

イオン - 磁性体表面衝突における 2 次電子スピン偏極度測定

量子・物質工学専攻 大谷俊介研究室 小林朋弘

1. はじめに

一般に多価イオンとは、中性原子から電子数を 2 個以上増加、もしくは減少させたイオンのことを言う。ただし、本研究において用いられる多価イオンは重元素で電子を少数しか持たないような正のイオンである。低速多価イオン-固体表面衝突過程を模式的に表したものを図 1 に示す。

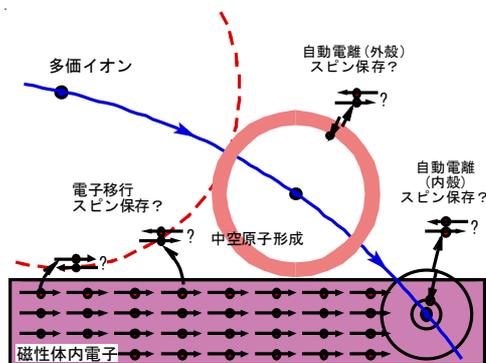


図 1. 低速多価イオン-固体表面衝突過程

低速多価イオンが固体表面に近づくと、表面から多数の電子が多価イオンの高励起状態に移行し、自らの価数を下げるとともに表面を局部的に強く帯電させる。高励起状態に捕らえられた電子は Auger 過程や自動電離過程を経て内殻に落ちていくものと真空中に放出されるものがある。また、内殻に落ちた際、光子を放出することもある。つまり、多価イオンは固体表面に近づく際、固体表面から多数の電子を奪い、そのうちのいくつかを真空中に放出しながら中性化しつつ固体表面と衝突する。このことから固体表面から多価イオンへの多電子移行が、低速多価イオン-固体表面衝突過程における主要な過程であるといえる。この多価イオンと固体表面との相互作用において、多くの 2 次電子が放出されることが知られている。例えば 50 価程度の多価イオンであれば、イオン 1

個あたり 100 個以上もの 2 次電子が放出されることが報告されている[1]。このような多価イオンをプローブとすれば、高感度かつ高分解能な磁区構造観察が可能になるとの議論・提案がされているが、そのためにはまず、2 次電子のスピンが固体表面におけるスピンを反映しているのかを知らなければならない。電子や 1 価イオンの入射により発生する 2 次電子のスピン状態は、表面におけるスピン状態を反映したものであることが知られているが、多価イオンの場合には 2 次電子発生機構が本質的に異なり、表面におけるスピン状態と 2 次電子のスピン状態との相関は明らかでない。また、これまで 2 次電子のエネルギー分布・収量などは比較的研究されてきたが、そのスピン状態については低価数イオンの場合で報告例[2]があるのみで、10 価以上の高価数イオンの場合には全く調べられていない。

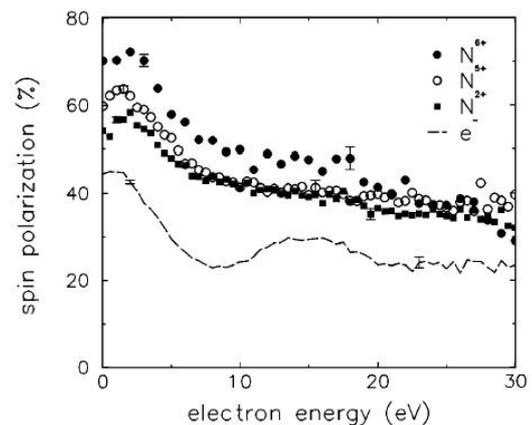


図 2. 単一方向に磁化した Fe(001) に窒素多価イオン (q=2, 5, 6) を照射した際の 2 次電子のスピン偏極度[2]

図 2 に低価数イオンによる実験結果を示す。これは単一方向に磁化した Fe(001) に窒素多価イオン (q=2, 5, 6) を照射した際の 2 次電子のスピン偏極度である。

この結果を見ると入射イオンの価数が増えるにしたがって偏極度が増加している。特に数 eV (2 ~ 3 eV) の 2 次電子の偏極度は電子入射の場合には 45% 程度であるのに対し、 N^{6+} の場合には 70% という非常に高い値となっていることがわかる。さらに多価イオンの価数を増加させていった場合、偏極度が 100% に近づくのかどうかという問題は非常に興味深い。そこで本研究は、我々の研究室に設置された多価イオン発生装置 (Tokyo-EBIT) を用いて、磁性体表面への高価数多価イオン照射による 2 次電子のスピンの観測を行うことで、表面における磁化と 2 次電子のスピンの相関を系統的に調べることを目的とした。そのために、2 次電子のスピンの偏極度を測定する装置として、比較的単純な原理と構造を有する Mott 型スピン分析器を製作し、その評価実験を行った。また、固体表面への多価イオン照射における 2 次電子は、スピン状態だけでなく、放出率に関しても報告例はそれほど多くない。2 次電子放出率はスピン実験においても重要なパラメータとなるため、併行して多価イオン照射における 2 次電子放出率の測定を行った。

2. 2 次電子放出率測定

2.1 はじめに

低速多価イオン照射による 2 次電子は、いわゆる potential emission と呼ばれる興味深い 2 次電子放出過程として興味を集め、測定がなされた [3][4]。この測定の多くは放出された 2 次電子を過不足なく捕集し、検出した電子の個数からその放出率を求めるといった方法がとられてきた。しかし、価数や角度を変えた際に 2 次電子の放出する角度や軌道などが変化することから全ての 2 次電子を捕集することは極めて難しい。そこで本研究ではそれら過去の実験とは異なる方法で 2 次電子放出率の測定を行った。この多価イオン照射による 2 次電子放出率は、自作したスピン分析器への

2 次電子の捕集効率の見積りや、測定時間の見積りなどを行う際にも重要なパラメータとなるため、スピン偏極度測定の際に標的として用いる Ni への多価イオン照射における 2 次電子放出率の測定を行った。

2.2 実験

図 3 に実験のセットアップの概略図を示す。

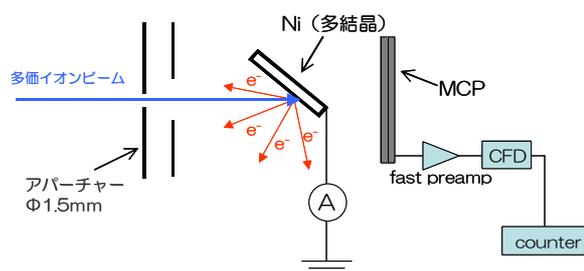


図 3. 2 次電子放出率測定実験セットアップ

まず、Ni 表面の清浄化のため、2 keV の Ar^+ イオンをサンプルカレント 100nA で 2 時間スパッタリングを行う。その後、Tokyo-EBIT から引き出した多価イオンビームを $\Phi 1.5\text{mm}$ のアパーチャーを通して標的へと照射する。多価イオンが標的と衝突すると、標的の表面から 2 次電子が真空中へ放出される。このときの標的に流れる電流 I_t を微小電流計で測定する。これにより、イオン電流と標的から放出されている 2 次電子を同時に測定することになる。また、標的を直線導入機により下げることで、後方にある MCP (Micro Channel Plate) における多価イオン信号強度 N_{MCP} を求めることができる。

この実験から、標的から放出している 2 次電子の数 N_{SE} を

$$N_{SE} = (I_t - I_{BG} - \frac{q \times N_{MCP} \times e}{a}) \div e \quad (3.1)$$

I_{BG} : background q : イオンの価数

e : $1.6 \times 10^{-19} \text{C}$ a : MCP 開口率 (60%)

のように求めることができる。

これより、2 次電子放出率 γ は以下の式から求め

ることが出来る。

$$\gamma = \frac{N_{SE}}{(N_{MCP}/0.6)} \quad (3.2)$$

表 3.1 と表 3.2 の照射イオン条件のようにヨウ素多価イオン、ビスマス多価イオンを標的に照射し、標的の電流値 I_t と、照射イオン強度 N_{MCP} を測定した。

表 3.1 ヨウ素多価イオンの照射条件

| | |
|------------|-----------------------------|
| イオン源 | Tokyo-EBIT |
| 照射イオン種 | $I^{10+} \sim I^{44+}$ |
| 照射イオンエネルギー | (イオンの価数 q) \times 3keV |
| 照射イオン強度 | $< 100000\text{cps}$ |

表 3.2 ビスマス多価イオンの照射条件

| | |
|------------|-----------------------------|
| イオン源 | Tokyo-EBIT |
| 照射イオン種 | $Bi^{35+} \sim Bi^{63+}$ |
| 照射イオンエネルギー | (イオンの価数 q) \times 3keV |
| 照射イオン強度 | $< 25000\text{cps}$ |

2.2 結果・考察

図 4 に照射イオンの価数に対する 2 次電子放出率を示した。

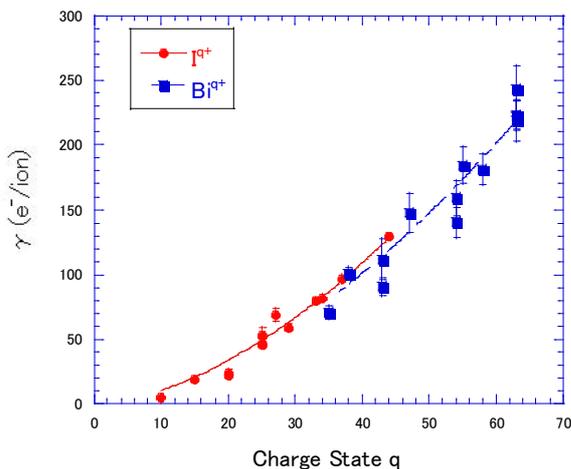


図 4. 照射イオンの価数に対する 2 次電子放出率測定結果

図 4 から、入射イオンの価数の増加と共に、2 次電子放出率が大きく増加していることがわかる。ヨウ素多価イオンでは 10 価では 2 次電子放出率が 10 程度であるが、40 価で 2 次電子放出率が 100、

ビスマス多価イオンでは 60 価で 2 次電子放出率は 200 を超えることが分かった。また、フィッティングを行ったところ、2 次電子放出率は価数の 1.7 乗に比例していることがわかった。

図 5 にヨウ素、ビスマス多価イオン照射における 2 次電子放出率とポテンシャルエネルギーとの関係を示す。

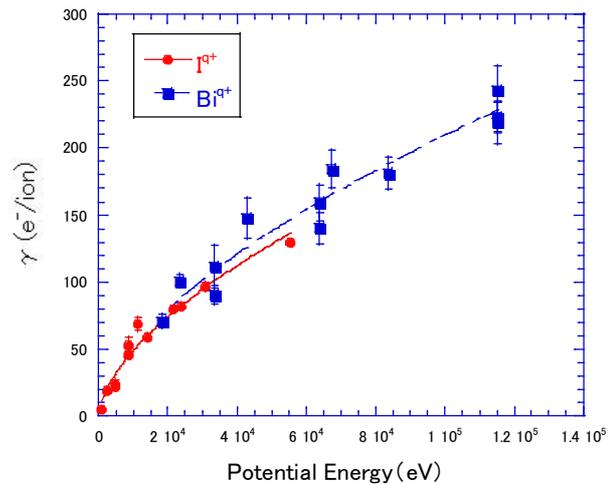


図 5. ポテンシャルエネルギーに対する 2 次電子放出率

2 次電子放出率はポテンシャルエネルギーに対して線形に増加していないことがわかる。これは、イオンの速度が速いと、表面へのポテンシャルエネルギーの付与が少なくなる、つまり、ポテンシャルエネルギーによる放出が不完全な状態で標的に衝突しているためであると考えられる。また、Auger 過程などの脱励起過程において、電子を放出せず、光 (X 線) を放出する確率が高価数になると高くなることが原因と考えられる。

3. Mott 型スピン分析器の製作

3.1 偏極度測定原理

偏極度を測定する方法はいくつかあるが、装置のサイズや自作における簡便さなどを考慮した場合、Mott 散乱を用いた装置が適していると考えた。

偏極度は電子が up スピン、down スピンどちらに偏っているのかをあらわしたものであるが、このスピン状態を直接測定することはできない。そ

ここで、高速に加速した電子をターゲットである金などの重元素薄膜に入射する。すると、スピン軌道相互作用により散乱する電子の散乱角度分布は左右非対称となる。この非対称度 (A) を測定することで偏極度 (P) を知ることができる。ただし、測定できるのは検出器を設置した散乱平面に対して直角成分の偏極度のみである。具体的な測定方法は、左右対称に設置した半導体検出器で Mott 散乱した電子数 (N_L , N_R) を測定して、その個数から非対称度 $A=(N_L-N_R)/(N_L+N_R)$ を得る。そして、シャーマン関数 (S) と呼ばれる値で規格化することで、偏極度 $P=A/S$ を求めることができる。シャーマン関数は散乱角度、入射エネルギーなどに依存する。

3.2 設計

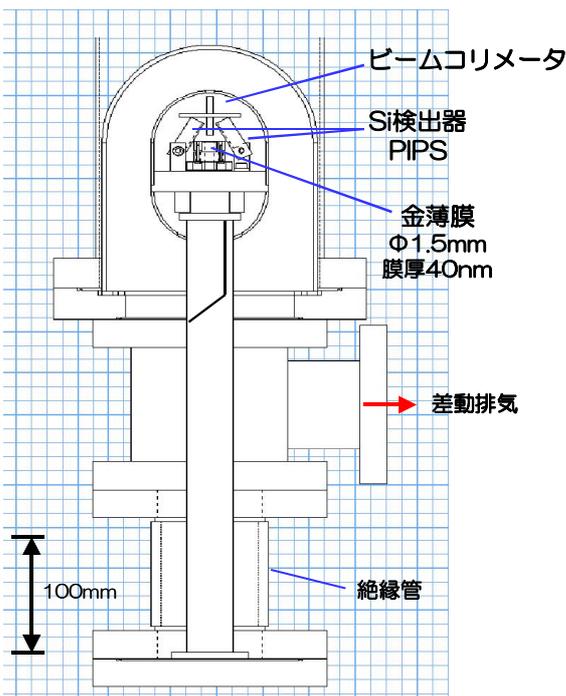


図 6. Mott 型スピン分析装置

製作した Mott 型スピン分析器の仕組みについて説明する。内部に入射した 2 次電子を Mott 型スピン分析器内部に印加した 30~40kV 程度の高電圧により加速させ、金薄膜で散乱時に十分なエネルギーを与えることができる設計になっている。用い

る半導体検出器 PIPS (Passivated Implanted Planar Silicon) の設置角度は、シャーマン関数の大きい 120 度方向とした。

3.3 評価実験

3.3.1 2 次電子検出確認実験

a) 実験

図 4.7 に実験のセットアップの概略図を示す。イオン銃で生成したエネルギー 2 kV の Ar^+ を Φ 1.5mm のアパーチャーを通し標的へと照射する。それにより放出した 2 次電子を Mott 型スピン分析器で検出できているか確認した。

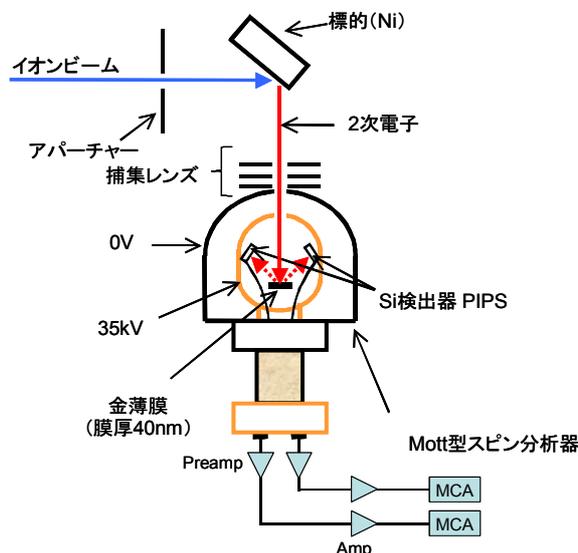


図 7. 2 次電子検出実験セットアップ

b) 結果

図 8 に結果を示す。横軸は PIPS からの信号の波高で、入射電子のエネルギーに対応している。また、縦軸はピークで 1 になるように規格化した強度である。この結果から、確かに標的から放出された 2 次電子が Mott 型スピン分析器に取り込まれ、金で散乱した 2 次電子が検出できていることがわかる。しかし、金薄膜に散乱させた後の波高分布が低くなっており、低価数側にすそを引いてしまっていることがわかる。これは、弾性散乱電子よりも非弾性散乱電子の数のほうが多いことを示していると考えられる。

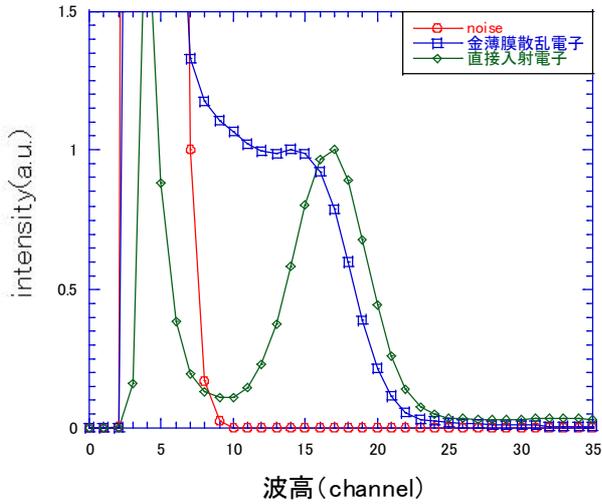


図 8. 2 次電子検出実験結果

3.3.2 2 次電子捕集効率

金で散乱して検出される電子の数が少なく、多価イオン照射による測定の場合、目標精度 ($\pm \delta P = 0.01$) を得るには、一回の測定で数十時間かかってしまうことがわかり、多価イオンの価数や試料の磁化方向を変化させて系統的なデータを収集するには厳しいことがわかった。そこで、より効率的な 2 次電子の捕集を行うため、シミュレーションや実験を通して捕集効率の改善を図った。

静電レンズの設計などによく使用されている SIMION と呼ばれる市販のソフトを用い、どのような捕集が来ているのかを確認した。図 9、10 に 2 次電子捕集軌道シミュレーションの結果を示す。改良前のレンズ系の場合、放出される 2 次電子は捕集しきれていないことが分かる。改良後は反射電極とグリッドによってレンズに電子を呼び込むことができ、その後アインツェルレンズで適当に絞ることができることが分かる。そこで、レンズ系の変更を行った。捕集効率を改造前後で実測した結果、捕集効率が約 2.7 倍に増加されたことが分かった。

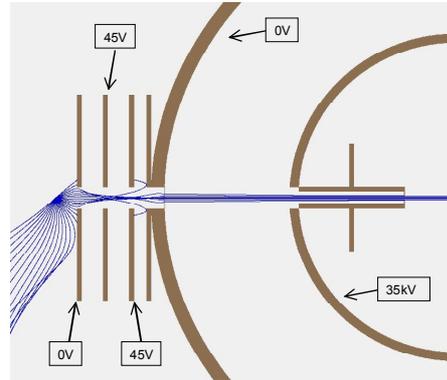


図 9. 改良前 2 次電子捕集軌道シミュレーション

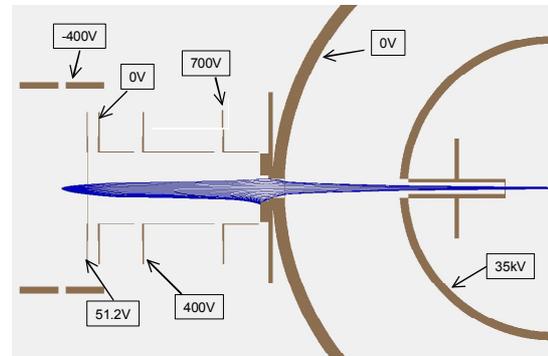


図 10. 改良後 2 次電子捕集軌道シミュレーション

3.3.3 スピン偏極度測定

a) 実験

標的の磁化方向を変化させ、 Ar^+ イオンを照射した際に放出される 2 次電子の spin 偏極度の測定を行った。用いた標的は、 $\text{Ni}(110)$ 単結晶を各片が $\langle 111 \rangle$ 容易磁化軸方向となるように平行四辺形の額縁型に切り出したもので、磁化コイルに電流を流すことで単一方向に磁化させることができる。磁化コイルの磁場の影響を考慮し、残留磁化で測定を行った。

b) 結果

Mott 型 spin 分析器内部を 35kV として測定した非対称度 A を図 4.24 に示す。

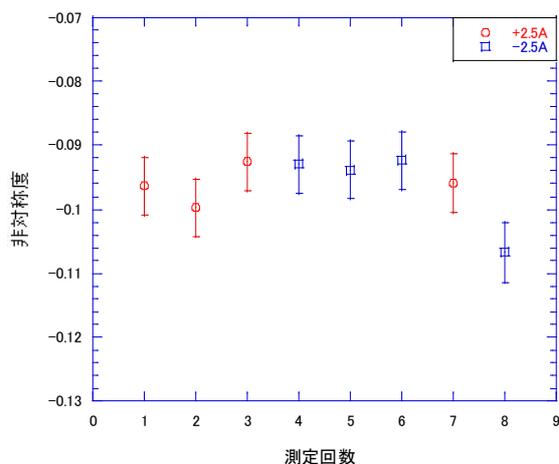


図 11. 磁化方向を変えた時の非対称度

この結果、磁化方向を変えても非対称度に変化は見られていないことが分かる。これは、図 8 からわかるように、弾性散乱した電子が少なく、非弾性散乱した電子が非常に多いためシャーマン関数が低下していることが原因であると考えられる。図 11 では、非弾性散乱の影響を極力少なくするよう図 8 の横軸で 19ch 以上に相対する波高を持った信号のみから非対称度を求めているが、それでもまだ非弾性散乱の影響が大きいためと考えられる。そこで、ビームコリメータの入口を 1mm、出口を 0.5mm にすることで非弾性散乱を減らす改良を行った。その結果を図 12 に示す。

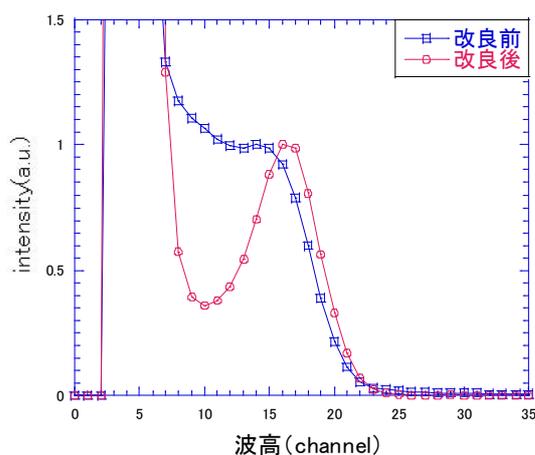


図 12. ビームコリメータ改良前後測定結果

図から明らかなように、ビームコリメータの改良を行った結果、大幅に非弾性散乱を減らすことに成功した。

また、改良後の標的から放出された 2 次電子の Mott 型スピン分析器への捕集効率の測定実験を行ったところ捕集効率は 8×10^{-5} cps であった。この値は、製作当初見込んでいた値から一桁ほど少ない。これは、ビームコリメータに取り付けたアパーチャーが捕集効率低下の一つの原因であると考えられる。

4. まとめ

① 2 次電子放出率測定

本研究では、これまで測定されていなかった磁性体 (Ni) からの 2 次電子放出率を測定することができた。その結果、40 価程度のイオン 1 個あたり 100 個ほどの、60 価程度のイオン 1 個あたり 200 個ほどの 2 次電子が放出されることがわかった。今後、低速多価イオン照射における 2 次電子放出率の価数依存性、角度依存性、速度依存性や 2 次電子のエネルギースペクトルを測定し、2 次電子放出の機構が明らかにすることが必要である。これは、potential emission の過程やスピン分析実験で得られる結果を理解する上での重要な情報となる。

② Mott 型スピン分析器の製作

電子のスピン偏極度測定のために Mott 型スピン分析器を製作し、その評価実験を行った。残念ながら現段階で、Mott 型スピン分析器は、スピン偏極度の測定まで至っていない。その原因はある程度限定されているため、今後の改良により、表面におけるスピン状態と 2 次電子のスピン状態との相関について明らかにされることが期待される。

参考文献

- [1] E.D.Donetz, IEEE Trans, Nucl. Sci. NS-23 904 (1976)
- [2] Afandzelter et al, Phys.Rev Lett.**86**.4152 (2001)
- [3] H. Kurz, et al. Phys. Rev. A **49**, 4693 (1994)
- [4] W. Meissl et al. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **256**, 520 (2001)