H の変化はほとんど磁壁移動による磁化の配向効果によ

るものと考えられる。膜面垂直方向に磁気異方性をもたない金

属磁性膜では $V_H\sim H$ 曲線はヒステリシスをもたず、 $H=0$ から飽和に至るまでは正弦曲線のように単調に変化する。その一例として、面内磁化膜であるNi-Cr蒸着膜における横ホール効果の $V_H\sim H$ 特性を図5.7に示す。この場合、 V_H の変化は主として磁界による磁化の回転によると考えられ、図5.5や図5.6の $V_H\sim H$ 特性と対照的である。

5.3.2 横ホール効果とプレーナ・ホール効果

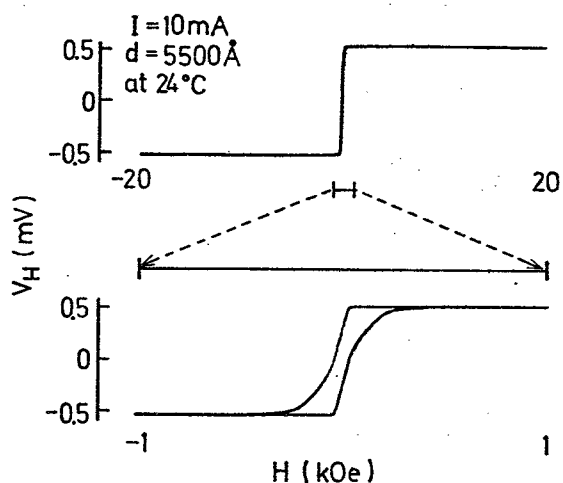


図5.6 Gd-Coスパッタ膜の $V_H\sim H$ 特性
上: 強磁界特性, 下: 弱磁界特性
(下の特性は上的一部分を拡大して示したもの)

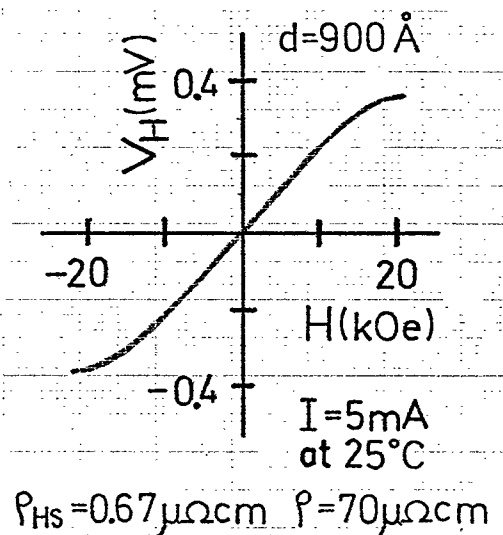


図5.7 面内磁化膜の $V_H\sim H$ 特性
の一例(Ni-Cr真空蒸着膜)

Gd-Co膜における上記のような横ホール効果の磁界方向依存性を調べるために、試料ホール素子を磁界中で角 δ および角 ϕ （図5.2参照）について回転した場合のホール電圧 V_H の変化を図5.8に示す。

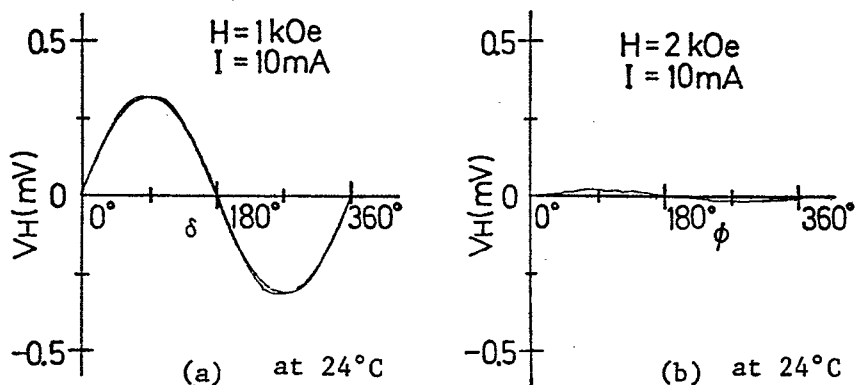


図5.8 V_H の磁界方向依存性, (a) 横効果の場合, (b) プレーナ効果の場合 δ および ϕ は電流と磁界のなす角

図5.8(a)から、 $H < H_s$ の磁界中では V_H は角 δ に対し、正弦波状に変化することがわかる（これは一般の半導体ホール素子の場合と同様である）。一方、図(b)の場合には、2kOeの強磁界中でもプレーナ効果はほとんど生じないことがわかる。この原因は膜面垂直方向の強い一軸磁気異方性（ H_k : 20 kOe 以上）のため、2kOe程度の磁界では磁化が膜面方向に傾かない（磁化の面内成分が生じない）ことにあると思われる。このような事実は面内磁化膜の場合とまったく様子を異にしている。比較のため、パーマロイ蒸着膜（面内磁化膜）における同様の実験の結果を図5.9に示す。

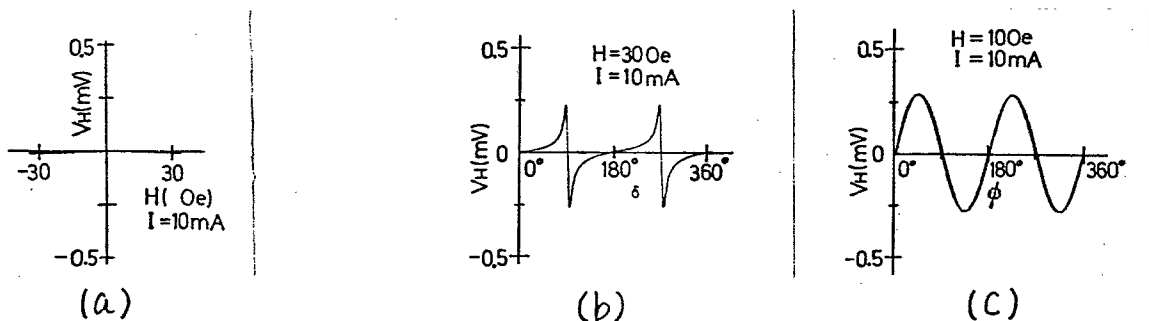


図5.9 パーマロイ薄膜におけるホール効果 (a) 横ホール効果 (b) V_H の δ 依存性 (c) V_H の ϕ 依存性 (プレーナ効果)

パーマロイ膜の場合，図(c)のように膜面方向の磁界に対してはわずか100e程度でプレーナ・ホール電圧が発生し，式(3.54)に従い $\sin 2\phi$ に比例して変化するのに対し，膜面垂直方向の磁界に対しては，図(a)のように，300eでも横ホール電圧は生じない（プレーナ・ホール電圧と同程度の大きさの横ホール電圧を得るには，十数kOeもの強磁界が必要である）。図(b)では V_H が ϕ に対し特異な変化をしているが，この V_H は横ホール電圧ではなく，膜面内の磁化容易軸が素子の長さ方向（すなわち電流方向）と一致していないことに起因して発生したプレーナ・ホール電圧である。

以上のように Gd-Co スパッタ膜は数kOe程度の磁界中では横ホール効果が支配的であり，プレーナ・ホール効果は非常に小さいことがわかる。したがって V_H の角 ϕ に対する変化は，膜面垂直方向の磁界成分 $H \sin \phi$ による膜の磁化状態の変化に対応していると考えられる。図5.10は写真5.3に示したような，広磁区膜において得られた角形の V_H -H ループと V_H - ϕ 特性である。図のように，角形 V_H -H ループ膜では V_H は角 ϕ に対し方形波状に変化する（ただし， $H > H_s$ ）。

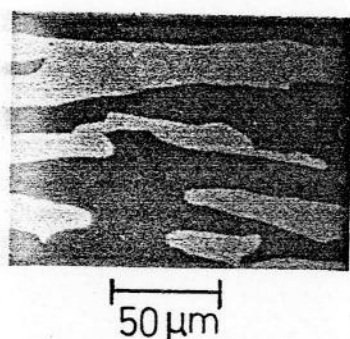


写真5.3 Gd-Co膜
の広磁区

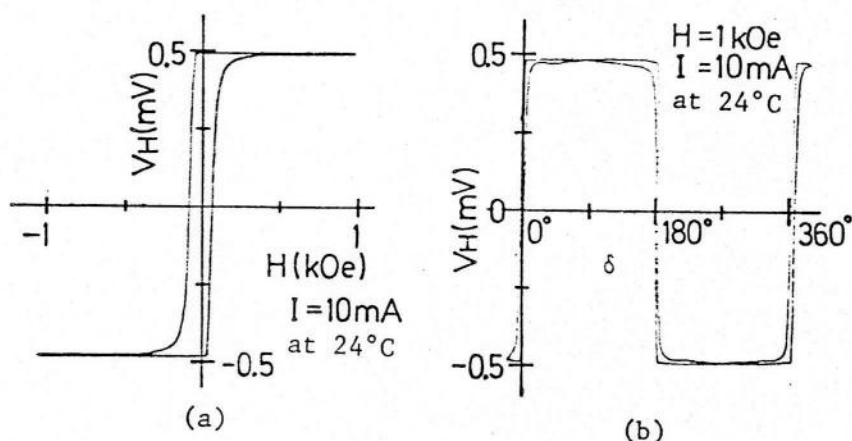


図 5.10 角形 V_H -H ループと V_H - ϕ 特性

5.3.3 異常ホール効果とカー磁気光学効果の対応

Gd-Coスパッタ膜において得られたこのような $V_H \sim H$ ヒステリシス・ループがどのような物理的意味をもつのかということ調べるために、同一の試料膜において、ホール効果とポーラ・カー効果とを図5.11のように同時に観察し、両効果のヒステリシス・ループを比較した。

図5.12はポーラ・カー効果による膜の $M \sim H$ ループと $V_H \sim H$ ループとを比較したものである。

図5.12において明らかに、2つのヒステリシス・ループはほぼ同じ形状をしていることから、 $V_H \sim H$ ループは膜の磁化特性を表わしていることがわかる。

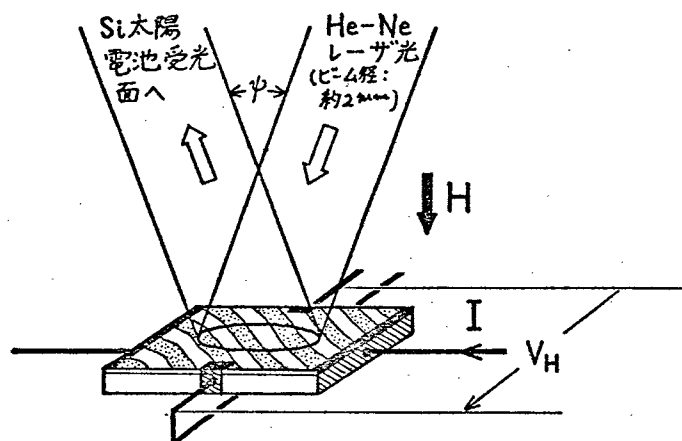
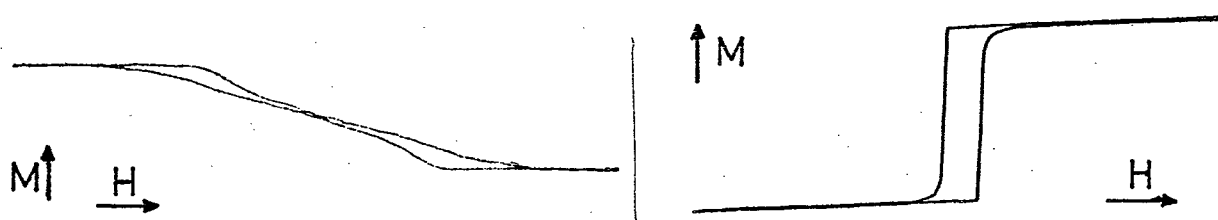
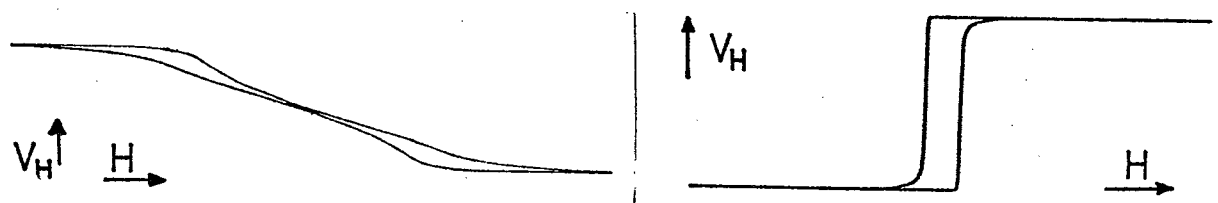


図5.11 ポーラ・カー効果とホール効果の同時測定(角 ψ は実際には非常に小さい)



(a) ポーラ・カー効果による $M \sim H$ ループ°



(b) (異常)ホール効果の $V_H \sim H$ ループ°

図5.12 ポーラ・カー効果による $M \sim H$ ループ°とホール効果の $V_H \sim H$ ループ°との比較 左側は迷路状磁区膜, 右側は広磁区膜

膜の磁気的性質が試料膜面内あるいは膜厚方向に均一でない場合には、両ループは必ずしも一致するとは限らない。しかし、そのような場合でも膜厚方向に均一であれば、カー効果の被測定領域（図5.11で、レーザ光のあたっている領域）と同程度の大きさのホール素子を作れば、両ループは一致することが実験的に確かめられた。つまり、カー効果によるM~Hループはレーザ光スポットのあたっている部分の磁化特性を表わすのに対し、ホール効果の V_H ~Hループは試料膜全体の平均的な磁化特性を表わしていると言える。

5.3.4 V_H ~HループとM~Hループとの比較

さらに V_H ~HループとM~Hループとの関連を調べるために、試料膜のM~H特性を試料振動型磁力計(VSM)によって測定し V_H ~Hループと比較した。図5.13はその結果を示したものである。この図においても、これら2つのループ間にかなり良い一致が見られる。

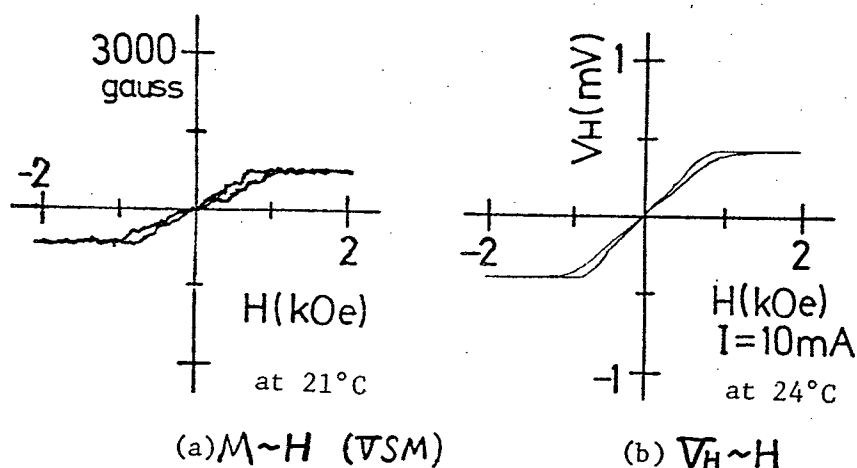


図5.13 VSMによるM~Hループと V_H ~Hループとの比較

5.3.5 V_H ~Hヒステリシス・ループの温度変化

Gd-Co膜の磁化特性は温度とともに大きく変化する。従って、

異常ホール効果のヒステリシス・ループもそれに応じて変化する。図5.14は補償温度(T_{comp})が -27°C にある試料膜について調べた、 $V_H \sim H$ ループの温度変化の一例である。

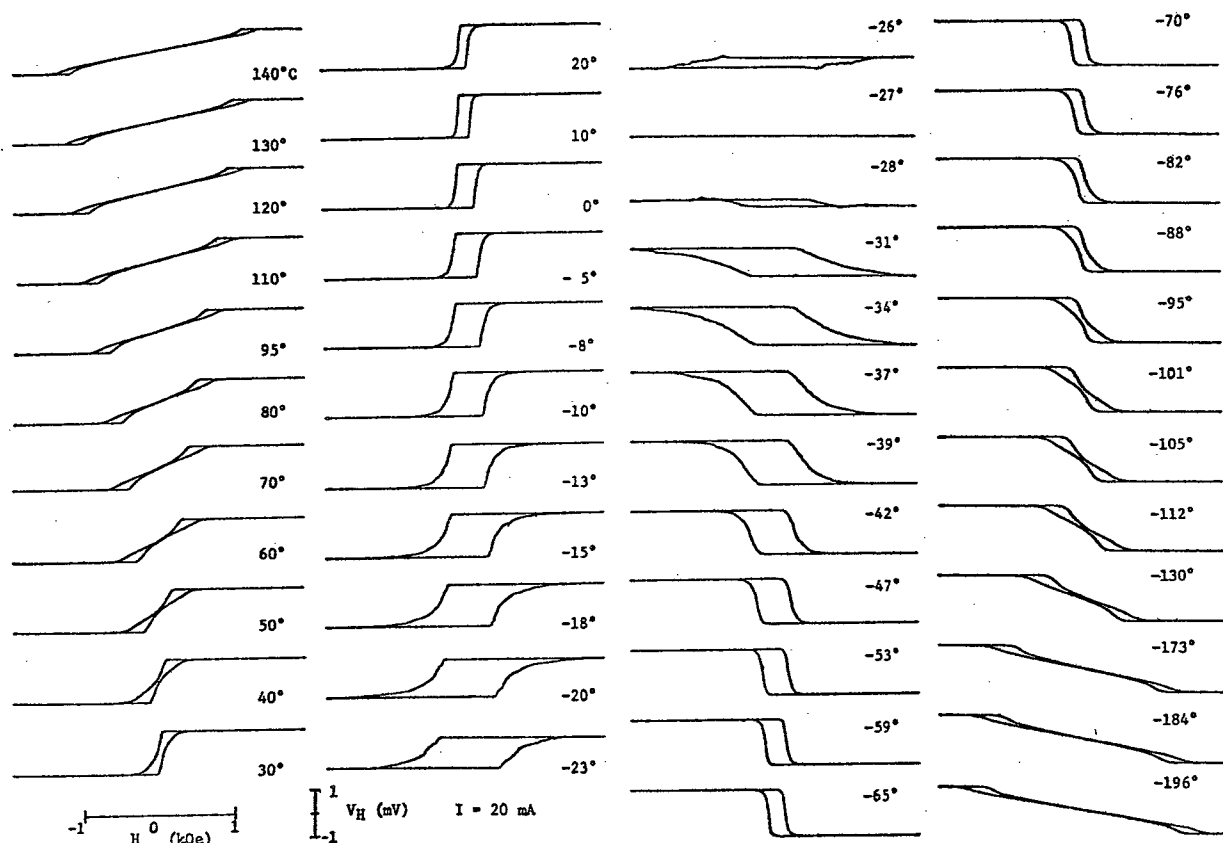


図5.14 $V_H \sim H$ ループの温度変化(試料膜の T_{comp} は -27°C)

上図の $V_H \sim H$ ループの形状から、膜の磁化特性は T_{comp} の近くでは保磁力 H_c の大きい角形であり、この温度から高温側および低温側へ遠ざかるにつれて、直線形となることがわかる。またこの図において注目すべきことは、 T_{comp} においてホール電圧 V_H が零となり、しかも、この温度を境として、 V_H の極性が反転していることである。ホール効果の定義式に従えば、異常ホール係数 R_i の符号は T_{comp} より低温側では負(n 型)であり、高温側では正(P 型)である。

T_{comp} における V_H の極性反転現象は、 Gd-Co スパッタ膜だけでなく、 Gd-Co 真空蒸着膜(面内磁化膜)の横ホール効果において

も観察される。⁵³⁾ 熱電能の測定によれば, T_{comp} の上下においてキャリアの符号反転は認められず, 電気伝導は n 型 (すなわちキャリアは電子) のままである。また後述するように, 外部磁界が存在しなければ角形 $V_H \sim H$ ループの磁気的な残留ホール電圧 (残留磁化によって生ずるホール電圧) V_{Hr} の極性は T_{comp} の上下で不変である。これら二つの事実から, T_{comp} における V_H の極性反転は電気物性的な現象ではなく, 磁界に対する Gd, Co 両スピンの方向逆転 (図 4.4 参照) に起因する磁気的現象であると考えられる。

図 5.14 の各ループにおいてもう一つ興味深いことは, T_{comp} 付近を除けば, V_H の絶対値 (最大値) が約 340° もの広い温度領域でほとんど一定であるという事実である。図 5.15 は図 5.14 の各ループ

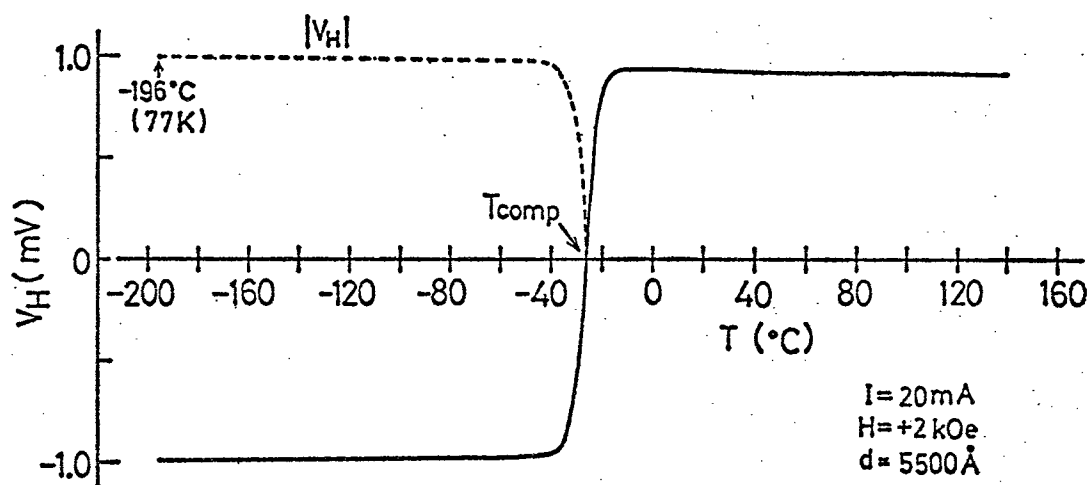
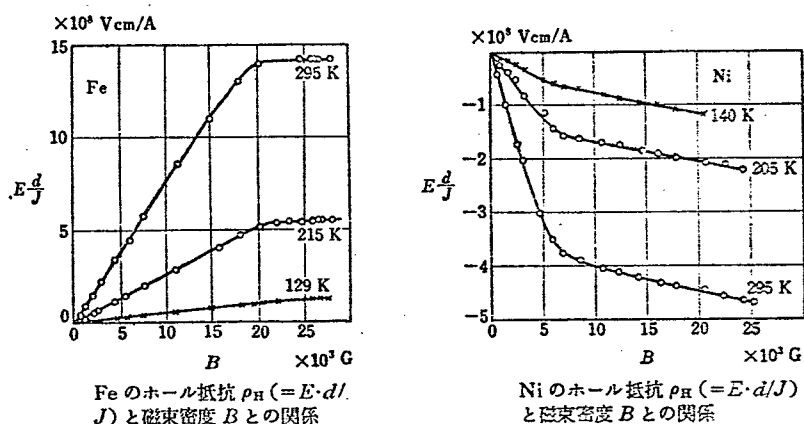


図 5.15 ホール電圧の絶対値 $|V_H|$ (飽和値) の温度依存性 (図 5.14 の V_H - H ループから読み取ったもの)

の V_H (飽和値) の温度特性を示したものであるが, $|V_H|$ の温度変化が非常に小さいようすがよくわかる。Gd-Co スパッタ膜の $|V_H|$ の値は 1.5 K の極低温においても室温での値とほとんど変わらないことが別の実験で確かめられている。⁵⁴⁾ しかも, 多くの膜において極低温における $|V_H|$ の値が, 室温でのそれよりもわずかなではあるが大きい傾向が見られた。これまでに報告されている各種金属磁性体結晶における異常ホール効果の実験結果では, 低温になるほどホール電圧 (ホール抵抗率) は小さくなり, 極低温では

零に近づくことが知られており、理論的にもそうなることが導かれる。したがって Gd-Co スパッタ膜におけるこのような特異な $|V_H|$ の温度依存性は膜の非晶質性に起因していると考えられる。比較のために図 5.16 に Volkenshtein⁵⁵⁾ らによる、Fe および Ni の結晶におけるホール特性の測定結果を示す。



E はホール起電力

d は試料の厚さ

J は全電流

図 5.16 Fe および Ni のホール特性

図 5.15 において、 $|V_H|$ は T_{comp} 付近で V 字形に落ち込んでいるが、この落ち込みは T_{comp} 付近では H_s (飽和磁界) が無限に大きくなるため、 V_H が飽和しなくなることによって生じたものであり、本来は、 T_{comp} を除いて $|V_H|$ は連続であると思われる。しかるに飽和磁化 M_s の温度変化の測定結果によれば、Gd-Co 膜の M_s は図 4.3 のごとく全温度域にわたって変化しており、 T_{comp} 付近では非常に小さい値となっている。以上により、 $|V_H|$ は Gd-Co 膜の M_s 、すなわち $M_s(\text{GdCo})$ ではなく、Gd または Co のいずれかの副格子磁気モーメントに依存していることが考えられる。

なお、膜によっては T_{comp} 付近で変則的な $V_H \sim H$ ループを示すものもある。図 5.17 は、変則的な $V_H \sim H$ ループの例である(カー効果 $M \sim H$ ループも同形)。この原因としては膜厚方向の組成の分布や、Gd, Co 両スピンの磁界による再配向(強制効果)などが考えられるが、その説明は今後の課題である。

図 5.14 に示した $V_H \sim H$ ループの温度変化は、カー効果による $M \sim H$ ループの温度変化とよく一致し、 T_{comp} におけるループの逆転

の様子も同様である。また、カー効果においても、温度測定の限界内($-10^{\circ}\sim 80^{\circ}\text{C}$)で、出力電圧の絶対値がほとんど一定であることが認められている。^{56), 57)}

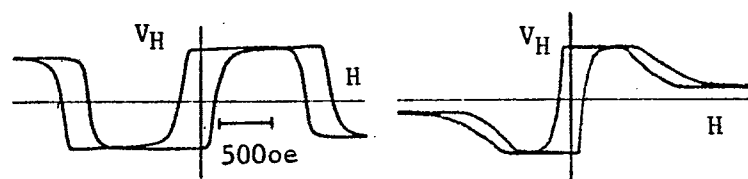


図5.17 補償温度付近で観察される変則型 V_H - H ヒステリシス・ループ°

5.3.6 Gd-Co膜の電気抵抗とその温度特性

Gd-Coスパッタ膜では ρ_H が大きく、その温度変化は小さいことがわかった。そこで、この原因を調べるために膜の電気抵抗とその温度特性を調べ、他のいくつかの膜と比較した。その結果Gd-Coスパッタ膜は組成比や作製条件によって、抵抗率 ρ の値は異なるがCo 70~80モル%のもので $\rho = 200\sim 250\mu\Omega\text{cm}$ であることがわかった。この値はCoの値($6\mu\Omega\text{cm}$)と比較して1桁以上大きく、しかもGdの値($140\mu\Omega\text{cm}$)の倍に近い値である(いずれも室温にて)。Gd-Coスパッタ膜が $2\sim 6\mu\Omega\text{cm}$ という大きな ρ_H をもつ原因は、このように膜の抵抗率 ρ が異常に大きいことにあると考えられる(第3章3.1.2参照)。

一方、抵抗の温度変化はきわめて小さく、約 300° もの広い温度範囲(測定温度域: -196°C (液体窒素温度) $\sim 100^{\circ}\text{C}$)で ρ の変化率は約1%ないしはそれ以下であり、平均的な温度係数 α は 10^{-5} のオーダーであることがわかった。図5.18はGd-Coスパッタ膜と他の膜との抵抗の温度変化を比較したものである。⁵⁸⁾ 図において、抵抗の変化分は各試料の -50°C での抵抗値 R_{-50} でもって規格化されている。また図中番号で示した各曲線はそれぞれ、(1)Gd-Coスパッタ膜、(2)(1)と同じ組成をもつGd-Co蒸着膜、(3)Coスパッタ膜、(4)Co蒸着膜、(5)Gdスパッタ膜、(6)Gd蒸着膜および(7)バルクCoの特性である。これらの各特性は膜の作製条件によって違ってくるが、図の場合、スパッタ膜は同じ条件で、蒸着膜は真空度 $2\times$

10^{-5} torr, 基板温度 200°C , 蒸着速度約 $50 \text{ \AA}/\text{sec}$ でそれぞれ作製したもので膜厚はいずれも $1000 \text{ \AA}$ 以上である。図で明らかなように,

Gd-Coスパッタ膜は他の膜に比べて抵抗の温度変化がはるかに小さい。| ρ |の温度変化が小さい原因はこのように ρ の温度係数 α が小さいことにあると思われる。図5.18に用いた Gd-Co 膜では $\alpha < 0$ となっているが, ρ の温度変化には試料により次の3つのタイプがあることがわかった。

(a) 温度の上昇とともに ρ が増加するもの (すなわち $\alpha > 0$), (b) 温度の上昇とともに ρ が減少するもの ($\alpha < 0$) および (c) ある温度に ρ の極小点をもつもの。図5.19は試料により, 抵抗の温度変化の様子が異なることを示したものである。

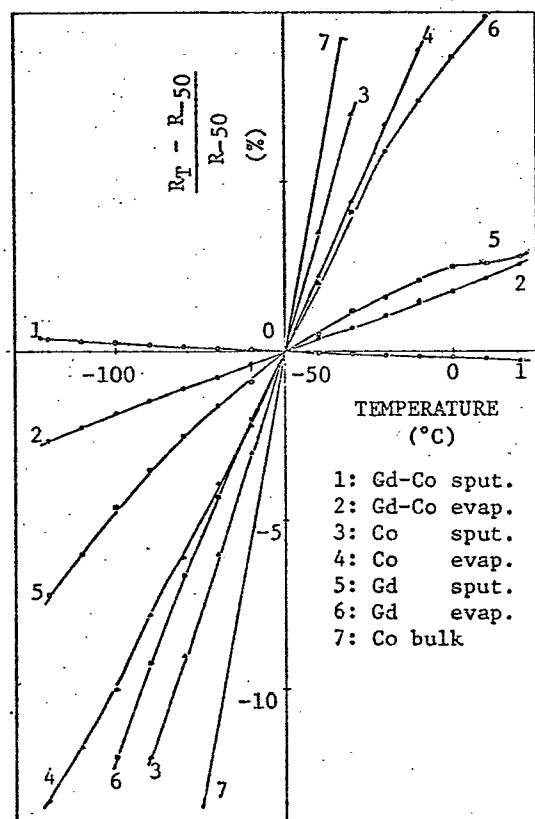


図5.18 Gd-Coスパッタ膜およびその他の膜の抵抗の温度変化 (-50°C の抵抗値で規格化)

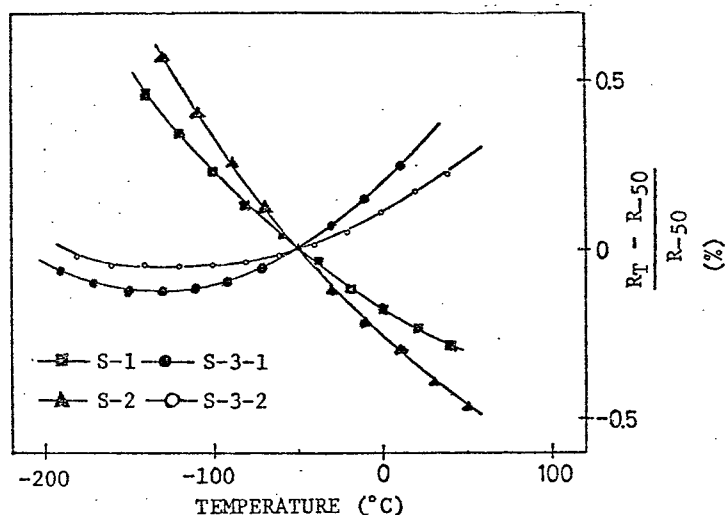


図5.19 Gd-Coスパッタ膜における抵抗の温度変化 (試料によりいろいろな変化の型がある)

試料膜による ρ - T (R - T) 特性の違いが組成によるものか, それとも作製条件によるものかは, 現時点ではわからない。この点については今後さらに実験を重ねる必要がある。

Gd-Coスパッタ膜における ρ 大, α 小の原因も膜の非晶質性にあると思われるが, 以下にその推察

を述べる。図5.20は結晶質金属磁性体と非晶質金属磁性体との原子配列の違いを示したものである。結晶では(a)のように原子は整然と並んでいるが、非晶体では原子は(b)のように不規則に分布していると考えられる。3.2.1で述べたように金属磁性体では

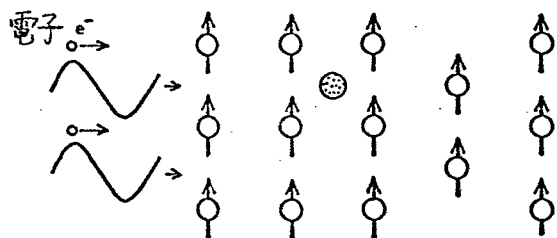
電気抵抗 ρ は、(1)不純物や結晶欠陥、(2)原子の熱振動および(3)スピンの熱擾乱などによって、結晶格子のつくる周期的ポテンシャル場が乱されることによって生ずる。したがって絶対零度0Kでは、上記(2)および(3)の影響はなくなり、 ρ は(1)による残留抵抗 ρ_r に等しくなる。

ところが非晶体では原子の配列は不規則で、周期ポテンシャル場は0Kにおいてすでに乱れている。そのため(1)はもちろん(2)および(3)による抵抗成分もそ

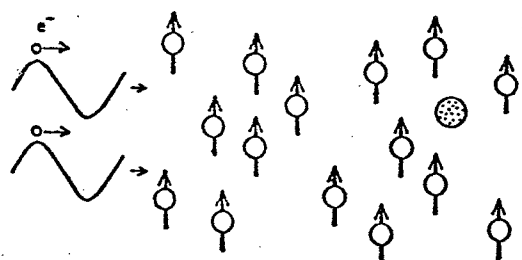
れぞれ残留値 ρ_{er} , ρ_{mr} をもつ。0Kでの原子の配置が十分乱れており、 $0 \sim 400\text{K}$ で $\rho_{er} \gg \rho_e(T)$, $\rho_{mr} \gg \rho_m(T)$ が成り立てば、 ρ は

$$\rho \doteq \rho_r + \rho_{er} + \rho_{mr} = \rho' \quad (5.1)$$

すなわち残留抵抗 ρ' にほぼ等しく、温度依存性をほとんど示さないことになる。(ρ_{mr} はこの場合、スピン配列の乱れに起因すると仮定)以上が非晶質磁性体で ρ の温度変化が小さい原因についての推察である。



(a) 結晶質磁性体



(b) 非晶質磁性体

↑スピン磁気モーメント, ○磁性原子, ⊙不純物原子

図5.20 磁性体の原子配列(0Kにおいて)

5.3.7 試料の形状効果

図2.1のような形状のホール素子では電流電極によってホール電圧 V_H が一部短絡されるため、幅 w に対して長さ l が短い場合には出力ホール電圧の低下が起こる。Gd-Coスパッタ膜においてこのような形状効果を調べた一例を図5.21に示す。この図より測定にあたっては、試料の形状をなるべく $l/w > 2.5$ とした方がよいことがわかる。

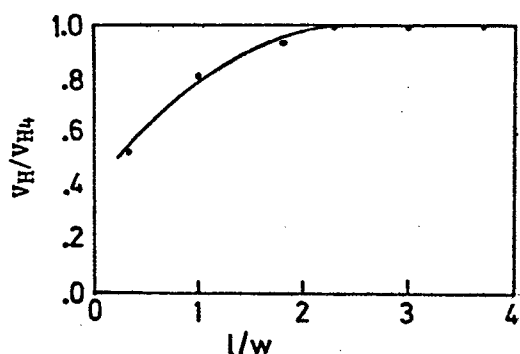


図5.21 ホール出力電圧 V_H に及ぼす試料の形状の影響(V_{H4} は $l/w=4$ のときのホール電圧)

5.4 むすび

Gd-Coスパッタ膜におけるホール効果の測定結果およびそれらに対する考察を述べてきた。実験結果をまとめると以下のようなになる。

(1) Gd-Coスパッタ膜では異常ホール効果が顕著であり、正常ホール効果は無視できる程度に小さい。

(2) 飽和ホール抵抗率 ρ_{Hs} (V_{Hsd}/I)は $2 \sim 6 \mu\Omega\text{cm}$ (絶対値)と非常に大きい。

(3) ホール電圧 V_H の印加磁界 H に対する変化は、磁壁移動による膜の磁区パターンの変化に対応している。

(4) 膜面垂直方向の強い一軸磁気異方性のため、プレーナ・ホール効果は生じにくい。したがって横ホール効果の方が支配的である。

(5) $V_H \sim H$ ヒステリシス・ループはポーラ・カー効果による $M \sim H$ ヒステリシス・ループと一致し、また、試料振動型磁力計(VSM)による $M \sim H$ ループとも対応する。したがって $V_H \sim H$ ヒス

テリシス・ループは膜の磁化特性を表わしている。

(6) ホール電圧 V_H の極性は補償温度 T_{comp} において反転し、見かけ上、異常ホール係数 R_H の符号は $T < T_{comp}$ で負($R_H < 0$), $T > T_{comp}$ で正($R_H > 0$)である。

(7) $V_H \sim H$ ヒステリシス・ループの形状は温度とともに著しく変化し、 T_{comp} 付近では角形、 T_{comp} から離れるにつれて線形となる。この変化の様子はポーラ・カー効果による $M \sim H$ ループの変化の様子と同様である。

(8) 最大ホール電圧 V_{HS} (または最大ホール抵抗率 ρ_{HS})の絶対値は T_{comp} 付近およびキュリー温度付近を除けば、 $0 \sim 400$ Kの広い温度範囲でほぼ一定である。この事実は膜の電気抵抗率の温度係数 α が非常に小さい(10^{-5} のオーダー)ことに関連すると考えられる。

(9) ρ_H が大きく、 α が小さい原因はGd-Coスパッタ膜が非晶質であることにありと思われる。

Gd-Coスパッタ膜において見出したこのような異常ホール効果は、単にGd-Coスパッタ膜に限らず、その他の希土類-鉄族合金(たとえば、Ho-Co, Tb-Co, Gd-Fe, Tb-Feなど)の非晶質垂直磁化膜においても顕著であることがその後の研究で明らかとなった。^{59), 60)} 異常ホール効果の測定は、特殊な装置や光学系を必要とせず、しかも雑音がほとんどないので、これらの膜のいろいろな磁氣的性質、たとえば保磁力 H_c 、ニュークリエーション磁界(磁区反転磁界) H_N 、飽和磁界 H_s 等の諸値を $V_H \sim H$ 特性から精密に読みとることができるので便利である。

さらに $V_H \sim H$ ループによる磁化特性の評価法は、希土類-鉄族合金膜以外の導電性垂直磁化膜に対しても適用できるであろう。

第6章 Gd-Co垂直磁化膜の異常ホール効果発生モデル

第5章で述べたようにGd-Coスパッタ膜では異常ホール効果が顕著であり、しかもそのヒステリシス・ループには興味ある諸性質があることが分かった。Gd-Co膜における異常ホール効果の発生機構を解析的に説明することは、膜が二元合金であり、しかも結晶学的に非晶質であるという点から見て難しいと思われる。しかし、 $V_H \sim H$ ループがポーラ・カー効果による $M \sim H$ ループと、その形状において一致することや、補償温度 T_{comp} において V_H の極性が反転するという事実を考慮すると、Gd-Co膜の異常ホール効果もある程度定性的に説明することは可能であると思われる。本章ではGd-Co膜の異常ホール効果をモデルによって説明することを試みる。

6.1 単磁区膜での異常ホール効果

磁性体における異常ホール電圧発生に対する理論的説明は、ふつう試料がある方向に完全に磁化飽和されている状態、すなわち、単磁区モデル(single domain model)においてなされる。そこでまず試料膜が図6.1のように磁界によって膜面垂直方向(紙面垂直方向)に磁化飽和し、単磁区となっている場合を考える。

補償温度より低温側ではGdスピンの磁気モーメントがCoスピンのそれよりも大きいため、Gdスピンの印加磁界 H と同じ方向を向き、Coスピンは H と反対方向を向いている。このようなスピン配列状態での異常ホール効果

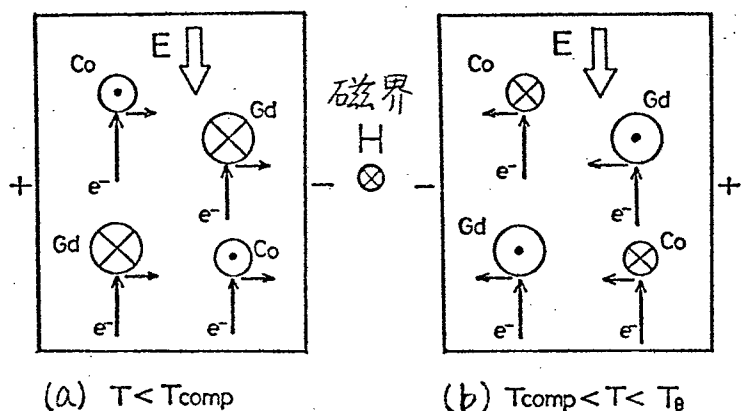


図6.1 単磁区状態におけるキャリアの散乱

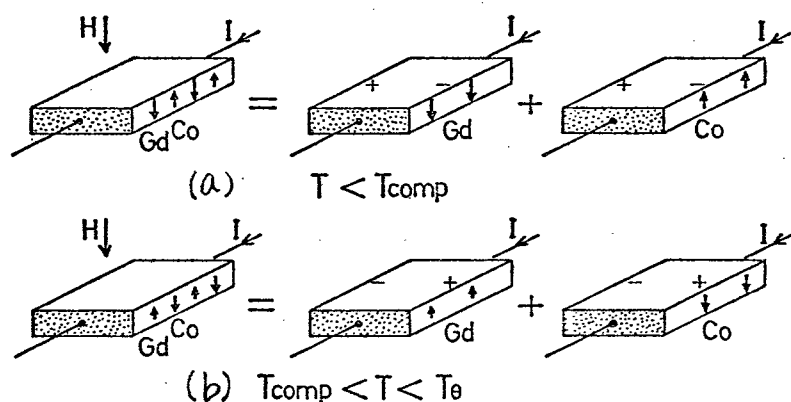


図6.2 副格子による異常ホール効果の重ね合わせ

は図6.2のようにGdスピン副格子による異常ホール効果とCoスピン副格子によるそれとの重ね合わせから成ると仮定する。いま図6.1のように磁界が紙面表より裏の方向を向いており、電界Eの方向が白矢印のようになっているとすると、Gd-Co膜の主キャリアである電子は電界と反対方向に加速され、GdおよびCo各スピンと衝突(相互作用)する。このとき電子はGd, Co両スピンによって図中に示した黒矢印のように、右方向に散乱を受けることが予想される。何故なら図6.3の表に示したように、Gd, Coともに伝導キャリアは電子であるが($R_0 < 0$), Gdの R_1 は負, Coの R_1 は正であることから、スピンによる電子の散乱方向は相異なる。しかるに $T < T_{comp}$ ではCoスピンの向きはGdスピンの向き(磁界の向きと同じ)と逆であるから、結局、両スピンによる電子の散乱方向は同じになるわけである。試料膜は有限の大きさであるから、膜の右側の電子密度が左側よりも大きくなり、右側の電位は下がり、左端の電位は上がる。このようにして異常ホール電圧が発生すると考えられ

	Gd	Co	Fe	Ni
R_0	—	—	+	—
R_1	—	+	+	—

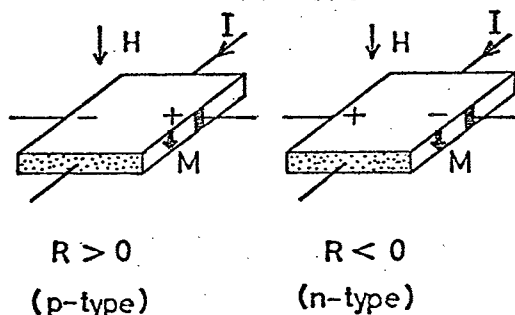


図6.3 主な磁性体のホール係数(室温にて) *Coは低温(220K以下)では $R_1 < 0$ となる^{55), 61)}

る。補償温度より上では磁界方向に対して、Gd, Co両スピンの向きが逆転する。それゆえキャリア電子は図6.1(a)の場合と逆方向に散乱され、同図(b)のようにホール電圧の極性は逆になる。以上のように考えると、Gd-Co膜の異常ホール係数は T_{comp} 以下で $R_H < 0$ (n型), T_{comp} 以上で $R_H > 0$ (P型)となるはずであるが、このことは実験事実と一致している。

6.2 多磁区膜での異常ホール効果

6.1で述べた単磁区膜での異常ホール電圧発生モデルをもとに、より一般的な多磁区膜(消磁状態にある膜のように多くの磁区が存在している膜)における異常ホール効果を考える。

多磁区膜でも個々の磁区に着目すれば、その中では図6.1のような電子散乱が生ずるとすると、たとえば、ストライプ状磁区から成る消磁膜では図6.4に示したような電子散乱が起こると考えられる。図のように反転磁区と非反転磁区(あるいはN領域とS領域)とではホール電圧(またはホール電界)の極性が逆であるから、ホール電極部(付近)では各磁区のホール電圧は打ち消し合い、全体的なホール電圧は零となる(ただし磁区幅 D はホール電極幅 S に比べてずっと小さいと仮定。図6.5参照)。

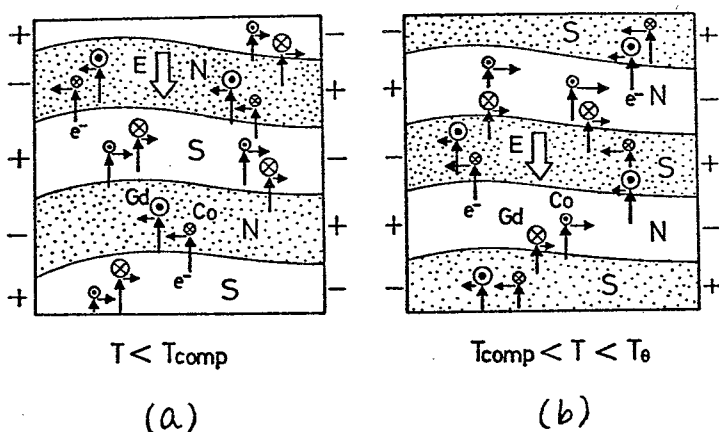


図6.4 多磁区膜における電子散乱
(N領域とS領域ではキャリアの散乱方向が逆)

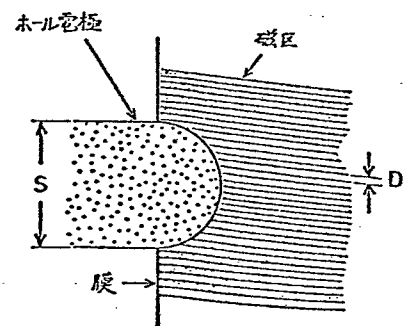


図6.5 ホール電極の幅と磁区幅
 S : 数百 μm ~ 1mm
 D : 数 μm ~ 数十 μm

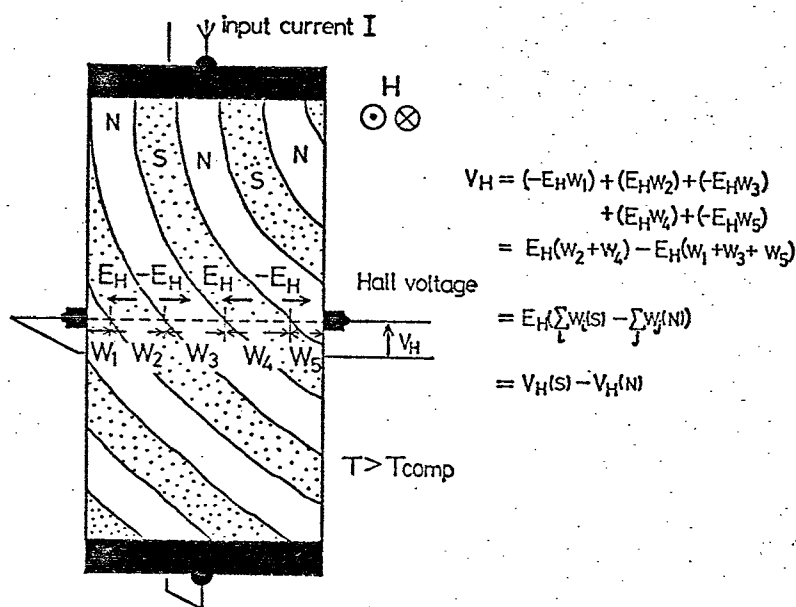


図6.6 ストライプ(縞状)磁区膜におけるホール電圧
(磁区幅は誇張して示されている)

以上は電流がストライプ状磁区と直角の場合を想定したが，図6.6のような場合には，ホール電圧 V_H は2つのホール電極を結ぶ方向のホール電界 E_H の積分値として得られる。図において，各磁区内では E_H が一様であると仮定すると， T_{comp} 以上では V_H は

$$\begin{aligned}
 V_H &= \int_0^w E_H dw = (-E_H W_1) + (E_H W_2) + (-E_H W_3) \\
 &\quad + (E_H W_4) + (-E_H W_5) \\
 &= E_H (W_2 + W_4) - E_H (W_1 + W_3 + W_5) \\
 &= E_H \left(\sum_i W_i(S) - \sum_j W_j(N) \right) \\
 &= V_H(S) - V_H(N) \tag{6.1}
 \end{aligned}$$

となる。ここに， $W_i(S)$ および $W_j(N)$ はそれぞれホール電極方向に測った， S ， N 各磁区の幅であり， $V_H(S)$ ， $V_H(N)$ はそれぞれ

れ S 磁区領域, N 磁区領域で発生したホール電圧の部分和である。いま, 図 6.6 で紙面表より裏の方向に磁界を加えてゆき, その大きさを飽和磁界 H_s に近づけると, 膜の表面 (紙面側) はほとんど S 領域となり, $V_H(N)$ は零に近づく。

すなわち

$$\lim_{H \rightarrow H_s} V_H = V_H(S) \quad (\because \lim_{H \rightarrow H_s} V_H(N) \rightarrow 0) \quad (6.2)$$

である。また反対方向の磁界 ($-H$) に対しては同様にして

$$\lim_{H \rightarrow -H_s} V_H = V_H(N) \quad (\because \lim_{H \rightarrow -H_s} V_H(S) \rightarrow 0) \quad (6.3)$$

横ホール効果では V_H は H の奇関数であるから

$$V_H(S) = -V_H(N) \quad (6.4)$$

であることは言うまでもない。

結局, 磁界 H によるホール電圧 V_H の変化は, H による膜面の N 領域と S 領域 (または反転領域と非反転領域) の面積差の変化に対応する。それゆえ, $V_H \sim H$ ループはポラ・カー効果による M-H ループと一致するわけである。

6.3 局在モデルによる考察

Gd-Coスパッタ膜はなぜ異常ホール効果が大きいのかという問題に関して、最初はすべての単体磁性金属中、最も異常ホール係数 R_H の大きいGdの存在に注目した。また小川らはGdの異常ホール係数の値がCoのそれに比べて2桁も大きい（室温にて）ことから、Gd-Co膜の異常ホール効果はGdそのものの異常ホール効果であり、補償温度 T_{comp} における V_H の極性反転はGdスピンの反転によるものであると述べた。^{(62), (63)} しかし、筆者は、Gd原子が組成的に大部分（約8割）を占めるCo原子によって、いわば、“希釈された”状態にあるGd-Co膜においてGd単体の性質のみを考えることに疑問をもち、他のいくつかの R_M -Co（ R_M は希土類磁性金属）膜についても異常ホール効果の測定を行なってみた。その結果、Ho-CoやTb-Coのスパッタ膜（Co：70～80モル%）もGd-Coスパッタ膜と同程度（2～7 $\mu\Omega\text{cm}$ ）の ρ_{HS} を有し、かつ T_{comp} 上下での R_H の符号反転も同じ（ $R_H < 0$; $T < T_{comp}$ ）であることがわかった。一方、小川らもDy-Coスパッタ膜において、同程度の値の ρ_{HS} および同様の R_H 符号反転現象を報告している。⁽⁶⁴⁾ Tb, DyおよびHoはGdに比べる

表6.1 希土類元素の電子配置

X線記号 分光学記号 原子番号 元素記号				元素名	K L M N O P Q																	
					1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	6s	6p	6d	7s
↑ 希土類元素 (ランタン系) ↓	セ	シ	ウ	ム	Cs	55	2	2	6	2	6	10	2	6	10	2	6	1				
	バ	リ	ウ	ム	Ba	56	2	2	6	2	6	10	2	6	10	2	6	2				
	ラ	ン	タ	ナ	ム	La	57	2	2	6	2	6	10	2	6	10	2	6	1	2		
	セ	リ	ウ	ム	Ce	58	2	2	6	2	6	10	2	6	10	2	2	6	2			
	プ	ラ	セ	オ	ジ	ニ	ウ	ム	Pr	59	2	2	6	2	6	10	2	3	2	6		
	ネ	オ	ジ	ミ	ウ	ム	Nd	60	2	2	6	2	6	10	2	6	10	4	2	6		
	ブ	ロ	メ	シ	ウ	ム	Pm	61	2	2	6	2	6	10	2	6	10	5	2	6		
	サ	マ	リ	ウ	ム	Sm	62	2	2	6	2	6	10	2	6	10	6	2	6	2		
	ユ	ニ	コ	ビ	ウ	ム	Eu	63	2	2	6	2	6	10	2	6	10	7	2	6		
	ガ	ト	リ	ニ	ウ	ム	Gd	64	2	2	6	2	6	10	2	6	10	7	2	6	1	
	テ	ル	ビ	ウ	ム	Tb	65	2	2	6	2	6	10	2	6	10	9	2	6	2		
	ディ	ス	ブ	ロ	シ	ウ	Dy	66	2	2	6	2	6	10	2	6	10	10	2	6	2	
	ホ	ル	ミ	ウ	ム	Ho	67	2	2	6	2	6	10	2	6	10	11	2	6	2		
	ニ	ル	ビ	ウ	ム	Er	68	2	2	6	2	6	10	2	6	10	12	2	6	2		
	ツ	リ	ウ	ム	Tm	69	2	2	6	2	6	10	2	6	10	13	2	6	2	2		
	イ	ッ	テ	ル	ビ	ウ	ム	Yb	70	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	2
	ル	テ	ニ	ウ	ム	Lu	71	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	1	2	
	ハ	フ	ニ	ウ	ム	Hf	72	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	2	2	
タ	ン	タ	ラ	ム	Ta	73	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	3	2		
タ	ン	グ	ス	テ	ン	W	74	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6	4	2	

と、異常ホール係数は小さいので、これらの R-Co 膜の異常ホール効果においては、R よりもむしろ Co の方が少なくとも磁気的には主役を果しているのではないかと考えた。そこで Gd や Tb などと比較的よく似た電子構造をもつが非磁性体である（したがって R_1 をもたない）、希土類元素 Sm にまず着目して（表 6.1 参照）Sm と Co との合金スパッタ膜を作製し、その異常ホール効果を調べた。その結果、Gd-Co 膜と同じ Co 成分比（75 モル%）を有する Sm-Co スパッタ膜の ρ_{HS} も Gd-Co 膜のそれとほぼ同じ大きさで、しかも $R_1 > 0$ であることがわかった。⁽⁴⁾ 図 6.7 は $Sm_{0.25}-Co_{0.75}$ 膜の $V_H \sim H$ 特性である。図に示した

ように、 ρ_{HS} , ρ ともに大きく、しかも低温（液体窒素温度： -196°C ）では ρ_{HS} がわずかに増加（ ρ はほとんど不変）することなどから、この膜も Gd-Co スパッタ膜と同じく非晶質膜であると思われる。

図において、この膜では H_S が大きいことが認められるが、その原因は、Sm-Co 膜は Gd-Co 膜と違って、フェロ磁性で

あり、飽和磁化 $4\pi M_s$ が 1 桁近く大きいことにある。なおこの Sm-Co 膜は面内磁化膜であるが、図 5.7 の曲線と違い、 V_H の飽和点に“肩”がはっきり見られることから、膜面垂直方向に磁気異方性が生じていると思われる。

次に Co と R_1 の符号が反対である Ni（図 6.3 参照）に着目し、その Gd との合金膜において、 T_{comp} での V_H の極性反転を調べた。その結果、Gd-Ni 膜（Gd：約 35 モル%）では、 T_{comp} 以下で $R_1 > 0$ 、 T_{comp} 以上で $R_1 < 0$ であり、R-Co 膜の場合と逆であることがわかった。Gd-Co 膜よりも Gd を多く含有する Gd-Ni 膜で、このよ

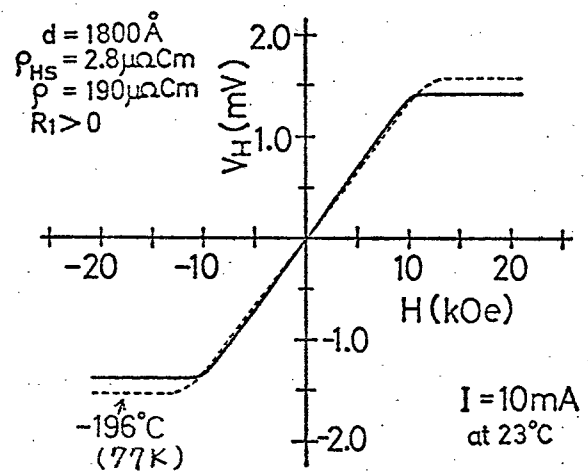


図 6.7 $Sm_{0.25}Co_{0.75}$ スパッタ膜の $V_H \sim H$ 特性

うな R_1 の極性反転が起こる事実は、小川らの説では説明できない。何故なら、Gd副格子の磁気モーメントがNiのそれよりも大きくしたがつてGdスピンの磁界と同方向を向く、 T_{comp} 以下の温度域で $R_1 > 0$ である (Gdの R_1 は負) からである。

R-Co 膜やGd-Ni膜の他、さらに Gd-Fe膜および Tb-Fe膜についても、 T_{comp} 上下での R_1 の符号を調べたが、いずれも R-Co 膜と同様 $T < T_{comp}$ で $R_1 < 0$ 、 $T > T_{comp}$ で $R_1 > 0$ であった。各種希土類-鉄族垂直磁化膜における $V_H \sim H$ ループの温度変化を図6.8に模式的に示す。⁽⁶⁴⁾

以上の諸実験結果から、Gd-Co膜の異常ホール効果において、Coスピンの働きは無視できないどころか、むしろGdスピンよりもより支配的な役割を果たしていることが考えられる。また、その他の希土類-鉄族合金磁性膜の異常ホール効果においても

鉄族原子のスピンが主要な役目を果たしていると思われる。

局在電子モデルの立場に立って、Gd-Co非晶質膜の異常ホール効果を眺めると、図6.9のような原子配置では、図6.10に示した4組の $s-d$ ないしは $s-f$ 相互作用がその原因として考えられる(3.1.2参照)。すなわち、(1)Gdの主な伝導電子である $6s$ 電子とCoの $3d$ スピン電子との相互作用 ($6s-3d$ 相互作用)、(2)Coの主な伝導電子である $4s$ 電子とGdの $4f$ スピン電子との相互作用 ($4s-4f$ 相互作用)、(3)Gd原子間での $6s$ 伝導電子と $4f$ スピン電子との相互作用 ($6s-4f$ 相互作用)、(4)Co原子間での $4s$ 伝導電子と $3d$ スピン電子との相互作用 ($4s-3d$ 相互作用)。

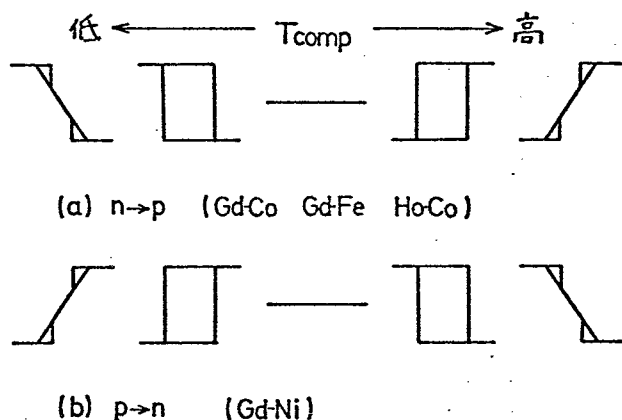


図6.8 R-鉄族垂直磁化膜における $V_H \sim H$ ループの温度変化 (n: $R_1 < 0$, p: $R_1 > 0$)

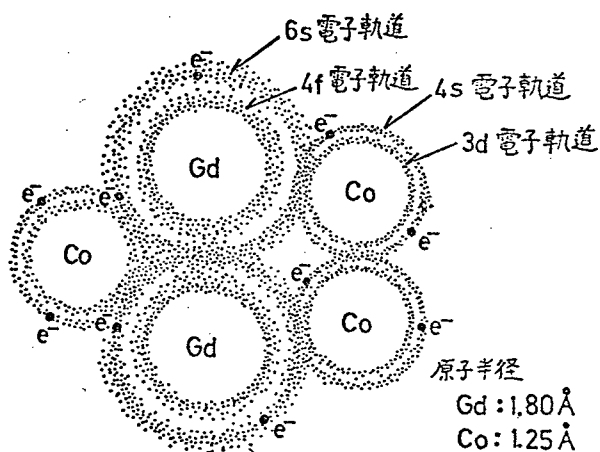
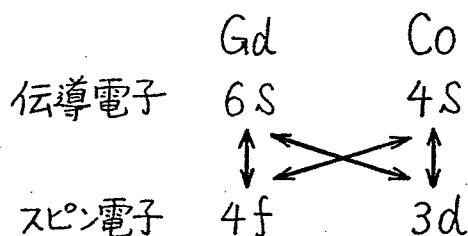


図6.9 Gd, Co各原子の電子軌道



(Gdの5d伝導電子は無視している)

図6.10 Gd-Coにおける伝導電子とスピン電子との相互作用

このうち(3)と(4)はそれぞれGd, Co単独の異常ホール効果である。前述のように磁氣的にはCoスピンが支配的であるとすれば、上の4つのうち(1)か(4)かのいずれかが主因ということになる。しかし、電気伝導においてGdの6s電子とCoの4s電子のいずれの寄与が大きいかということに関しては、それらの密度や移動度はもちろん、膜が非晶質であるという特殊な事情もからんでくるので難しい問題である。

第7章 Gd-Co膜における磁気抵抗効果の測定

本章では、ホール効果の測定に引き続いて行なった、Gd-Coスパッタ膜の磁気抵抗効果の測定実験について、その方法および実験結果、ならびに実験結果に対する考察を述べる。

7.1 はじめに

金属強磁性薄膜の磁気抵抗効果に関する実験研究報告は、これまでに数多く発表されている。しかし、従来の金属強磁性薄膜はそのほとんどが面内磁化膜であったため、それらの報告の大多数はプレーナ磁気抵抗効果を取り扱ったものである。一方、垂直磁化膜については、磁気抵抗効果の実験報告は未だ発表されていない。それはおそらく、(1)垂直磁化膜が作られるようになったのはごく最近である、(2)その数がMnBi系の数種の化合物膜に限られていた、などの事情によるものと思われる。本研究では、このような背景を考慮して、垂直磁化膜であるところのGd-Coスパッタ膜に対して、磁気抵抗効果の測定も行なった。

7.2 実験

Gd-Coスパッタ膜ではその強い垂直磁気異方性のため、プレーナ効果の測定は技術的に難しいことがわかったので、横効果のみを調べた。実験にあたっては抵抗変化率の値よりも、膜の抵抗値 R と磁区パターンとの関係、およびそれらの磁界 H による変化を調べることに重点を置いた。

7.2.1 試料の作成

磁気抵抗効果測定用試料は5.2.1で述べたのとまったく同じ手

順で作成した。試料の形状は写真 5.1 および図 5.1 に示したものと
 同じである。電流電極は接触抵抗による誤差を極力小さくし、かつ
 温度ドリフトや雑音の発生を防ぐために、金属(Cr, Cu)を真空蒸着
 して作った。

7.2.2 測定方法

磁気抵抗効果は二端子法によって測定した。すなわち、試料に
 直流定電流 ($10 \sim 30 \text{ mA}$) を流した状態で磁界 H を変化させ、
 電流電極間の電圧変化 ΔV ($= I \cdot \Delta R$: ΔR は抵抗値の変化分) と
 磁界 H との関係を直接 X-Y レコーダに画かせた。図 7.1 は磁
 気抵抗効果の測定回路を示したものであるが、基本的にはホール
 効果測定の場合と同じである。

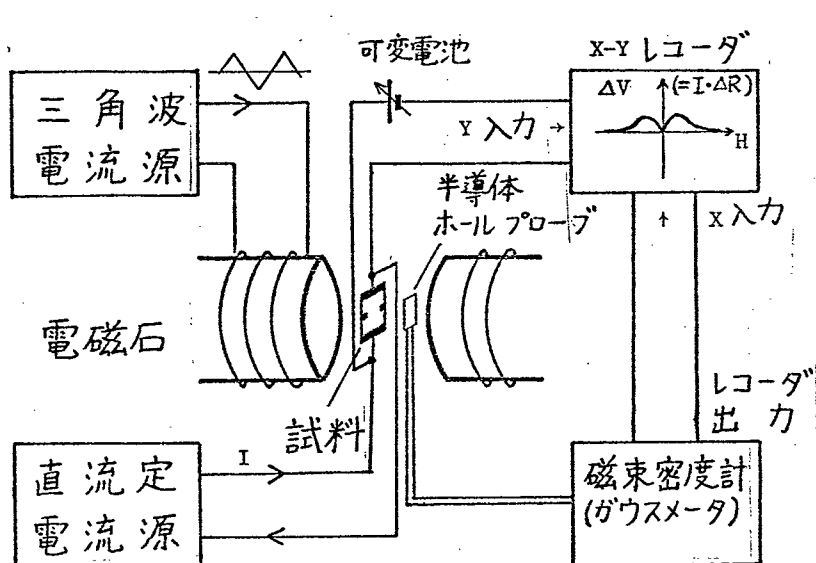


図 7.1 磁気抵抗効果の測定回路

図中試料とレコーダの Y 入力端子の間に挿入されている可変電池
 (図 5.4 参照) は、不変化電圧 V_0 ($= I \cdot R_0$: R_0 は H に依存し
 ない抵抗成分) を打ち消すためのものである。

7.3 測定結果とその考察

7.3.1 異常磁気抵抗効果とそのヒステリシス

Gd-Co 膜の磁気抵抗効果においても磁化状態に起因する異常磁気抵抗効果が支配的であることがわかった。抵抗変化 ΔR は磁界 H に対してヒステリシスを示すが、最大抵抗変化率 $\Delta R/R$ は 10^{-4} と非常に小さいこともわかった。

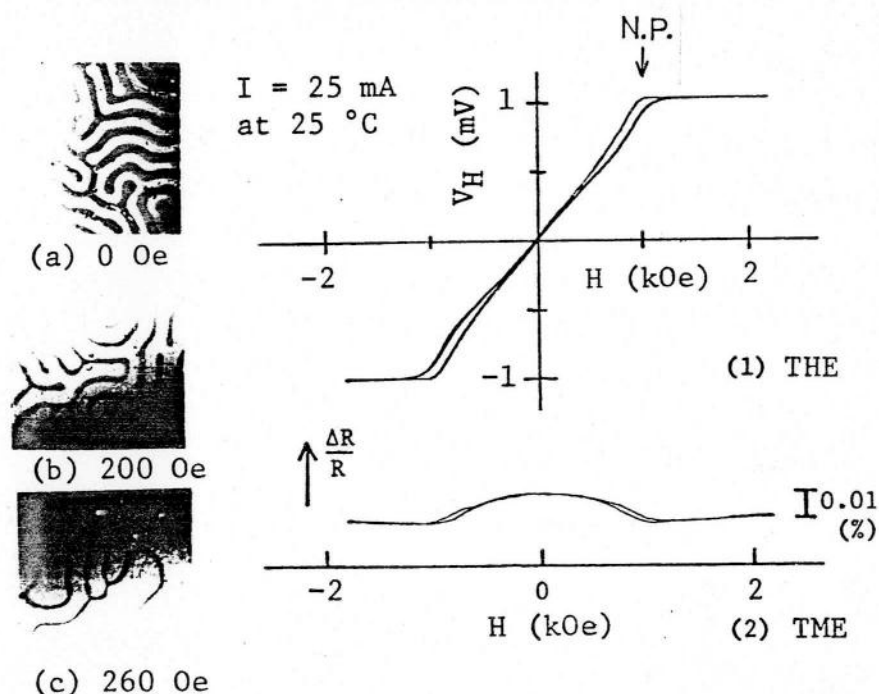


図7.2 迷路状磁区膜における横ホール効果(THE)と横磁気抵抗効果(TME)
左の写真は磁界印加による磁区パターンの変化

図7.2は迷路状磁区(写真(a))を有する膜において得られた、横磁気抵抗効果の $\Delta R/R (= \Delta R/R_0) \sim H$ ヒステリシス・ループを横ホール効果の $V_H \sim H$ ループと比較して示したものである。図の $\Delta R/R \sim H$ ループより、膜の抵抗値は消磁状態(写真(a))において最大で、磁界が増加するにつれて減少し、ある磁界 H_s で飽和することがわかる。この飽和磁界 H_s は図(1)の V_H が飽和する磁界と一致する。また、 $V_H \sim H$ ループ上にはニュークリエーション点(図中N.P.と表示)が見られるが、これに対応する点が $\Delta R/R \sim H$ ループ上にも認められる。このように $\Delta R/R \sim H$ ループ(または $\Delta R \sim H$ ループ

プ)と $V_H \sim H$ ループとの間には対応関係があることから、抵抗値の変化は磁区パターンの変化に関係していることがわかる。図7.2中の写真は磁界による磁区パターンの変化を示したものであるが、反転磁区、非反転磁区いずれにおいてもその磁区内では磁化は飽和しており、飽和磁化ベクトル M_s はつねに電流と直角である。この飽和磁化 M_s による抵抗率 ρ_m は M_s の偶関数($\rho_m = a_1 M_s^2$)で、 M_s の向きには依存しないから各磁区の抵抗率は同じである。したがって図(2)に示されている抵抗変化は磁壁の増減と関係があることが考えられる(図7.3参照)。

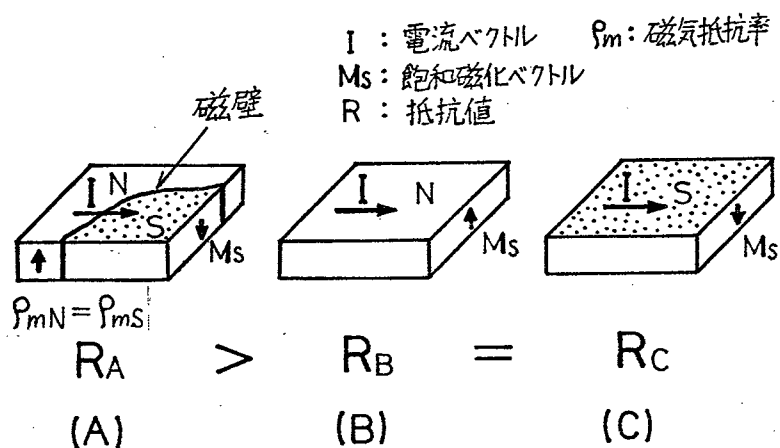
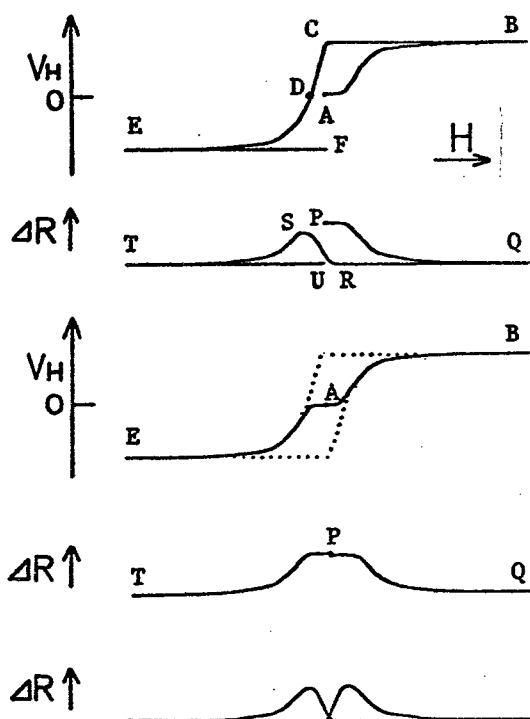


図7.3 垂直磁化膜内の電流ベクトルと飽和磁化ベクトル

R_A, R_B, R_C はそれぞれ状態(A),(B),(C)の場合の抵抗値

7.3.2 磁化状態と異常磁気抵抗効果

膜の抵抗値 R と磁区パターン、すなわち磁化状態との関係を調べるために、室温において角形の磁化特性を有する膜において、交流消磁状態から始まる $V_H \sim H$ および $\Delta R \sim H$ 両ヒステリシス・ループを同時に観察し、比較した。その結果を図7.4に示す。図において、(a)は消磁状態Aから始まる $V_H \sim H$ 特性、(b)は(a)に対応する $\Delta R \sim H$ 特性、(c)はAからBおよびAからEへの $V_H \sim H$ 初期曲線、(d)は(c)に対応する $\Delta R \sim H$ 初期曲線、(e)は $\Delta R \sim H$ 特性のメジャー・ループである。また、 $V_H \sim H$ ループ上に記した、A～Fの各点は $\Delta R \sim H$ ループ上のP～Uの各点と対応する。この図より膜の抵抗値は消磁状態A(またはP)において最大で、



(a) 消磁状態Aから始まる $V_H \sim H$ ループ°

(b) (a)に対応する $\Delta R \sim H$ ループ°
点P~Uはそれぞれ(a)の点A~F
に対応

(c) AからB.およびAからEへの $V_H \sim H$
初期曲線(点線は $V_H \sim H$ メジャー・
ループ°)

(d) (c)に対応する $\Delta R \sim H$ 初期曲線

(e) $\Delta R \sim H$ メジャー・ループ°

図7.4 角形磁化膜における $V_H \sim H$ 特性と $\Delta R \sim H$ 特性の対応

過渡的な消磁状態D(またはS)で極大を示し、膜が飽和し単磁区になると最小かつ一定になることがわかる。状態PやSでは膜は多磁区から成り、磁壁が多く存在することから、PあるいはSで抵抗値が大きいのはこの磁壁の存在によるものであることがわかる。

7.3.3 磁壁と異常磁気抵抗効果

磁壁の存在と異常磁気抵抗効果との関係をさらに詳しく調べるために、図7.5のような平行磁区からなる膜において、(A)のように電流が磁壁と直角な場合、および、(B)のように平行な場合について、 $V_H \sim H$ ループ°と $\Delta R/R \sim H$ ループ°の観察を行なった。

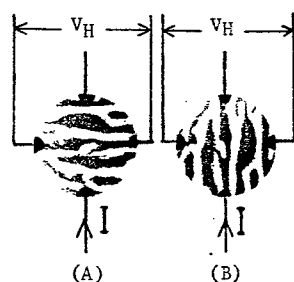
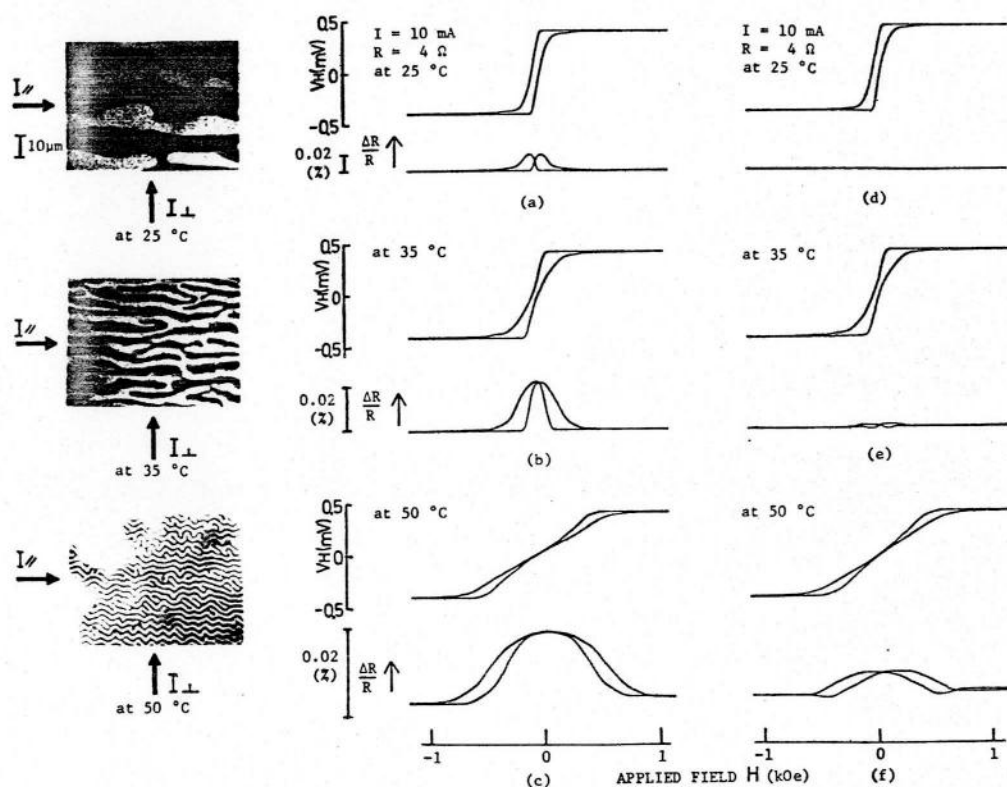


図7.5 電流が磁壁と直角の場合(A),および平行の場合(B)



(A) 電流⊥磁壁 (B) 電流//磁壁

図7.6 電流 I が磁壁と直角な場合,および平行な場合の $V_H \sim H$ 特性ならびに $\Delta R/R \sim H$ 特性

その結果を図7.6に示す。図において, (a)と(d), (b)と(e)および(c)と(f)はそれぞれ 25°C, 35°C および 50°Cにおける $V_H \sim H$ 特性ならびに $\Delta R/R \sim H$ 特性である。このうち, (a)~(c)は試料電流 I が磁壁と直角の場合であり, (d)~(f)は平行の場合である。なお図中左の写真は各温度での磁区パターンである。この図から, 異常ホール効果は I が磁壁と直角, 平行いずれの場合もほぼ同じであるのに対し, 異常磁気抵抗効果は後者の場合には非常に小さいことがわかる。とくに 25°Cの場合のように磁区が広く, したがって, 磁壁の数が少ないと磁気抵抗効果はほとんど観察されない。

以上の実験事実から, Gd-Coスパッタ膜の横磁気抵抗効果は, 測定電流が横切る磁壁の数が磁界により変化することによって生ずると結論づけられる。

磁壁数の密度が二次元的に等方的な膜(たとえば図7.2(a)の迷路

状磁区膜)では、電流方向によらず磁壁数が多いほど抵抗値は大きい。それゆえ、消磁状態から始まる異常磁気抵抗効果(横効果)は、磁界印加によって抵抗値が減少する“負の効果(negative magnetoresistance effect)”となるわけである。

以上の実験結果はL. Berger⁶⁵⁾の理論的予測に合っており、抵抗変化 $\Delta R/R \simeq 10^{-4}$ の大きさも彼の予測値とオーダー的に一致している。磁壁による抵抗値増加の原因は、磁壁内で急激に回転しているスピン列(図7.7参照)によるキャリア散乱にあると思われる。

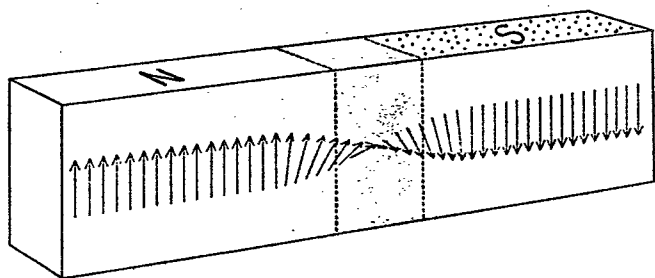


図7.7 磁壁内でのスピンの回転

(Gd-Coスパッタ膜の場合図のような磁壁構造になっているかどうかは現時点では不明)

7.4 むすび

Gd-Coスパッタ膜の横磁気抵抗効果は、試料電流が横切る磁壁の数が磁界によって変化することによって生ずることがわかった。磁壁数の変化は磁区パターンの変化と密接に関係するので、 $\Delta R \sim H$ ループは $V_H \sim H$ ループと対応する。したがって、 $\Delta R \sim H$ ループから膜の磁気的性質を記述する諸値、たとえば、保磁力 H_c 、ニューワリエーション磁界(反転磁界) H_n 、飽和磁界 H_s などを読み取ることができる。(横)磁気抵抗効果の測定は2端子で済むので、膜の磁化特性を推定するのに便利である。

従来の異常磁気抵抗効果の理論や実験では、磁化の大きさとその方向が問題とされ、磁壁の存在の影響は無視されていたが、本研究により、Gd-Coスパッタ膜のような垂直磁化膜では、磁壁の

存在が横磁気抵抗の主因となり得る事実を見出した。

第8章 異常ホール効果の応用⁽⁶⁾

本章では、Gd-Coスパッタ膜をはじめとする膜面垂直方向に磁化容易軸をもつ、希土類-鉄族合金非晶質膜において見いだされた顕著な異常ホール効果を実用的見地から眺め、その応用の可能性について検討する。

8.1 はじめに

Gd-Coスパッタ膜をはじめとする希土類-鉄族合金非晶質垂直磁化膜は、従来報告されていない異常ホール効果特性を示すことがわかった。この特性は物性学的にみて興味深いだけでなく、その出力ホール電圧の大きさからみて、実用的な応用の可能性が期待される。現在、これらの膜は新しい磁気バブル材料、あるいは磁気記録材料として注目されているが、その磁気材料としての特質と顕著な異常ホール効果とを結びつけばいろいろな応用が考えられる。以下に、計測制御技術および情報処理技術の分野への応用を検討する。

8.2 記憶素子

図8.1に示すような角形のホール特性を有する膜は、残留ホール電圧(残留磁化によって発生する異常ホール電圧) V_{Hr} を利用して、電氣的に非破壊読み出しのできる不揮発薄膜メモリとして使える。情報の書き込み、消去の方法としては、(1)磁石やパルス磁界による方法、(2)レーザー光などによる熱磁気的な方法、(3)磁気ヘッドによる方

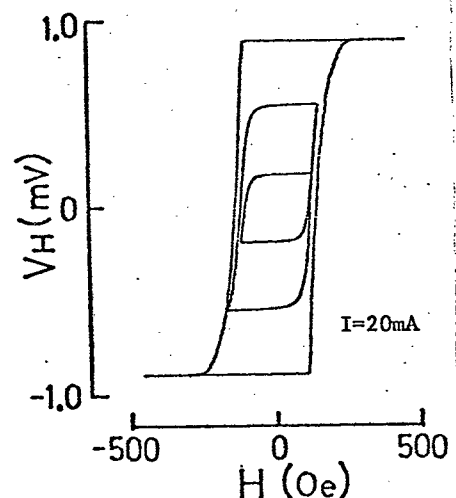


図8.1 角形 V_H - H ループ
メジャー・ループとマイナー・ループ
(Gd-Coスパッタ膜)

法がある。読み出しには、入力電流としてパルス電流を用いれば、写真8.1のように大きい出力信号（ホール電圧パルス）が得られ、かつ、ジュール発熱を抑制できる。また、図8.1に示すマイナー・ループを利用するアナログ的なメモリーとしての用途も考えられる。

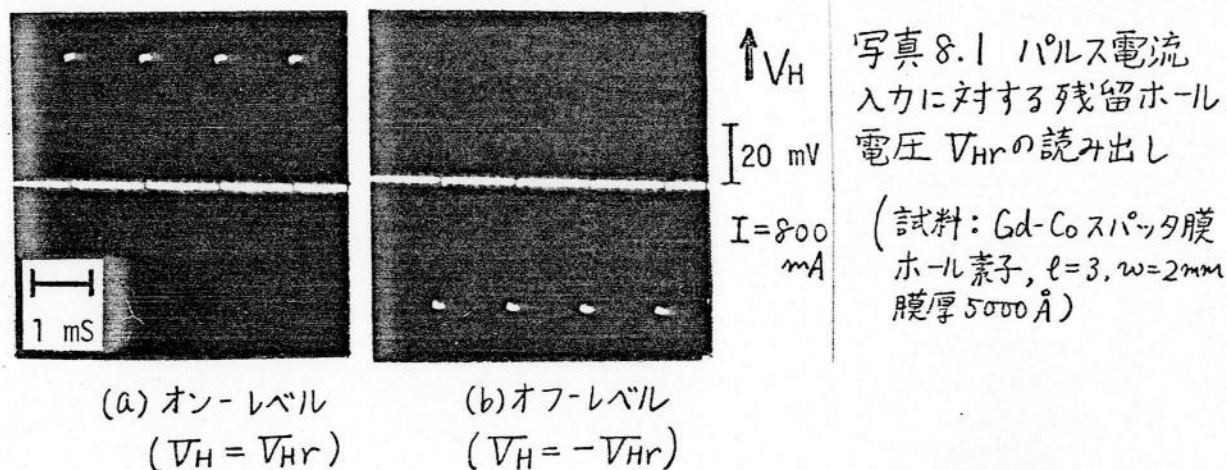


写真8.2はフォトエッチングにより製作した微小ホール素子である。一枚の基板上にこのような素子のアレイを組むことにより、記憶モジュールや磁気ペンで書き込み可能の計算機入力装置なども実現できる。

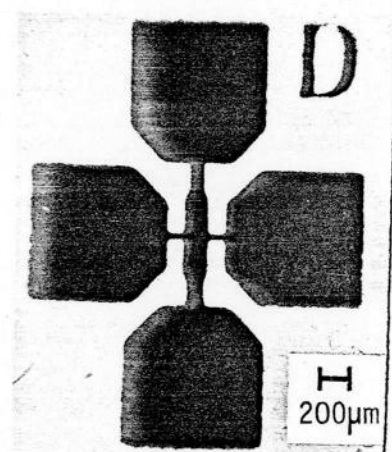
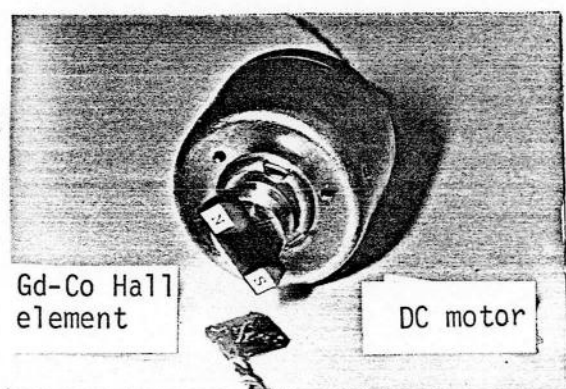


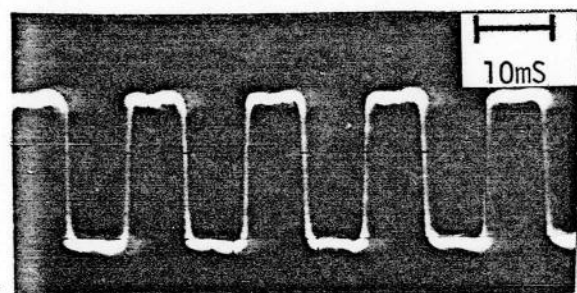
写真8.2 微小ホール素子

8.3 回転数や変位の測定

図8.1のような角形 $V_H \sim H$ 特性を有する膜から作ったホール素子は、磁石によって切り換えのできる無接触スイッチとして使用できるが、このホール素子を磁界中で回転するか、または写真8.3(a)のように永久磁石を素子の近くで回転すれば、写真(b)のように立ちあがりのするどい方形波が得られる。このように角形 $V_H \sim H$ 特性のホール素子は回転数の測定や変位の測定に利用できる。



(a)



(b)

写真 8.3 Gd-Co膜ホール素子を用いた回転数測定

8.4 感熱磁性素子

V_H ~Hループの形状の温度変化(図5.14)や,補償温度近傍での $|V_H|$ の減りあるいは V_H の極性反転(図5.15)を利用した温度検出や温度制御も考えられる。

8.5 磁気バブルの検出

Gd-Co膜の場合,図5.14から明らかなように, V_H ~H特性が線形から角形に変わる温度領域では, V_H の磁界感度は大きい。したがって,組成比を適当に選べ,室温でこのように感度の大きい膜を作れば,オルソフェライトや磁性ガーネットのバブル磁区検出用のホール素子に利用することも不可能ではない。

また,Gd-Co膜そのものを磁気バブル膜として用いる場合には,図8.2のように,膜面の特定の場所に“バブル検出領域”を設け,この領域での局所的なホール効果によって,バブル磁区を直接検出する方法も考えられる。この場合,現実にはバブルは非常に小さいので,シェブロンバー方式等⁶⁷⁾によってバブルを拡大する必要があるであらう。

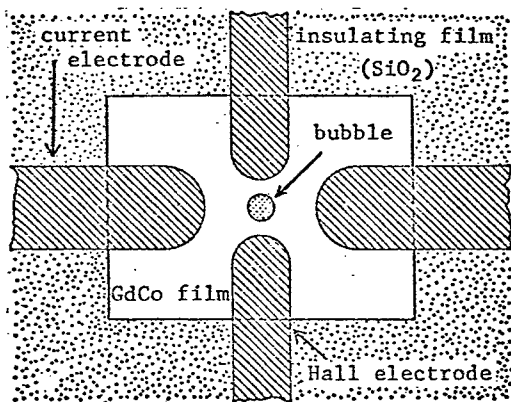


図 8.2 Gd-Co膜からバブル磁区を
直接検出する方法
(中央の長方形の領域が
バブル検出領域)

希土類-鉄族合金非晶質膜の異常ホール効果特性は温度の影響を受けやすいという短所はあるが、たとえばGd-Co膜の場合、最大ホール電圧(絶対値)の大きさは広い温度範囲で一定であるという実用上の利点をもっている。また、角形 $V_H \sim H$ 特性膜の場合、温度が補償温度を越えて変化しても、外部磁界が存在しなければ、残留ホール電圧 V_{Hr} の極性は反転せず、しかもかなり広い温度域(角形磁化特性領域)でほぼ一定であり記憶は失われない(図 8.3)。

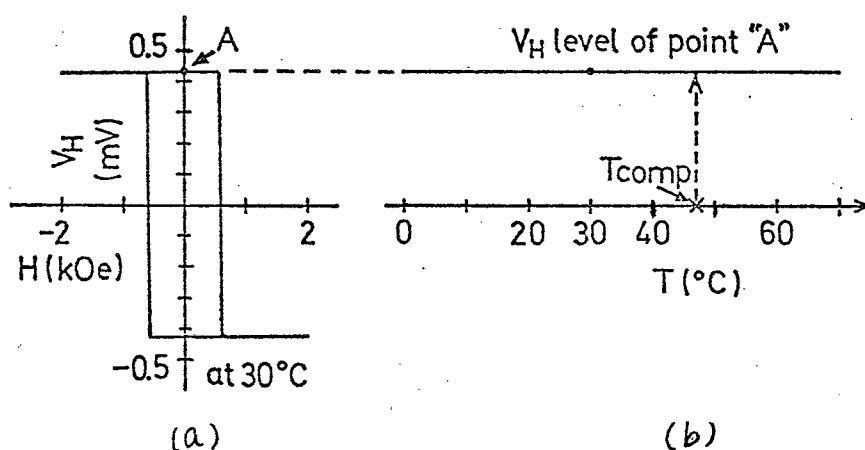


図 8.3 Gd-Co膜の角形 $V_H \sim H$ ホール素子の残留ホール電圧(a)の“A”
点のレベル)は無磁界中ならば T_{comp} の前後の広い温度域で一定である(b).
(膜の磁化特性が直線形の温度になると熱消磁によって V_H は0となる)

8.6 むすび

以上、希土類-鉄族非晶質膜の異常ホール効果の考えられる応用を、とくにGd-Co膜の場合を例にとって述べた。希土類-鉄族合金非晶質垂直磁化膜は発生するホール電圧が大きいので、そのヒステリシス特性を利用すれば、機能的なホール素子ないしはホール効果デバイスが製作できる。これまで磁性体の異常ホール効果はもっぱら物性物理の分野で取り扱われ、その大きさの指標としては、異常ホール係数 R_1 の値が用いられてきた。

しかし、上記の膜のように異常ホール効果の顕著な磁性材料が出現し、異常ホール効果が実用の可能性をもってくる、もはや、 R_1 だけの評価では不十分である。つまり、実用的見地からすれば、 R_1 の値はどうしてもよく、ホール抵抗率 ρ_H の値の大小が問題となる。また、半導体ホール素子の場合には、電圧効率^(%)（出力電圧 V_H /入力電圧 V ）や磁界感度^(%)などの素子評価パラメータがよく問題とされるが、磁性体の異常ホール効果（素子）にもこのような評価パラメータを定義することもこれから必要であると思われる。さらに、磁性体の異常ホール効果の理論ではあまり用いられないが、ホール角 $\theta = \tan^{-1}(\frac{E_y}{E_x})$ ($\frac{E_y}{E_x} = \frac{I}{\omega} \frac{V_H}{V} = \frac{\rho_H}{\rho}$) も実用的には1つの重要なパラメータである。

第9章 結言

以上が、筆者が行った希土類-鉄族合金非晶質薄膜における電流磁気効果に関する研究である。

本研究において筆者は、最近開発され、新しい磁気バブル材料あるいは磁気記録材料として注目されている、希土類-鉄族合金非晶質垂直磁化膜においてホール効果および磁気抵抗効果を測定した結果、下記の新事実を見出した。すなわち、これらの膜では、(1) 異常ホール効果が顕著であり、ホール抵抗率 R_H が大きい、(2) 異常ホール効果による $V_H \sim H$ ヒステリシス・ループとポーラー効果による $M \sim H$ ループとが一致する、(3) 補償温度 T_{comp} において、異常ホール係数 R_1 の符号が反転する、(4) 横磁気抵抗効果において磁壁の増減による異常磁気抵抗効果が主要な役割を果たす。以上のうち、(2)および(4)の事実は、その後 $MnBi$ 垂直磁化膜においても見出されたこと⁶⁸⁾から、希土類-鉄族合金以外の垂直磁化膜にもあてはまると考えられる。また、(4)の現象はこれまでに Mn_5Ge_2 結晶において見出されてはいる⁶⁹⁾が、希土類-鉄族非晶質膜では初めてである。

なお、本研究では、膜の組成比とホール抵抗率との関係、材料によるホール抵抗率の大きさの比較、異常ホール係数 R_1 の値、等についてはとくに定量的な吟味は行なわれなかった。それは、(1) 膜作製にあたっての再現性の問題、(2) 生成膜の組成分析の困難さ、(3) 膜の“非晶質性”および“非晶質度”の取り扱いの問題、(4) 異常ホール効果が膜全体の磁化ではなく、希土類または鉄族いずれかの副格子磁化によって発生している可能性が大きく、したがって、式(3.4)を用いて係数 R_1 を求めることには問題がある、などの理由によるものである。

希土類-鉄族合金非晶質膜における異常ホール効果の発生機構を解明するには、希土類-鉄族金属間化合物結晶での異常ホール

効果の発生機構、および非晶質磁性体の導電機構を調べる必要がある。

謝辞

本研究は筆者が大阪大学大学院基礎工学研究科博士課程（物理系制御工学専攻）在学中、本学基礎工学部制御工学科において、本学基礎工学部制御工学科 桜井良文教授の御指導のもとに行なわれたものである。

この間本研究を行なう機会と場を与えて頂くとともに、終始御指導を賜り、数々の課題・問題の提起と助言を頂いた桜井良文教授に心から感謝の意を表する。

また、研究中常に有益、適切な御教示とたえまない御鞭撻を頂いた本学基礎工学部制御工学科 松下俊介助手に対し心から感謝の意を表する。

本研究は希土類-鉄族合金非晶質膜という新材料に対してなされたものであるが、この貴重な材料を作製して頂いた本学大学院基礎工学研究科博士課程 白川友紀氏に心からお礼申し上げます。

実験にあたっては、本学基礎工学部 尾西康次技官の労苦をおしまぬ御援助を受けたことに対し厚くお礼申し上げます。また、Gd-Co膜の飽和磁化の測定においては、本学基礎工学部田崎明助教授の御協力を頂いたことに対し感謝の意を表する。

桜井教授の研究室における研究生活において、種々御教示および御討議頂いた井口征士助教授、森田泰次助手、千原国宏助手、大淵豊技官、ならびに、研究の遂行の途で御協力いただいた同研究室の稲垣政文氏、小玉哲博氏、大原祐二氏（現在富士フィルム K.K. 勤務）、砂子勝好氏、田中正純氏に対し厚くお礼申し上げます。

参 考 文 献

- 1) P.Chaudhari, J.J.Cuomo and R.J.Gambino: IBM J. Res. Dev. 17(1973)66.
- 2) T.Shirakawa, K.Onishi, K.Okamoto, Y.Ohuchi, S.Matsushita and Y.Sakurai: Fifth Annual Conf. on Magnetism in Japan (1973)22pA-11.
- 3) 桜井, 松下, 白川, 尾西: 電気学会・磁性材料研究会資料 MAG-73-13 (1973年12月).
- 4) 桜井: 応用磁気第137委員会第32回研究会資料, 日本学術振興会(昭和49年3月).
- 5) D.Chen, Y.Gondo and M.D.Blue: J. appl. Phys. 36(1965)1261.
- 6) 岡本, 白川, 大淵, 松下, 桜井: 昭和49年(1974年)電気学会全国大会予稿 156.
- 7) K.Okamoto, T.Shirakawa, S.Matsushita and Y.Sakurai: IEEE Trans. on Magnetism MAG-10 (1974) 799.
- 8) K.Okamoto, T.Shirakawa, S.Matsushita and Y.Sakurai: AIP Conf. Proc. 24 (1974) 113.
- 9) H.Weiss : Structure & Application of Galvanomagnetic Devices (Pergamon Press, London, 1969) pp.1-54.
- 10) 片岡: 「磁電変換素子」日刊工業新聞社(1971).
- 11) A.C.Beer: Galvanomagnetic Effects in Semiconductors, Solid State Physics Suppl.4 (Academic Press, New York and London, 1963).
- 12) J.P.Jan, in Solid State Physics vol.5, edited by F.Seitz and D.Turnbull (Academic Press, New York, 1957) pp.1-96.
- 13) 近角: 「強磁性体の物理」裳華房(1963) PP.297-302.
- 14) L.D.Landau and E.M.Lifshitz: Electrodynamics of Continuous Media (Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 1960) 98.
- 15) 近角他編: 「磁性体ハンドブック」朝倉書店(1975) PP.946-1004.
- 16) 片岡: エレクトロニクス 1972年4月号(オーム社) PP.522-530.
- 17) 近角編: 「磁気」共立出版実験物理学講座17(1968) PP.385-418.
- 18) R.I.Joseph and Schlömann: J. appl.Phys. 36 (1965) 1579.
- 19) J.Smit: Physica 17 (1951) 612.
- 20) V.Rudnitsky: J.E.T.P. USSR 9 (1939) 262.
- 21) Karplus and J.M.Luttinger: Phys. Rev. 95 (1954).
- 22) J.Smit: Physica 21 (1955) 877; 24 (1958) 39.

- 23) J.M.Luttinger: Phys. Rev. 112 (1958) 739.
- 24) Yu.P.Irkhin and V.G.Shavrov: Soviet Phys. JETP. 15 (1962) 854.
- 25) I.K.Kikoin and T.N.Igosheva: Soviet Phys. JETP. 19 (1964) 48.
- 26) I.K.Kikoin et al.: Soviet Phys. Doklady 4 (1959) 386.
- 27) T.Kasuya: Progr. theor. Phys. (Kyoto) 16 (1956) 58.
- 28) J.Kondo: Progr. theor. Phys. (Kyoto) 27 (1962) 772.
- 29) F.E.Maranzana: Phys. Rev. 160 (1967) 421.
- 30) Yu.P.Irkhin and Sh.Sh.Abel'skii: Soviet Phys. Solid State 6 (1964)1283.
- 31) Yu.Kagan and L.A.Maksimov: Soviet Phys. Solid State 7 (1965) 422.
- 32) Yu.P.Irkhin, A.N.Voloshinskii and Sh.Sh.Abel'skii: Phys. Stat. sol. 22 (1967) 309.
- 33) S.Legvold: in Magnetic Properties of Rare Earth Metals, edited by R.J. Elliott (Plenum Press, London and New York, 1972) pp.335-341.
- 34) 安達:「金属の電子論2」アグネ 現代金属物理シリーズⅢ(1969).
- 35) 近角他編:「磁性体ハンドブック」朝倉書店(1975) 565.
- 36) R.Becker u. W.Dörig: Ferromagnetismus (Springer, Berlin, 1939).
- 37) E.Englert: Ann. Phys. Lpz. 14 (1932) 589.
- 38) たとえば「磁性体ハンドブック」(前出) P.947参照.
- 39) Ronald F. Soohoo: Magnetic Thin Films (Harper & Row, New York, 1965) pp.156-158.
- 40) 岡本,白川,松下,桜井: 第7回応用磁気学術講演論文集 5PA-3 (1975).
- 41) D.K.Wu: Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser.29 (1965) 581.
- 42) T.K.Wu and E.F.Kuritsyna: Soviet Phys.-Dokl. 10 (1965) 51.
- 43) R.J.Spain, H.I.Jauvits and D.M.Franklin: IEEE Trans. MAG-7 (1971)365.
- 44) W.Strauss: Proc. IEEE 58 (1970) 1386.
- 45) G.S.Almasi, G.E.Keefe, Y.S.Lin and D.A.Thompson: J. appl. Phys. 42 (1971) 1268.
- 46) T.Shirakawa, K.Onishi, K.Okamoto, Y.Ohuchi, S.Matsushita and Y.Sakurai: J. J. appl. Phys. 13 (1974) 201.

- 47) E.A.Nesbitt, J.H.Wernick and E.Corenzwit: J. appl. Phys. 30 (1959) 365.
- 48) W.M.Hubbard, E.Adams and J.V.Gilfrich: J. appl. Phys. 31 (1960) 368S.
- 49) P.Chaudhari, J.J.Cuomo and R.J.Gambino: Appl. Phys. Letters 22 (1973) 339.
- 50) T.Shirakawa, K.Okamoto, K.Onishi, S.Matsushita and Y.Sakurai: IEEE Trans. on Magnetism MAG-10 (1974) 795.
- 51) 松下,白川,岡本,桜井: 電子通信学会電子部品・材料研究会資料 CPM74-53 (1974).
- 52) 岡本,松下,桜井: 第6回応用磁気学術講演論文集6pA-13 (1974).
- 53) M.Inagaki, Y.Ohuchi and Y.Sakurai: sixth ann. Conf. on Magnetism in Japan (1974) 6pA-15(135).
- 54) 白川,小玉,岡本,松下,桜井: 第7回応用磁気学術講演論文集5pA-1 (1975).
- 55) N.V.Volkenshtein and G.V.Fedorov: Soviet Phys. JETP 11 (1960) 48.
- 56) S.Matsushita, K.Sunago and Y.Sakurai: IEEE Trans. on Magnetism MAG-11 (1975) 1109.
- 57) 松下,砂子,大沢,稲垣,桜井: 第7回応用磁気学術講演論文集4aA-12 (1975).
- 58) 岡本,大原,白川,松下,桜井: 第7回応用磁気学術講演論文集5pA-2 (1975).
- 59) 稲垣,田口,大沢,桜井: 第7回応用磁気学術講演論文集5pA-5 (1975).
- 60) T.Kodama, T.Shirakawa, S.Matsushita and Y.Sakurai: seventh ann. Conf. on Magnetism in Japan (1975) 5pA-6(169).
- 61) N.V.Volkenshtein and G.V.Fedorov: Fiz. metal. metalloved. 18 (1964) 26.
- 62) A.Ogawa, T.Katayama, M.Hirano and Tsushima: AIP Conf. Proc. 24 (1974) 575.
- 63) 小川,片山,平野,村馬: 電子通信学会電子部品・材料研究会資料 CPM75-52 (1975).
- 64) 岡本,白川,田中,松下,桜井: 1976年(昭和51年)春季第23回応用物理学関係連合講演会予稿集.
- 65) L.Berger: J. Phys. Chem. Solids (Pergamon Press, Oxford, London) 35 (1974) pp.947-956.
- 66) 岡本,松下,桜井: 計測自動制御学会論文集第12巻3号 (1976).
- 67) 小林: 「磁気バブルドメイン技術」工業調査会エレクトロニクス技術全書 [1] (1973).
- 68) 岡本,田中,松下,桜井,本多,楠田: 1976年春季第23回応用物理学関係連合講演会予稿集.

69) V.N.Novogrudskii and I.G.Fakidov: Soviet Phys. JETP. 20 (1965) 28.

