

卒業研究報告

題目

MeV イオンビームのチャネリング軌道計算

指導教員

成沢 忠

報告者

高田 宜功

平成 14 年 2 月 5 日

高知工科大学 電子・光システム工学科

目次

1 . 序論

- 1 . 1 物質解析の基礎
- 1 . 2 ラザフォード後方散乱法の歴史
- 1 . 3 ラザフォード後方散乱法の基本概念
- 1 . 4 チャネリング現象

2 . 人工チャネル

- 2 . 1 ガラスキャピラリによる人工チャネル
- 2 . 2 ガラスキャピラリ内の MeV イオンビームの軌道計算（鏡面反射の場合）
- 2 . 3 ガラスキャピラリ内壁によるイオンビーム散乱の角度分布計算

3 . 考察および結論

参考文献リスト

謝辞

1 . 序論

現在、固体分析には数多くの手法が存在する。その中でも分析手法として多く利用されているのがラザフォード後方散乱法 (RBS) である。RBS 法は、 H^+ や He^+ イオンなどの軽い高速イオンを物質中に打ち込み、原子の原子核との衝突により後方散乱 (ラザフォード後方散乱) されたイオンのエネルギー分析から、物質の組成を調べることができる手法である。現在の RBS 法での入射イオンビームの直径は 1mm 程度が主流である。しかし、電子デバイスや光デバイスはとても高精細化してきていて、この傾向はさらに続くことが予想される。そんな中、直径が 1mm 程度もあるイオンビームではきわめて不十分な情報しか得られない場合も多い。そこで入射イオンビームを $0.1 \mu m$ 程度まで収束させるためにガラスキャピラリを使った実験が成沢教授の研究室グループで計画されている。現在でも電磁界レンズを用いてイオンビームを $1 \mu m$ 程度まで収束させる技術はあるが、非常に大型となりコストもかかる。ガラスキャピラリを使うイオンビーム収束の研究は、今のところまだシミュレーション計算の段階で、これまではすべてのイオンがガラス壁面に衝突したら鏡面反射されるものと仮定している。

本論文では、まずこれまでの根引らの計算を再確認した後、ガラス壁面によるイオン散乱の角度分布を考慮に入れれば、より現実に近いシミュレーション結果が得られることを期待して、簡単なモデルを仮定して計算を行った。

ここでは、第 1 章で固体分析について説明し、第 2 章で現在行われているガラスキャピラリによるイオンビーム収束実験についての説明と散乱角度分布計算の結果を紹介する。

1 . 1 物質解析の基礎

物質解析手法は、放射線源・粒子線の種類 (光子、電子、中性子、イオンなど)・相互作用の断面積・放出される放射線の種類・検出系などによって特徴づけられる。図 1 . 1 は固体へのイオン衝突により放出される各種信号を表わしたものである。これら各種信号のどれを検出するかによって、以下に示すようなさまざまな分解手法が実現できる。

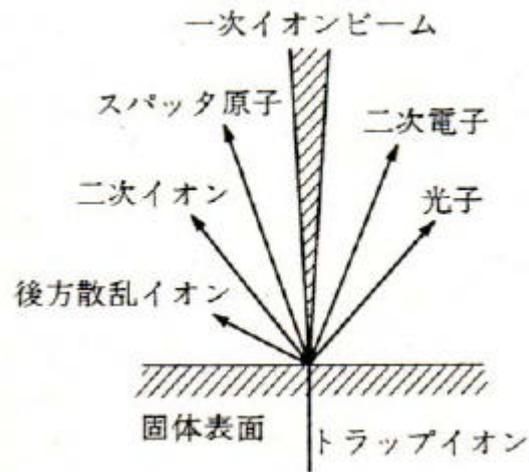


図 1 . 1

イオン衝突により生成される各種信号

入射粒子と放出粒子の種類によって、いくつかの固体分析手法を列挙してみる。

A. 同種の放射線が入射と出射の場合

- 1 . 電子 (入射) 電子 (出射)
オージェ電子分光法 (AES)
- 2 . イオン (入射) イオン (出射)
ラザフォード後方散乱法 (RBS)
- 3 . X 線 (入射) X 線 (出射)
蛍光 X 線分光法 (XRF)

B. 異種の放射線が入射と出射の場合

- 1 . X 線 (入射) 電子 (出射)
X 線光電子分光法 (XPS)

2 . 電子 (入射) X 線 (出射)
電子マイクロ分析法 (EMA)

3 . イオン (入射) 試料イオン (出射)
二次イオン質量分析法 (SIMS)

ターゲットに入射した粒子は、ある場合は弾性的に散乱され、ある場合にはターゲット原子内で電子遷移を起こさせる。ターゲットの単位面積当たりの原子の個数は、入射粒子の個数 (I) と相互作用が起きた回数との間の関係から計算される。入射粒子と原子の相互作用の起こりやすさの定量的な尺度となるのが断面積である。あるプロセスについての原子の断面積 (σ) は、そのプロセスが起きる確立 (P) を使って表すと、

$$P = (\text{相互作用が起きた回数}) / (\text{入射粒子の個数}) = Nt$$

と定義される。

入射粒子に垂直な単位面積あたりに Nt 個の原子を含むターゲットに I 個の粒子が入射したとすると、相互作用が起こる回数は $I Nt$ となる。ここで、 I は別個で測定できるから、断面積がわかっているプロセスの出射粒子を計測すれば、ターゲット原子の個数、つまり組成が求められる。散乱された粒子や出射線のエネルギーは、ターゲット原子の情報を持っている。物質解析で得られる情報は、原子の種類・濃度・深さ方向の分布・構造などである。

図 1 . 2 に散乱断面積の概念を示す。

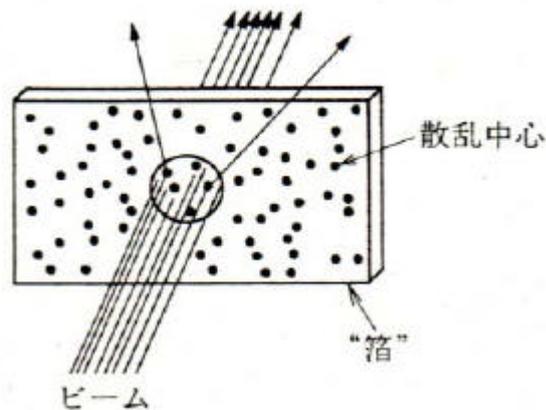


図 1 . 2 散乱断面積の概念図

図 1. 2 において、単位面積内に 5 個の散乱中心（原子）があって、それぞれの原子の散乱断面積が単位面積の $1/30$ であるとするならば、入射粒子のうち $5 \times 1/30 = 1/6$ が散乱されることになる。

1. 2 ラザフォード後方散乱法の歴史

1900 年代初め、ラザフォードは、ラジウムからの崩壊生成物として放射される α 線の金属板による反射率を測定していて、重い金属ほど反射率が大きいことに気がついた。そこで板の厚さを調べるために薄い金箔で実験を行ったところ α 線の反射は厚い金板のときの 10 分の 1 以上も観測された。次に、金箔を重ねてみると、はじめの数枚での反射率は枚数に比例した。これは、 α 線の反射が、金の原子との 1 回の衝突による散乱結果である事を示している。このように 1 回の衝突で大きな散乱をするには原子の内部で電荷が一様に分布していると考えていては説明できない。そこでラザフォードは原子の中心に正の電荷をもつ極めて小さく重いもの、すなわち原子核が存在することを示したのである（1911）。このように歴史上、原子や原子核の構造は粒子の散乱実験で得られてきたものであるが、現在ではこの原子核による α 線の散乱は、試料についてのさまざまな情報を知る有力な手段となっている。

1. 3 ラザフォード後方散乱法の基本概念

原子や原子核の構造は、粒子の散乱実験で得られてきた。素粒子（光子、電子、中性子、イオンなど）のビームを既知の原子・原子核と衝突させ、散乱を計測する事によって相互作用を知る事ができる。逆に、未知のターゲット（固体）に直接、数百万ボルト（MeV）のエネルギーをもつイオンを入射し、それが原子によって散乱されるとき、散乱粒子の強度とエネルギーを計測することでターゲットの組成（元素の種類と量）や構造（深さ方向、分布と配列の状態）が分かり、その結果からターゲットを解析する事ができる。これがラザフォード後方散乱法（RBS）の基本的概念である。

ラザフォードが示した原子核同士のクーロン散乱は「ラザフォード散乱」と呼ばれている。RBS法では、数百万電子ボルト (MeV) まで加速した H^+ や He^+ イオンなど軽い高速イオンビームを物質中に打ち込み、原子の原子核とのラザフォード散乱により後方散乱されたイオンのエネルギー分析によって、物質の構成を知ることができる。このRBS法では、試料の組成や深さ方向の分布を表面から数 μm のところまで約 100 という精度で知ることができる。しかも、数mm四方で厚さ数 μm 以上という少量の試料しか必要とせず、それをほとんど破壊することなく (非破壊試験) 多くの場合1時間以内という短時間で正確な情報が得られる。この時の散乱過程で入射イオンは一定のエネルギーを相手側の原子核に反跳エネルギーとして与える。さらに、物質中の電子とイオンとの相互作用によってエネルギーが失われる。このように、入射イオンがエネルギーを失う過程には原子核との相互作用と電子との相互作用の2種類があるが、これらはイオンの速度で異なることが知られている。速度が大きいほど相互作用は小さくなる。つまり、高速イオンほど飛程が大きい。これらの散乱過程は大きく「弾性散乱」と「非弾性散乱」の二つに分類される。まず、弾性散乱とは、散乱前にイオンおよび散乱体 (物質中の原子) のもっていた全運動エネルギーが散乱後も保存される場合のことで、これに対して非弾性散乱では全運動エネルギーの一部がほかのエネルギーに変わってしまう (電子励起にエネルギーが消費される、など) ため保存されない。この2つの異なる散乱過程は同時に起こっているが、どちらが主として起こるかは原子の軌道運動速度 (V_e) に対してのイオン速度 (V_i) によって決まる。

- (1) $V_i > V_e$ の場合は“高速イオン”で運動するイオンと軌道電子間に生じるクーロン相互作用の時間的変化が激しくなり電子励起が起こる。
- (2) $V_i \ll V_e$ の場合は“低速イオン”で、相互作用はゆっくりと変化するので電子励起は無視できる。

ここで、軌道運動速度 (V_e) は一般的に 10^8 cm/s の桁である。

イオンの原子量を N とすると、イオンの運動エネルギー (E_i) が N (keV) 以上になれば電子励起を起こしやすくなることが知られている。したがって、高速イオンと低速イオンの境界となるエネルギー値は、

$$E_i = N \text{ (keV)}$$

で表わされる。

よって、 $N = 4$ の He^+ イオンを MeV 領域まで加速すれば、完全な高速イオン領域となる。したがって、この場合には、イオンのエネルギー損失は主として電子との相互作用によって起こり、原子核との衝突はごくまれにしこ起こらない。

RBS 法で使用する高速イオンは弾性散乱の確率が非常に小さい。イオンビームは原子核による散乱ではイオンのエネルギーとともに軌道の方向も変化するが、電子との衝突過程では、電子が持っている運動エネルギーは数 eV から数十 eV 程度の範囲なので 1 MeV の高速イオンのエネルギーに比べれば非常に小さく、質量は数千倍以上も小さいので、軌道方向の変化を考える必要はなく、エネルギー損失だけを考えればよいことになる。

また、ラザフォード散乱が起こるためには原子核同士が $\sim 10^{-3}$ 程度まで接近する必要があり、結晶の格子定数より ~ 3 桁も小さい。

そこで、固体物質中に高速イオンが入射された場合、物質というのは極めて小さな原子核が \sim 数 ほど離れて散在している空間であり、その中の原子核を例えて言えば、国立競技場内のパチンコ玉くらいの大きさである。そんな空間内にイオンビームを入射した場合に、たまたま原子核の近く ($\sim 10^{-3}$) を通る場合のみ広角散乱が起こるわけであって、大部分のイオンビームは散乱せずに直進する。この時、イオンの通り道に存在する電子は、非常に小さくはあるがイオンビームに対して、ブレーキの効果を果たす。

さて、次にイオンのエネルギー損失であるが、単位長さあたりのエネルギー損失量を阻止能という。RBS 法で用いられるエネルギー範囲では、原子核による散乱阻止能に対する寄与 (核阻止能) は、電子との散乱による阻止能 (電子阻止能) に比べて圧倒的に小さいので、通常無視する。

ここで、二つの阻止能について簡単に説明しておく。

(a) 電子阻止能

イオンビームなどに対する微小のブレーキ作用があり、そのブレーキ作用の強さは、イオンが物質中を dx 進むと dE のエネルギーを失う（単位長さあたり失うエネルギーの量）として $(dE/dx)_e$ で表わされる。

(b) 核阻止能

イオンビームは原子核との衝突による弾性散乱でもエネルギーを失う（単位長さあたり失うエネルギーの量）ので、この効果を電子阻止能 $(dE/dx)_e$ に対して、 $(dE/dx)_n$ で表わす。

これらのことから、物質中にイオンビームが入射されてから後方散乱されて検出器にたどり着くまでのエネルギー損失を以下に述べる。

(1) 電子阻止能によるエネルギー損失

- (a) 表面からある深さ X の原子核まで直進する間に失ったエネルギー
- (b) 後方散乱された後、深さ X から逆戻りして検出器に入るまでに失ったエネルギー

(2) 核阻止能によるエネルギー損失

- (c) 深さ X にある原子核に与えたエネルギー

このとき、核阻止能によるエネルギー損失は物質内原子核の質量で決まるから、その情報より質量分布がわかる。また、電子阻止能によるエネルギー損失からどのくらいの距離を往復したかにより深さ方向の情報がある。

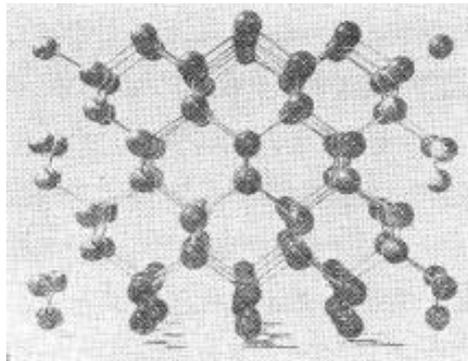
電子阻止能 $(dE/dx)_e$ のデータはいろいろな物質について集積されているが、特に、 H^+ と He^+ については豊富であって、このことが RBS 法で上記軽イオンが多く使われることの一因となっている。 $(dE/dx)_e$ の値は数 MeV の He^+ の場合、 $\sim 50 \text{ eV/}$ 程度（すなわち 0.1 nm 進むとき 50 eV 前後のエネルギーをイオンは失う）である。そのため、表面から $\sim \mu\text{m}$ ($=x$) の深さまでにイオンは約 500 keV 程度のエネルギーを失う。これに対して、低速イオンの後方散乱の場合は、弾性散乱が非常に大きい

ため一回散乱の条件が成立しない。したがって、低速イオンでは深さ方向の情報をもたす事ができない。

これらの事から、数 MeV の高速イオンが後方散乱されるには、原子核の中心に約 10^{-3} (10^{-11} cm) 程度近づかなければならない。したがって、その散乱断面積は非常に小さく $(10^{-12} \text{ cm})^2 = 10^{-24} \text{ cm}^2$ 程度である。一方、固体物質は 1 cm^3 中に $10^{22} \sim 10^{23}$ 個の原子核を含んでいる。物質が単結晶の場合には、高速イオン群が単結晶全体から後方散乱されるマクロな断面積にその結晶性が影響を持つ場合がある。すなわち、イオンの入射方向が結晶軸（または面）と特殊な関係にある場合には、そうでないときに比べて、この断面積ははなはだしく小さくなる現象（約 2 桁）が認められる（つまり後方散乱が起こりにくくなる）。このような現象をチャネリング現象という。

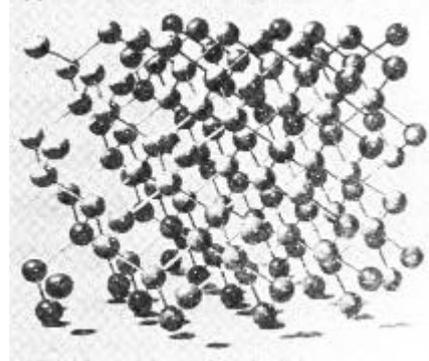
1.4 チャネリング現象

結晶を低指数軸方向から見ると原子列に囲まれた隙間が見える。このような隙間をチャンネルという。イオンが特定の結晶軸や結晶面（チャンネル方向）に平行に入射する場合をアラインド入射（aligned 方向）、そうでない場合をランダム入射（random 方向）という。図 1.3 に aligned 方向と random 方向から見たダイヤモンド結晶を示す。



(a)

<110> 方向から見たもの
(aligned 方向)



(b)

<110> 方向から約 10° 移動したもの
(random 方向)

図 1 . 3

図 1 . 3 (a) のようなアラインド入射ではランダム入射に比べ散乱確立が小さくなり、さらに阻止能が減少するため、入射イオンが結晶の奥深くまで侵入する。この現象をチャネリングという。

1 . 4 . 1 チャネリング現象を用いた測定例

ここでは、参考文献である編者 大西孝治氏らの固体表面分析の中からチャネリング測定の一例として述べる。下地結晶 (Si) とエピタキシャル層 (CeO₂ 薄膜) の結晶方位関係を 1.8MeV のヘリウムイオンを用いたチャネリング測定を利用して解析したものである。

このとき、下地の Si からの信号と CeO₂ 層からの信号には散乱エネルギーに差があるので分離して観測できる。試料をゴニオメータにセットし y 軸を 5° 傾けて、傾き角を 0 に固定した状態で 1° ずつ回転させながら一定量のビームを入射し、各領域に対応するエネルギー範囲の RBS イールドを積算する測定を回転角 0 ~ 360° の範囲で繰り返して円周上に示して測定を行う。このとき、極小の値を示した部分は入射イオンビームが面チャネリングを起こした事を示している。この極小値は円の中心付近を中心に対称で、その 2 点を 1 組として結ぶ直線が結晶面を示している。この直線が 1 点で交わるところが結晶軸の位置を示している。そのようにして構成されたグラフ (ステレオグラフ) の対称性を調べる事で結晶の方位関係を明らかにすることができる。

Si のステレオグラフは4つの $\{100\}$ から構成されていて、Si の方位が (100) であることが確かめられる。これに対して、 CeO_2 のステレオグラフは複雑だが、対称性の解析により、 90° 回転した2つの $\{100\}$ 面パターンが重なったものであることがわかる。すなわち、堆積した CeO_2 はダブルドメイン構造を持つ多結晶であり、下地の Si と CeO_2 のエピタキシャル関係は、 $(110)\text{CeO}_2 ; (100)\text{Si}$ 、 $(001)\text{CeO}_2 ; (011)\text{Si}$ であることが、チャネリングを利用した RBS 分析により判明した。さらに、下地 Si と CeO_2 のグラフを比べてみると、結晶軸を表わす交点の位置が Si の $\{100\}$ 面に沿ってわずかではあるが、ずれている。これを調べるためにイオンビームが $\{110\}$ 面に平行になる条件で傾き角を変え、RBS イールドの角度依存性を測定すると、RBS イールドの極小値はずれており、Si の $\langle 100 \rangle$ 軸と CeO_2 層の $\langle 110 \rangle$ 軸が完全には平行でないことが分かる。

次に、堆積した CeO_2 層の結晶性を測定したアラインドスペクトルとランダムスペクトルを図1.4に示す。

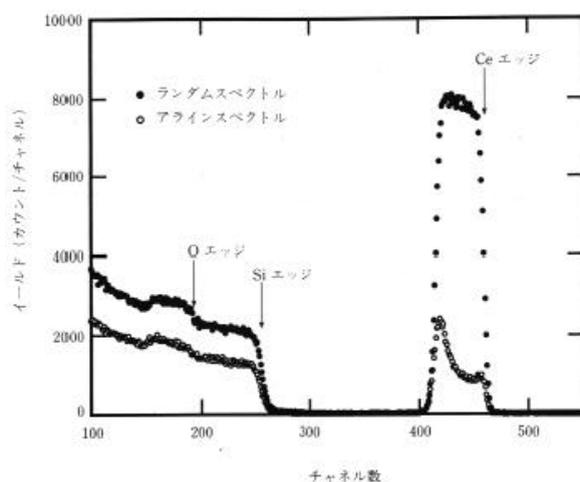


図1.4

Si (100) 上に堆積した CeO_2 試料のランダムおよびアラインドスペクトル

アラインドスペクトルはイオンビームの入射方向を CeO_2 の $\langle 110 \rangle$ にあわせ、回転軸 y を 7° 回転し、さらに z 軸を回転しながら入射ビームを $3\mu\text{C}$ 照射して測定している。ランダムスペクトルを回転しながら測定するのは、ビーム入射方向を単に 1 軸に関して傾けただけでは、軸チャネリングは避けられても面チャネリングは、かならずしも避けられないためであり、試料が結晶性の場合、再現性のよいランダムスペクトルを測定するには重要な留意点である。

アラインドスペクトルはランダムスペクトルに比べ、チャネリング効果によってイールドが減少しており、結晶成長していることが分かる。一方、セリウム原子 (Ce) によるスペクトルは、結晶表面原子による表面ピークを除けば表面側から界面側にむかって上昇しており、界面付近で結晶性が悪くなっていることが分かる。以上に述べたように、RBS法はチャネリング効果測定と組み合わせることにより、単に試料内原子の深さ方向組成分析だけでなく、結晶性試料中の欠陥分析や不純物原子位置の測定など、適用範囲の広い分析法なのである。

以上、述べた例からもわかるようにチャネリング測定によって、

(1) 結晶性の評価 (試料の欠陥を分析)

(2) 結晶界面の歪みの検出

などが可能であり、これらは積層構造の資料を解析するにあたって重要な情報をもたらす。さらに Si 結晶中にドーパントである As などを注入した試料の例などでは、Si 結晶格子のどこに不純物が存在するかをチャネリング測定によって知ることができる。

2 . 人工チャネル

2 . 1 ガラスキャピラリを用いた人工チャネルの概要

RBS法は前で述べたように試料（固体物質）に高速イオンビームを当てることにより、その元素組成や深さ方向の分布を測定する事のできる優れた手法である。しかし、現在の電子デバイスや光デバイスなどの高精細化により、入射ビームの直径が1mm程度のRBSでは有効な情報が得られない場合が多くなってきている。そこで、RBSの面積分解能を簡単に、しかも飛躍的に増加させたいと考え、ガラスキャピラリを使ってイオンビームを収束させてみることにした。計算で仮定したガラスキャピラリは、図2.1のようにチャネリングの臨界角 0.5° 以下のテーパを持つもので、これに入射したイオンビームは中央に収束され出口から出射されると思われる。

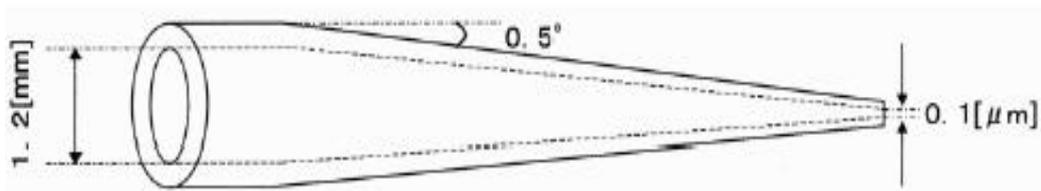


図2.1

0.5の臨界角以下のテーパを持つガラスキャピラリ
で入り口の直径は1.2mmで出口が0.1μmである。

図2.1は、図1.3(a)のようなダイヤモンド結晶を $\langle 110 \rangle$ 結晶軸方向から見たときのチャネル（原子列の空間）の一つと考えたもので、人工的なチャネルとして働くことが想定される。

2.2 ガラスキャピラリ内のイオンビームの軌道

まず、ガラスキャピラリ内壁を2本の直線で近似し、その中でイオンビームの軌道を図2.2に示すように、壁面で鏡面反射をくり返す折れ線と考える。

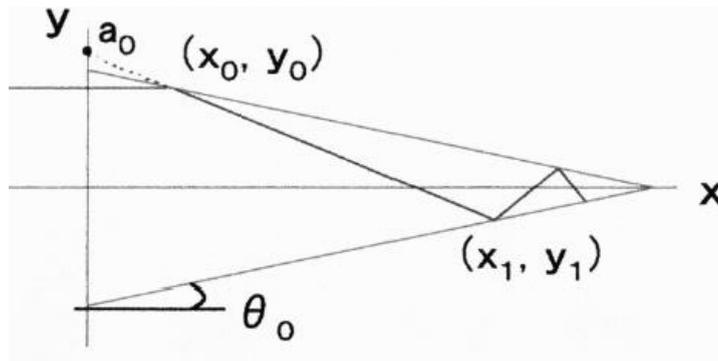


図2.2

二次元の折れ線で表したイオンビーム軌道シミュレーション

キャピラリ内に入射されたイオンビームにはさまざまな作用が働き、実際ではとても複雑になるが、今回は簡単にするためにガラスキャピラリ内に入射したイオンビームはガラス壁面で鏡面反射するものと仮定して計算を行った。さらに、2次電子の発生や鏡面反射以外の散乱なども考えないもっとも簡単な仮定で計算を行うことにする。そのように考えることでイオンビームの軌道は次のような簡単な方程式で表わすことができる。

イオンビームの入射方向をx軸、それと垂直な方向をy軸として、キャピラリ入口の中央を原点とすると、イオンビームの(n+1)回目の反射点の座標(Xn, yn)は...

$$X_n = a_0 + a_{n-1} / \tan 2\theta_0 + \tan \theta_0$$

$$y_n = (-1)_{n+1} \cdot a_{n-1} + (-1)^n \cdot X_n \cdot \tan 2\theta_0$$

ただし、

$$a_n = X_n \cdot \tan 2(n + 1) \theta_0 + (-1)^n \cdot y_n$$

は、 n ($n = 1, 2, 3, \dots$) 回反射後のトラジェクトリーを表わす直線の y 切片である。

これらから、入射したイオンビームはガラス壁面で反射するたびに壁面に対する角度をテーパ角だけ増加させながら進んでいく事がわかる。

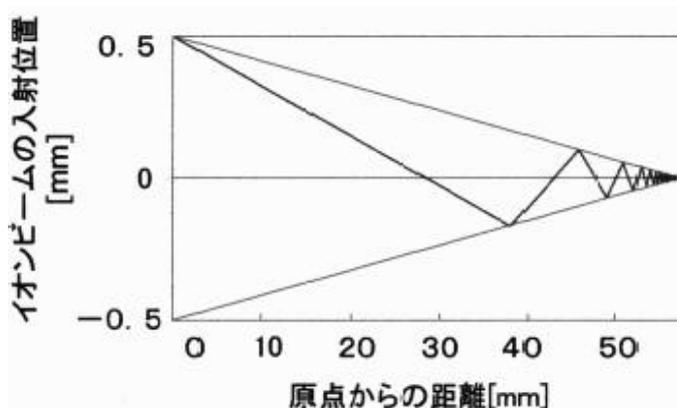


図 2 . 3

テーパ角が 0.5° 、入り口の径 1.0mm 、出口の径 $0.1\ \mu\text{m}$
長さ 57.3mm のガラスキャピラリ

上記で述べたような条件のもとで図 2 . 3 のような、直線のガラスキャピラリについての軌道計算を行ってみる。このとき、最も外側から入射したイオンビームは 56.8mm 付近までしか進まず出射されない。次に中心軸から $\pm 5\ \mu\text{m}$ のところから入射したイオンは出口まで到達して出射することができる。その他のところからも入射してみたが、結局 $\pm 5.7\ \mu\text{m}$ 以内のところから入射したイオンしか出射されないことがわかった。このとき出口付近のトラジェクトリを例として図 2 . 4 に示す。

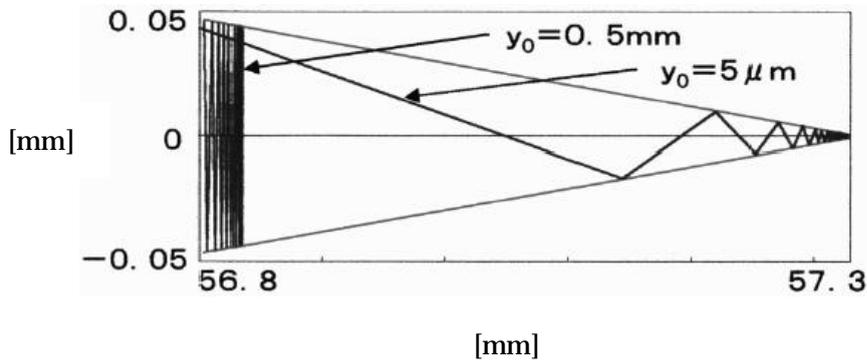


図 2 . 4

図 2 . 3 の出口付近の拡大図

2 . 3 ガスキャピラリ内壁によるイオンビーム散乱の角度分布計算

これまでに述べてきたようなガラス壁面で鏡面反射する場合には、種々の物理的現象を無視するうえに、入射イオン数を 1 個の原子と考えて計算を行っているため、最も簡単な計算で結果を得ることが可能であった。しかし、このような仮定では単純すぎて現実的ではなく、実際に出てくるであろう結果と、だいぶ異なってくると考えられる。これをもう少し現実的にシミュレーションするためには、物理的現象を考えたいで計算を行う必要がある。しかし、考えられるすべての現象を考慮して計算を行うと、非常に複雑になる。

ここでは、ラザフォード散乱の散乱断面積の角度依存性、すなわち

() $\sin^{-4} \theta / 2$ 、を考慮に入れてガスキャピラリ出口付近での散乱イオンの角度分布計算を行った。本来ならば長いキャピラリの全領域にわたってこのような計算を行えばより現実に近いシミュレーションとなるが、出口付近での計算だけでも鏡面反射だけを考えたとの比較のためには十分役に立つと考えられる。

まず、図 2 . 5 に散乱断面積の角度依存性を計算した結果を両対数グラフで示す。

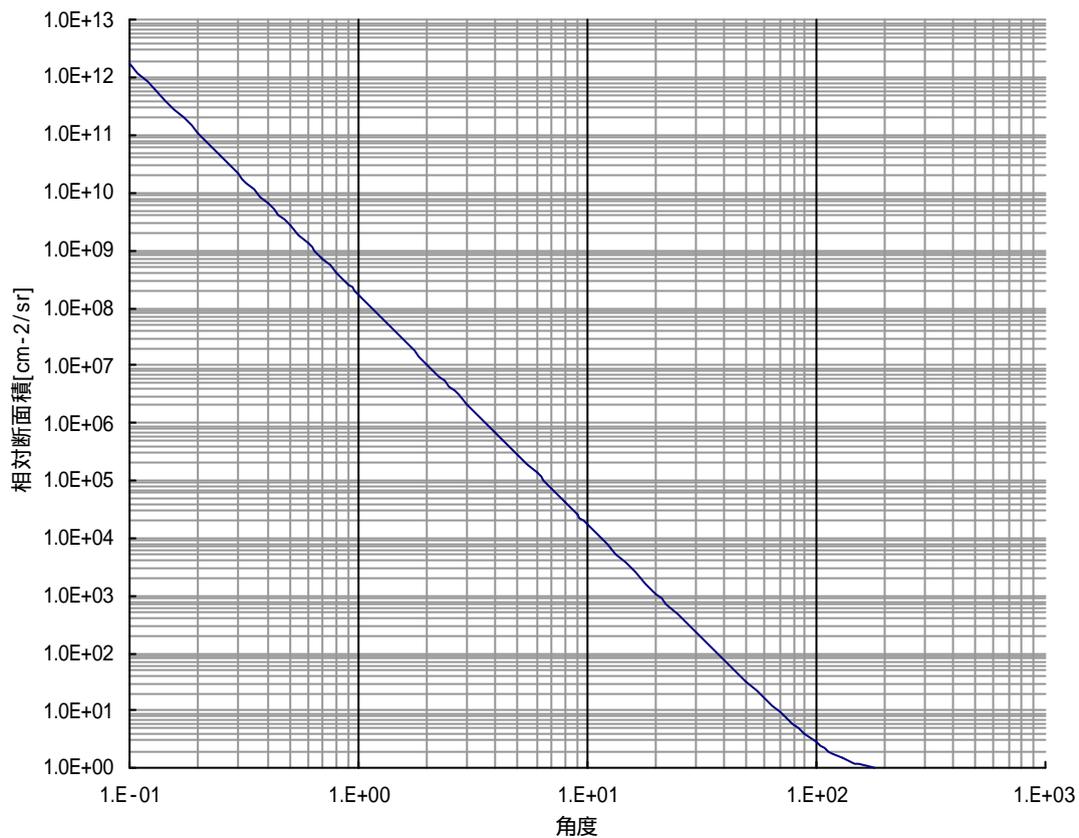


図 2 . 5
角度 に対する相対断面積の変化

図 2 . 5 のグラフからも明らかなように、散乱断面積は相対的に前方散乱 ($\theta = 0^\circ$) が圧倒的に大きく θ が大きくなるにつれて急激に減少する。なるべく多くのイオンを出口から取り出したいという本研究の本来の目的からいえば、この傾向は一面ではガラス中に侵入して失われるイオン数が増加するので好ましくないが、他方、鏡面反射だけを考えていたときに比べればキャピラリ出口を通過するイオン数が飛躍的に増加するという好ましい結果をもたらす。図 2 . 6 にこのようすを模式的に示す。

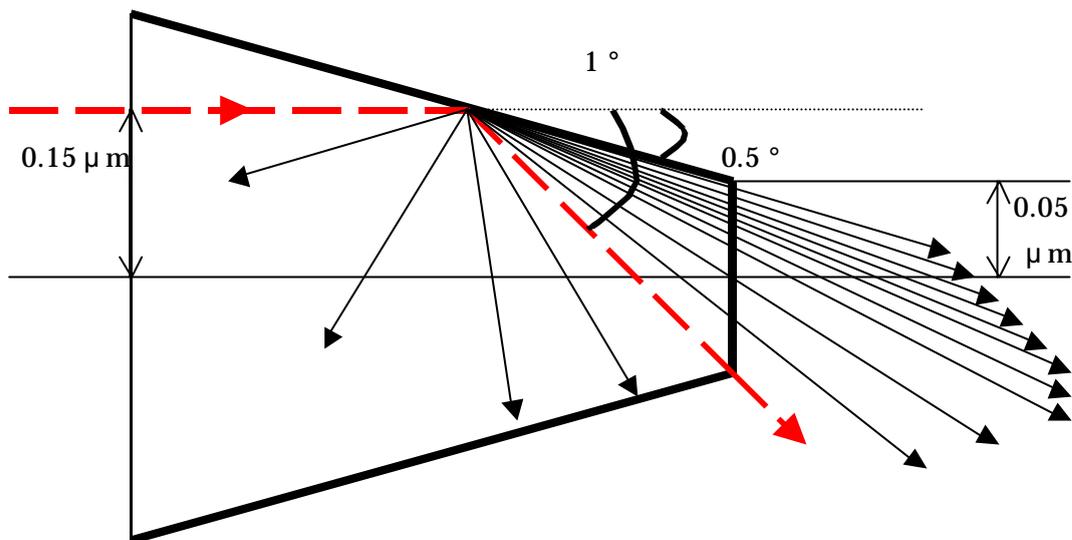


図 2 . 6

鏡面反射の場合を $\text{---}\blacktriangleright$ で示している。

散乱断面積の角度依存性を考えた場合のを $\text{---}\blacktriangleright$ で示している。

鏡面反射ではキャピラリ中心軸から $0.15 \mu\text{m}$ 以内に入射したイオンしか出口から出られないが、強い前方散乱のおかげで多くのイオンが出口を通過できることがわかる。図 2 . 6 で散乱角が $0 \sim 0.5^\circ$ のイオンはガラス内に侵入し失われる。散乱角が $0.5^\circ \sim 1.0^\circ$ のイオンは出口を通過してくる。散乱角が 1.0° より大きいイオンは反対側のガラス中に侵入して失われる。これらがどのくらいの割合で起こるかを断面積の積分

$$\int \frac{d}{\sin^4\left[\frac{\theta}{2}\right]}$$

より求めると、ほぼ

$$14000 : 22 : 1$$

の比率となる。すなわち、約 0.15% のイオンが出口から出てくことになる。この値は、まだ実用的とはいえないが、鏡面散乱だけを考えていればゼロであったものが、単純なラザフォード散乱の断面積に従うと仮定しただけで 0.15% にも増加する結果が得られた、ということで、前途に希望を持たせるものである。

3. 考察および結論

根引らの鏡面散乱による全反射を仮定した軌道計算では直径 1mm の入口に入射したイオンのうち、中心軸からわずかに $\pm 5.7 \mu\text{m}$ 以内に入射したイオンが出口から出てくるという結果であった。しかし、この全反射の仮定は常にチャネリング条件が満足されていれば、ほぼ成立すると考えて良いが、実際には壁面に対するイオンの入射角が徐々に大きくなるので成立しない。したがって、この効果を考えれば入口から出口へのイオンの透過率は大幅に低下するはずである。

これに比べて、本研究のように散乱イオンの角度分布を考えれば、断面積が前方散乱では非常に大きいという事実によって透過率は、かなり改善される可能性がある。さらに、今考えているような小角散乱ではガラス表面の電子による寄与がイオンビームを曲げる上で無視できない効果があることが知られていて、この効果もイオンビームの透過率を増加させる方向に働く。

以上まとめると、本論文では、まず RBS 法の基本原理について述べ、ついで細いガラスキャピラリ内のイオンビームの軌道計算を行った。軌道計算では、ガラス壁面によるイオンの全反射を仮定した根引らの計算を再確認し、さらにラザフォード散乱の断面積の角度分布を考慮に入れた場合を簡単なモデルで計算した。まだモデルが単純すぎるのでここで得られた結果がすぐに実験的にも得られるとは考えられないが、これまでの結果を幾分は改善できるものと思われる。

参考文献リスト

1. 根引拓也、山本哲也、成沢忠 共著：第 62 回秋季応用物理学会 予稿集
第 2 分冊 (2001.)
2. 平木昭夫, 成沢忠 共著：(応用物理学会) 表面・界面の分析と評価
(オーム社 1994.6)
3. 大西孝治・堀池靖浩・吉原一紘 共著：固体表面分析< > (講談社 1995.4)
4. 金子洋三郎 著：[化学のための] 原子衝突入門 (株)培風館 (1999.5)
5. 笹川辰弥 著：(物理学選書 20) 散乱理論 (株)裳華房 (1991.3)
6. 市川行和 著：衝突する原子 (株)丸善 (1985.1)
7. 村田好正・八木克道・服部健雄 著：(アドバンスエレクトロニクス
シリーズ 1-19) 固体表面と界面の物性 (株)培風社 (1999.3)
8. 小間篤・八木克道・塚田捷・青野正和 著：(表面科学シリーズ)
表面科学入門 (株)丸善 (1994.11)
9. 藤本文範・小牧研一郎 著：イオンビーム工学 (内田老鶴圃 1995.2)
10. 藤本文範 著：イオンビームによる物質分析・物質改質 (内田老鶴圃 2000.3)

謝辞

今回の論文を作成するにあたって、親切なご指導、ご支援を頂いた高知工科大学工学部電子・光システム工学科、成沢忠教授に深く感謝いたします。

また、常日頃から御指導、御助言を頂きました高知工科大学工学部電子・光システム工学科の教授、助教授および数多くの方々のご支援を頂き重ねて感謝の意を申し上げます。

そして、本研究を進めるにあたってご協力頂いた高知工科大学工学部電子・光システム工学科、根引拓也氏に感謝いたします。本当にありがとうございました。