

Mott 型検出器では電子を 100~120kV の高電圧で加速する必要があるため、装置が大型になるという欠点があった。しかし、近年では、20~40kV の比較的低電圧で動作する改良型の Mott 型検出器も提案されている [3]。Mott 型検出器による電子スピン偏極度の測定では、検出器内のターゲットに電子を照射したときの散乱電子強度を計測する必要がある。このため電子の計数効率是一般に入射電子の 10^{-4} 倍程度に低下するので、ターゲットへの入射電子強度を可能な限り大きくするような考慮が払われなければならない。

これまで我々は上述のような改良型低電圧 Mott 型検出器を含むスピン偏極電子エネルギー分光装置の建設を進めてきた [4,5]。最終的に装置の性能を評価するためには、スピン偏極した電子源を必要とする。このような電子源としては、原理的にはスピン偏極が確認されている電子源でありさえすれば機能するわけである。例えばガリウム砒素の単結晶に特定のエネルギーの光を照射して得られる光電子は約 50% のスピン偏極を示すということが分かっており、すでにスピン偏極した電子源として使われている [6,7]。また、鉄やニッケルの強磁性体単結晶から放出される光電子もスピン偏極を示すので [8,9]、スピン偏極電子源として利用できる。しかし、ガリウム砒素電子源の場合には、負の電子親和力を持つような表面処理を施してそこに円偏光を照射する必要がある。また、鉄やニッケルのような強磁性体の場合には、高純度で高精度の単結晶を準備し、測定中には極めて清浄な表面を維持しなければならない。このためこれらのスピン偏極電子源では制約が大きく、また装置そのものも大規模なものとなる。

これまで報告された固体から放出されるスピン偏極電子の測定例は、ほとんどの場合、高純度物質の単結晶について高精度に研磨した特定の結晶面に関してなされたものであるが、単結晶以外の試料についての数少ない例として、Fe-B-Si 系のアモルファス強磁性体からの 2 次電子がスピン偏極しているという報告がある。

Fe-B-Si 系については、 $\text{Fe}_{81.5}\text{B}_{14.5}\text{Si}_4$ からの 2 次電子が低エネルギー領域でスピン偏極しているということが報告されている [10]。また、 $\text{Fe}_{83}\text{B}_{17}$ では Fe と B の Auger 電子のスピン偏極度が測定され、Fe の Auger 電子がスピン偏極をしており、B の Auger 電子はスピン偏極をしていないこと、したがって $\text{Fe}_{83}\text{B}_{17}$ の磁性は Fe が荷っていることなどが示されている [11]。

一般に、単結晶物質とアモルファス物質を電子源としての用途に限って比較した場合、圧倒的にアモルファス物質の方が扱いやすい。前者では高純度、高精度の結晶面を準備するのに大規模な装置を必要とする上に、多くの処理手順を必要とする。

ここでは低電圧 Mott 型検出器の評価を行うためのスピン偏極電子源用試料として、上に述べた報告例を参考として、同種のアモルファス磁性体 $\text{Fe}_{79}\text{B}_{16}\text{Si}_6$ を取り上げて、そこから放出される 2 次電子のスピン偏極度を測定し、既存の低電圧 Mott 型検出器を備えたスピン偏極電子エネルギー分光装置の性能を評価して、今後の磁性体の電子状態に関する研究に役立てようとするものである。

2. 実験

2-1 実験の概要

本研究で用いた実験装置の概略図を図 1 に示す。この装置は主に、電子線源、試料槽、電子エネルギー分析器、電子レンズ、Mott 型電子スピン検出器、超高真空排気系、計測系から構成されている。この装置の各部の詳細は基本的には既に報告したものの [4, 5] と同じであるので、ここでは各部の特記すべき事項等について概略だけを述べることにする。

電子線源から特定のエネルギーを持つ電子を放出させ、試料に照射する。試料からは、弾性散乱や非弾性散乱をしたさまざまなエネルギーを持つ 2 次電子が、幅広い角度の広がりを持って放出される。放出され

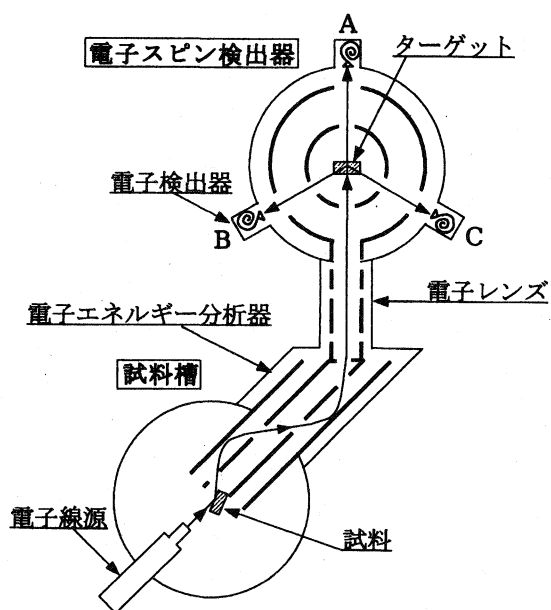


図 1 実験装置の概要

た 2 次電子のうち、二重円筒鏡型と呼ばれる電子エネルギー分析器に入射した電子は内部の静電場によって曲げられ、印加された電圧によって決定される特定のエネルギーを持った電子だけが図示された経路を経て円筒型静電レンズへ送られる。これらの電子はここで収束され、効率よく低電圧 Mott 型電子スピン検出器に送り込まれる。図 1 に示されるように、この検出器は主に、ターゲット、内円筒、外円筒、3 個の電子検出器から構成される。ターゲットは大気中からマニピュレータを操作することによって、Au の薄膜とブランク (素通しの穴) の中から選択できる。Au の薄膜としては厚さが 900 Å、1200 Å、1500 Å の 3 種類が取り付けられている。電子スピン検出器に入射した電子のうち、ターゲットである Au の薄膜を透過したものは電子検出器 A で検出され、入射方向から $\pm 120^\circ$ の方向に後方散乱した電子は電子検出器 B、C で検出される。電子検出器 A、B、C で検出された電子の計数値は計測系を経てコンピュータで処理される。

本研究では、 $\text{Fe}_{79}\text{B}_{16}\text{Si}_6$ (下付きの数字は atomic per cent) のアモルファス磁性体を試料として用いた。超高真空中でダイヤモンドヤスリを用いて試料表面を削って、電子分光実験に耐える清浄な表面を準備した。この試料に様々な入射エネルギーで電子線を照射して、装置の調整時や基礎資料の測定時等、スピン偏極のない通常の 2 次電子のスペクトルを測定する場合には、電子スピン検出器内のターゲット板をブランクの位置にし、電子検出器 A とその計数系を用いて測定を行った。電子スピン偏極度の測定を目的とするときには、あとで述べるように、試料に巻きつけたコイルに電流を流して試料の磁化を行ったあと、この試料に適当なエネルギーの 1 次電子線を照射しながら、スピン検出器のターゲットに適当な膜厚の Au 薄膜を選び $\pm 120^\circ$ の方向での散乱強度を測定した。

測定中には装置内部は超高真空に保たれた。試料付近の典型的な真空度は 2×10^{-8} Pa であった。電子銃から放出される 1 次電子のエネルギーは 1000eV 以下に設定された。また、電子エネルギー分析器内の通過エネルギーは 40eV に設定され、このとき実験装置全体のエネルギー分解幅は約 1.4eV であった。この値は電子銃から放出される電子が持つエネルギー幅と電子エネルギー分析器の分解幅によって決定されている。

2-2 試料の磁化特性

スピン偏極の測定では、アモルファス試料 $\text{Fe}_{79}\text{B}_{16}\text{Si}_6$ を磁化する必要がある。そのため、大気中において試料の磁化特性を調べた。図 2 に示したのは、磁化曲線をオシロスコープで直視するために用いた回路である。図 3 はこの回路によって得られた $\text{Fe}_{79}\text{B}_{16}\text{Si}_6$ の磁化曲線である。このとき用いた試料の形状は、厚さ 0.025mm、幅 10mm、長さ 100mm であり、図 2 の 1 次コイルおよび 2 次コイルの巻き数はそれぞれ 2800 回および 420 回であった。実際に装置の真空槽内で電子源としてこの試料を使う場合には、試料から放出された電子の軌道に試料両端からの漏洩磁場が影響を与えないよう、長方形試料の両端が閉じるように、厚さ 0.2mm の環状タンタル板にスポット溶接し、環状試料として用いた。電子源として

の試料については、厚さ 0.025mm、幅 10mm、長さ 32mm、コイルの巻き数 50 回である。

図 3 から、試料 $\text{Fe}_{79}\text{B}_{16}\text{Si}_6$ の磁化曲線がヒステリシス現象を示し、この試料が強磁性体であることがわかる。

実験時の各種パラメータの値から $\text{Fe}_{79}\text{B}_{16}\text{Si}_6$ の磁化特性を算出したところ、表 1 のような結果が得られた。このとき、試料の磁化を飽和させるために必要な磁場の強さは、 $6.1 \times 10^3 \text{ A/m}$ と算出された。また、この磁場を発生させるために、コイルに流す必要のある電流はここで用いる長さ 32mm、コイルの巻き数 50 回の試料では 3.9A と算出された。

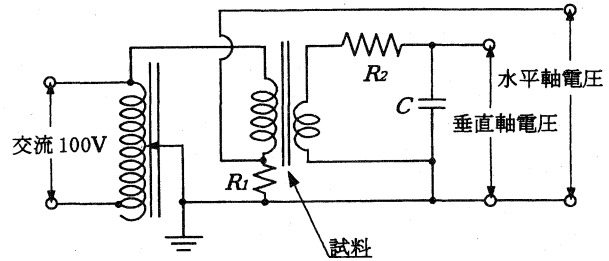


図 2 磁化曲線直視用の回路

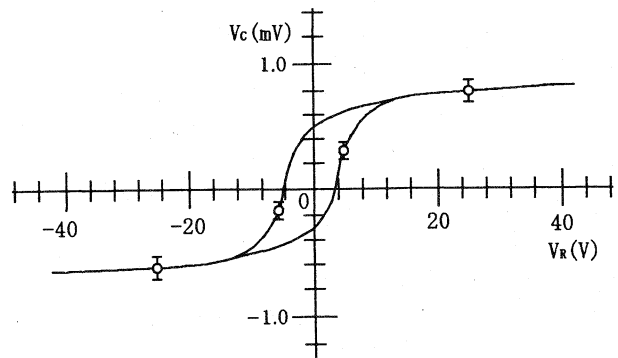


図 3 $\text{Fe}_{79}\text{B}_{16}\text{Si}_6$ の磁化曲線

保磁力 (A/m)	残留磁束密度 (Wb/m ²)	飽和磁束密度 (Wb/m ²)
3.0×10^3	3.8×10^{-1}	5.1×10^{-1}

表 1 Fe₇₉B₁₆Si₆ の磁化特性

計算上の磁化の条件は上に述べた通りである。しかし、図 3 の測定に用いた試料は両端が開いているため、両端に発生した磁荷によって消磁力が生じている。この消磁力によって試料の磁化には、環状の試料のときよりも大きな磁場を必要とする。環状の試料を磁化するときには、両端が開いた試料のときより少ない電流でも十分である。

磁力計 (ヒューレットパッカード社製 428B) を用いて実験を行った結果、1000 μ F の電気容量を持つコンデンサーを 3 個並列にし、18V の電圧で充電しておいて、環状試料に巻いたコイルを通して放電させれば、試料を飽和磁化させるのに十分な電流が得られることがわかった。また、このとき磁化の強さは 6 時間経過しても変化はなかった。このことから、超高真空試料槽内の所定の位置に設置して試料を磁化するときは、測定前に上述のようなコンデンサーの放電によってコイルに電流を流して磁化すれば、再磁化せずにかかなり長時間にわたって測定を続けることができると判断した。

2-3 Mott 型検出器ターゲット位置での電子ビームサイズの評価

本研究では、電子のスピン偏極度を測定するため、電子ビームを Mott 型検出器内のターゲット板に取り付けた Au の薄膜で散乱させる。Au 薄膜は直径 5mm の穴を持つアルミ製ディスク上に保持されていて、この直径 5mm 穴の部分の薄膜からビームが外れるとディスクによる多重散乱電子が信号に混入して、真のスピン偏極度を与えない恐れがある。そのため、ターゲット位置で電子ビームが薄膜の中心を通り、直径が 5mm 以下に収束している必要がある。そこでここでは、ターゲット板に設けられた、Au 薄膜を取り付けていないブランクの穴を利用して電子ビームの大きさを測定した。

はじめに、ブランク穴の中心を Mott 型検出器の内円筒と外円筒にあげられた電子入射用の穴の中心と散乱電子取り出し用の穴の中心 (電子の散乱面上) にあわせる。そこで信号強度が十分に強くなるように、電子レンズのパラメータを調節したあと、その状態で信号強度が 0 になるまでターゲット板を下げる。今度は、そこからターゲット板を逆に 0.5mm ずつ上げていき、それぞれの位置で約 25 秒間信号強度を計測した。ターゲット板を上げるにつれて、信号強度は増加し、最大値を示したあと再び減少し、最後に 0 となる。このような手順で、電子の運動エネルギー E_K を 50eV、100eV、150eV、800eV と変化させ、それぞれの E_K について測定を行った。このときすべての場合に、Mott 型検出器の加速電圧は 30kV に固定した。

図 4 は、ブランク穴の中心を 0 としたときの距離とブランク穴を通過する電子の信号強度の関係

である。横軸はターゲット板がはじめの位置から上の位置にあるときに+、下の位置にあるときに-にとっている。縦軸は最大の強度を1に規格化した相対強度である。電子の運動エネルギー E_K が800eVの場合の測定結果を図中に菱形記号で示した。図に示した5本の曲線は計算によるブランク穴の中心からの距離と信号強度の関係である。この計算はターゲット板を通過する電子ビームの断面が

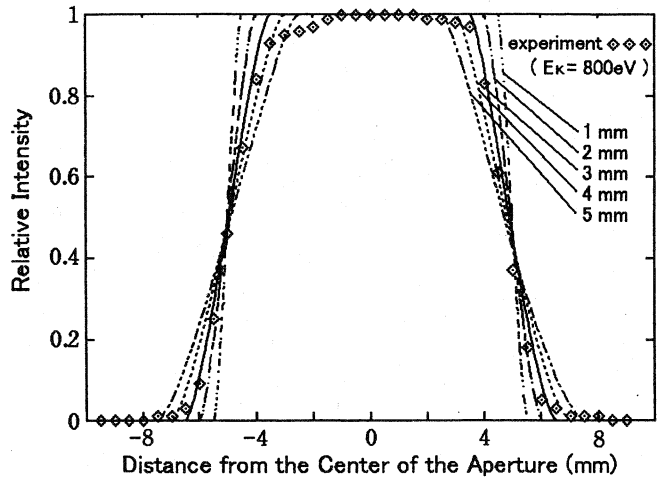


図4 Auターゲット上でのビームサイズ

円状であり、ビームの断面では電子の密度が均一であると仮定して行ったものである。5本の曲線は、それぞれ電子ビームの直径を1mmから5mmまで、1mmごとに変化させて計算したものである。図4の実験結果と計算曲線との比較から、 $E_K=800\text{eV}$ の電子ビームは、ターゲット板の位置で、断面の直径が約3mmであると判断した。また、ブランク穴の中心からの距離に対して、強度の変化がほぼ対称になっているので、電子ビームはターゲットのほぼ中央を通過していることがわかる。同様の方法により E_K が50eV、100eV、150eVのときのビームの直径はそれぞれ、2.5mm、2.5mm、2.0mm程度であることがわかった。

3. 実験結果と考察

3-1 試料から放出された2次電子のエネルギースペクトル

試料 $\text{Fe}_{79}\text{B}_{16}\text{Si}_6$ の2次電子スピン偏極度を測定する前に、2次電子のエネルギースペクトルを測定した。

図5に、 $\text{Fe}_{79}\text{B}_{16}\text{Si}_6$ の2次電子のエネルギースペクトルを示す。このスペクトルは真空中で試料表面を清浄化した後に測定したものである。入射電子のエネルギー E_0 を800eVに設定し、運動エネルギー E_K の範囲を0~820eVにして測定を行った。このときの装置全体のエネルギー分解幅は約1.4eVである。また、測定中の真空度は約 $2 \times 10^{-8}\text{Pa}$ で

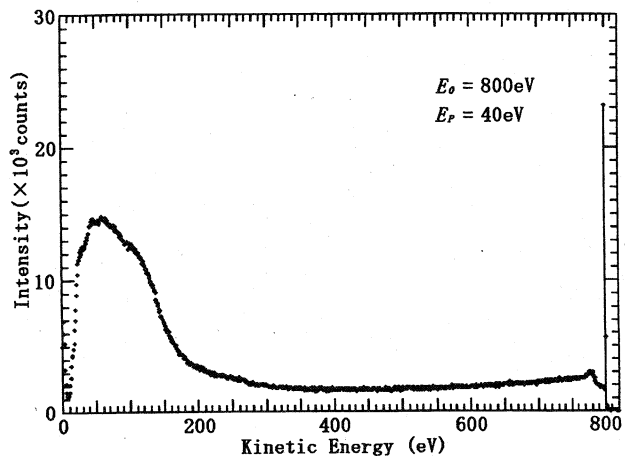


図5 $\text{Fe}_{79}\text{B}_{16}\text{Si}_6$ 2次電子エネルギースペクトル

あった。

図5を見ると、 $E_A=800\text{eV}$ に鋭いピークが見られる。これは、試料表面で弾性散乱した電子によるものであり、 E_0 の値に一致している。スペクトル全体を見たときに特徴のある形状をしているのが、弾性散乱ピーク以下数 10eV の領域と 200eV 以下の低エネルギーの領域である。

図6は、図5のスペクトルの弾性散乱ピーク付近を拡大したエネルギースペクトルである。弾性散乱のピークから約 5eV 低い位置と約 22eV 低い位置に2つの緩やかな構造が存在するが、これらは入射エネルギー E_0 を変えても、弾性散乱ピークからのエネルギー（エネルギー損失値）が同じ位置に現れる。このことは、試料内においてこれらのエネルギーを失う過程（価電子帯からの電子励起やプラズマ振動励起）があることを示している。損失するエネルギーの値は、物質によって異なるので、この領域のエネルギースペクトルは試料の特性を反映した構造をとる。

本研究では、スピン偏極度を決定するために、計数率が極端に低い散乱電子を測定しなければならない。このため、できるだけ計数率を上げる必要があるため、装置のエネルギー分解幅を大きくとっている。従って、エネルギースペクトルにも、微細構造は見られず、幅広い構造だけが存在する。

図7は、図5の低エネルギー領域のエネルギースペクトルである。図を見ると 25eV くらいから低エネルギー側に向かって強度が減少し、 10eV 付近で極端に低くなって極小値を示している。これは、主に電子検出器（チャンネルトロン）の感度が低エネルギーの入射電子に対して低くなるためである。また、 40eV 付近に構造がある。この構造は、試料の表面を清浄化する前に測定したときに比べ、清浄化した後に測定したときの方が強度が増加しているため、試料固有の特性を反映した

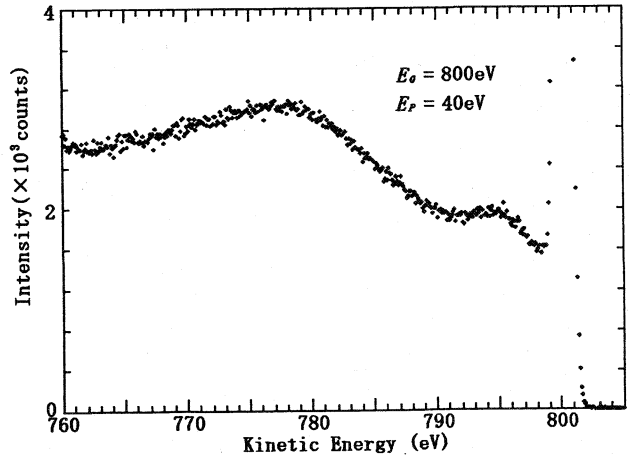


図6 $\text{Fe}_{70}\text{B}_{16}\text{Si}_6$ 2次電子の高エネルギー領域におけるエネルギースペクトル

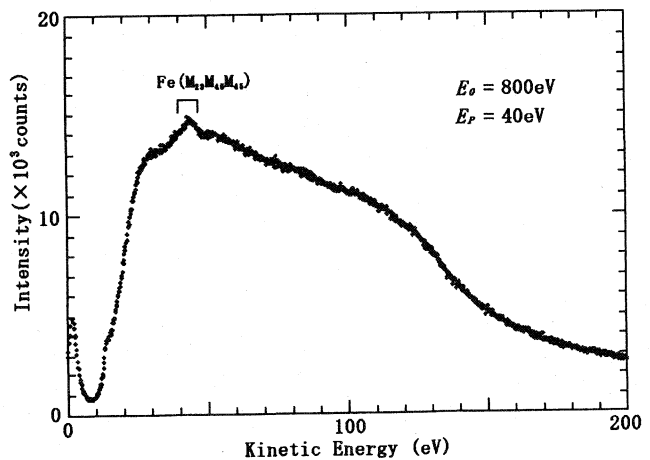


図7 $\text{Fe}_{70}\text{B}_{16}\text{Si}_6$ 2次電子の低エネルギー領域におけるエネルギースペクトル

ものと考えられる。エネルギーの大きさから、Fe の $M_{23}M_{45}M_{45}$ Auger 過程による構造である可能性が高い。さらに、2eV 付近に小さなピークが見られる。この低エネルギー領域におけるスピン偏極度については、本研究で用いた試料 $Fe_{79}B_{16}Si_6$ と同系列の $Fe_{81.5}B_{14.5}Si_4$ に関してすでに報告例がある [10]。このエネルギー領域についてのスピン偏極度の測定結果と、報告例との比較は次節で行う。

3-2 $Fe_{79}B_{16}Si_6$ の 2 次電子スピン偏極度

本研究では、 $Fe_{79}B_{16}Si_6$ を試料として図7に示される 2eV 付近のピークについて、スピン偏極度の測定を行った。測定は入射電子のエネルギーを 800eV に固定し、運動エネルギー $E_K = 2eV, 4eV$ について測定した。試料は大気中で超音波洗浄を行い、それを試料槽に取り付けた。Mott 型検出器の Au 薄膜は厚さ 900 Å のものを用い、Mott 型検出器の内円筒と外円筒間の加速電圧 V_M は 30kV で使用した。また測定中の真空度は 2.4×10^{-8} Pa であった。

スピン偏極度 P は、量子化軸を指定したときに、軸に対し上向きのスピンを持つ電子の個数を N_{\uparrow} 、下向きのスピンを持つ電子の個数を N_{\downarrow} とすると、

$$P = (N_{\uparrow} - N_{\downarrow}) / (N_{\uparrow} + N_{\downarrow}) \quad (1)$$

と定義される [1]。 P の範囲は $|P| \leq 1$ であり、 $P = \pm 1$ のときに電子全体がすべて上向き、あるいはすべて下向きの状態を表している。もし、全電子数 $N = (N_{\uparrow} + N_{\downarrow})$ がわかれば、スピン偏極度を用いて

$$N_{\uparrow} = (1 + P) N / 2, \quad N_{\downarrow} = (1 - P) N / 2$$

のように、 N_{\uparrow} と N_{\downarrow} を分離することができる。

いま、偏極した電子線がターゲットに衝突して散乱する状況を考える。ここで、散乱面をスピンの向きと垂直にとり、散乱角を $\pm \theta$ とおく。このとき、左右に散乱された電子の個数 N_l, N_r の間にスピン偏極度に依存した非対称性が生じる。そこで、この非対称度 A をスピン偏極度 P と類似の形式で定義すると

$$A = (N_l - N_r) / (N_l + N_r) = S(\theta) P \quad (2)$$

と表すことができる。ここで、 $S(\theta)$ は、特定の入射エネルギーの電子について、散乱角 θ によって決まる散乱の非対称度を表す Sherman 関数である [1]。

実際の散乱においてはターゲット内で多重散乱が起こり得る。そのため、実用上の Sherman 関数 (有効 Sherman 関数) S_{eff} は理論上の Sherman 関数 S_{th} よりも小さくなる。この多重散乱の効果は入射エネルギーが低くなるほど増加するため、100keV 以上の高いエネルギーを使用した方が効率よく測定できる。ところが、その一方で $\theta = 120^\circ$ での散乱断面積は低エネルギーになるほど増加する。この入射エネルギーの減少に伴う散乱断面積の増加と Sherman 関数の減少では、前者の方が大きい。

非対称度 A とスピン偏極度 P の算出は、(2)式に基づいて行われる。しかし、この式は装置に固有の非対称性を考慮していない。そのため、正確な非対称度 A を算出するために補正が必要となる。本研究では次の式を用いて、非対称度 A を算出した。

$$\begin{aligned}
 A &= (N_l/N_l^0 - N_r/N_r^0) / (N_l/N_l^0 + N_r/N_r^0) \\
 &= (N_l/N_r - N_l^0/N_r^0) / (N_l/N_r + N_l^0/N_r^0)
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

ここで、 N_l^0 、 N_r^0 は左右に散乱された無偏極電子の個数である。これらについては、磁化していない試料についての計数値を用いた。

表2に測定結果と非対称度 A 、スピン偏極度 P の計算結果および報告例 [10] の値を示す。

ここで、スピン偏極度 P の算出は (2) 式に基づいて行った。このとき Sherman 関数 $S(\theta)$ として、散乱角 $\theta = 120^\circ$ 、Auへの入射エネルギー $E = 30\text{keV}$ での理論値0.32 [12] を用いた。

E_K (eV)	計数値 (counts)				A (%)	P (%)	
						本研究	報告例 [10]
	N_l	N_r	N_l^0	N_r^0		($\text{Fe}_{79}\text{B}_{16}\text{Si}_6$)	($\text{Fe}_{81.5}\text{B}_{14.5}\text{Si}_4$)
2.0	892	320	380	174	12±11	38±33	22±2
4.0	843	323	393	219	19±10	59±32	17±2

表2 $\text{Fe}_{79}\text{B}_{16}\text{Si}_6$ の非対称度 A とスピン偏極度 P

ここで得られた結果は大きな誤差を持つてはいるが、試料 $\text{Fe}_{79}\text{B}_{16}\text{Si}_6$ の低エネルギー領域の2次電子がスピン偏極をしている可能性を示している。固体試料から放出される2次電子のエネルギースペクトルの低エネルギー領域に現れる構造は、1次電子によって励起されて固体内で発生した電子が多重散乱を経験してエネルギーを失った電子によって構成されている。これを固体電子論的に考えれば、この領域の電子は、多重散乱の結果ほとんど価電子帯から励起された電子から成り立っているといえる。従って、低エネルギー領域の2次電子のスピン偏極は、試料の価電子帯電子がスピン偏極している結果であり、試料が強磁性体であるから、これは当然の結果であるといえる。

しかし、本研究における測定結果と、報告例 [10] のスピン偏極度 P は異なっている。この理由として、まず、試料の組成が異なっていることがある。固体の磁性は組成のわずかな違いによって大きく変化する可能性がある。本研究で用いた試料は、報告例とできるだけ組成の近いものを選んでいるが、同一組成のものではない。このことが、スピン偏極度の違いを生じた原因であるかも知れない。本研究における測定結果は大きな誤差を示している。これも、報告例との差を生じる原因となる。本研究における誤差は、主として計数の統計誤差から生じている。この誤差を減らすためには計数を増やす必要がある。そのために、Mott 型検出器に入射する電子線の強度を増加させることが今後の課題である。

ここでなされた測定の結果は、同種のアモルファス強磁性体についてなされた過去の報告例と一緒に考えると、Fe-B-Si 系アモルファス強磁性体は取り扱いが容易であって簡便なスピン偏極電子源として有望であるということを示唆している。

参 考 文 献

1. J. Kessler, "*Polarized Electrons*" (Springer-Verlag, Berlin, 1985).
2. J. Kirschner, "*Polarized Electrons at Surfaces*" (Springer-verlag, Berlin, 1985).
3. D. M. Campbell, C. Hermann, G. Lampel and R. Owen, *J. Phys. E (Sci. Instrum.)* **18**(1985)664.
4. 中野一好、細田直之、菅原英直、群馬大学教育学部紀要 自然科学編、**45**(1997)17.
5. 田島将浩、菅原英直、群馬大学教育学部紀要 自然科学編、**48**(2000)35.
6. D. T. Pierce and F. Meier, *Phys. Rev.* **B13**(1976)5484.
7. C. Y. Prescott *et al.*, *Phys. Lett.* **B77**(1978)347.
8. R. Allenspach *et al.*, *Phys. Rev.* **B35**(1987)4801.
9. S. Qiao *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.* **68**(1998)4390.
10. J. Unguris *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **49**(1982)72.
11. M. Landolt and D. Mauri, *Phys. Rev. Lett.* **49**(1982)1783.
12. A. W. Ross and M. Fink, *Phys. Rev.* **A38**(1988)6055.