講座

応用放射線エネルギー分析法(10)

Ⅳ. ベータ線のエネルギー分析法とその応用

(2) 固体や気体を利用したベータ検出器(続き)†

川上宏金

東京大学原子核研究所

188 東京都田無市緑町3-2-1

Key Words: position sensitive detector, proportional counter, micro-channel plate, preparation of beta-ray source, electro-plating, vacuum evaporation method, Langmuir Blodgett film, implantation with isotope separator on line, application of beta-ray energy measurement

3・3 位置感応型検出器

磁気型分析器で運動量を分析した後で焦点面に置かれた検出器で計数する場合、その検出器が位置感応型であればスペクトログラフィックなデータ収集が可能である。これにより検出効率が格段に向上するとともに、 S/N も改善される。

この種の検出器として、最初に開発されたのは半導体検出器(SSD)であったが、分解能があまり向上しない点や全体の大きさに制限があって、その後あまり使われなくなった。代わって、現在よく使用されているのは比例計数管である。また、最近ではマイクロチャンネルプレートという新しいタイプの検出器が開発された。この2種類の検出器について紹介する。

3・3・1 比例計数管

気体を利用した放射線検出器のなかでもこの検出器は、GM計数管に比べて、パルス波高が飽和することがなく、入射エネルギーに依存するある分解能のスペクトルを示すのでバックグラウンドとの区別もある程度可能である。

位置の識別は遅延素子を使って時間的遅延を利用す

る方法³⁶⁾と、電荷分割法があるが、後者が圧倒的に多く利用されているのでその方法を紹介する。

典型的な構造を図34に示す。抵抗を持った細い芯線を使用する。芯線としては当初高抵抗炭素被膜石英線(直径: 25 μm , 抵抗値: 8 $\text{k}\Omega/\text{mm}$)を使っていたが、使用中に何回も放電すると炭素被膜が剥離して抵抗値が変わったり、最悪の場合は断線状態になってしまうことがあった。最近、質のよい一様抵抗のニクロム線(直径: 11 μm , 抵抗値: 11 Ω/mm)を使っている。これにより、前記のようなトラブルはなくなり、非常に安定に動作するようになった。ガスは純イソブタンで $(2-4) \times 10^4$ Paの圧力で使う。入射窓には1-2 μm 厚さのポリプロピレン膜を使う。前面には膜の支持のためのメッシュを入れる。

入射 β 線によって造られた電子と陽イオンのうち、信号に寄与するのは陽イオンで、電子による誘起信号は無視できる。信号の波形は指数関数的に立ち上がり、その電流は芯線両端までの抵抗値の逆比で分割されて、前置増幅器に入力する。両サイドの直線増幅器の電圧信号 V_A と V_B を使って、

$$V_A / (V_A + V_B)$$

の演算を、計算機によってソフト的に行うか、デジタル割算器でハード的に行う。以前は、ソフトでやる場合は速度が遅いという問題があったが、いまはかなり高速の計算機があり、ほとんど実用上は問題がない。ソフト的にした方が種々な応用に対応ができて有利である。

† Measurement of Radiation Energy and Its Application. IV. Measurement of beta-ray energy and its application. (2) Beta-ray detectors using solids and gasses (continued), (3) Preparation of beta-ray sources for high resolution measurement and (4) Applications. Hirokane KAWAKAMI: Institute for Nuclear Study, University of Tokyo, Midori-cho, Tanashi-shi, Tokyo 188.

図34 位置感応型比例計数管の構造

使用上で注意することは、信号の立ち上がりが指数関数的であるため、よい位置直線性を得るためには回路系の時定数を長くする必要がある³⁷⁾。また、位置分解能を上げるためには多重散乱の効果を少なくするため、使用窓の膜厚を薄くする必要があるが、β線検出の場合はガス圧は $(2-4) \times 10^4$ Paは必要なため、ガスリークを考えるとあまり薄くもできない。結局、上記構造になる。

このβ線検出器の位置分解能としては、100 keV以上のエネルギーに対して18cmの長さで0.3mmの高分解能も得られている。そのスペクトルの一例を図35に示す。

一般に、この種の検出器は入射エネルギーが低くなると、入射窓やカウンターガス中での多重散乱によって軌道がより曲げられるため、分解能が落ちる。そこで、ガス圧を低くして使うことが多いが、それでも位置分解能の劣化は避けられない。ところがエネルギーが20 keV以下になると、逆にガス圧を上げて入射β線が窓を通過直後にガス中で停止させ、軌道の拡がりを抑制することによって位置分解能を向上させることができる。この方法で10 keV以下の電子線に対して1 mm以下の分解能が報告された³⁸⁾。

この検出器の応用例として、2台の透過型位置検出器によるカウンタテレスコープによって、位置分解能

図35 975 keV エネルギー電子線による位置検出器の場所によるスペクトル（検出器固有の分解能は0.3 mmである）

を改善し、あわせて、バックグラウンドを抑制した例を紹介しよう³⁹⁾。後段の検出器の検出位置を前段の位置と同じに限定（軌道トレース）することによって、天然のバックグラウンドを抑制できる他に、前段の位置分解能を改善できる（もちろん、それだけ検出効率を落とすことになる）。これらの操作を計算機ソフトでやってもよいが、

藤田ら³⁹⁾はハードな回路で行った。図36はその測定例である。ピーク両端の裾野がシャープに切れていることにより分解能が改善され、バックグラウンドが低下している。

図36 軌道トレース法を使うことによるスペクトルの改善例³⁹⁾
塗り潰したスペクトルがその改善されたスペクトル

(a) 図式的構造

(b) 増倍原理

図37 マイクロチャンネルプレートの構造と原理

3.3.2 マイクロチャンネルプレート

これは図37に示される構造を持っている。直径12-20 μm の細いマイクロチャンネルを5-13°傾けて沢山集合させたものである。全体の大きさは直径20mmの円形から、50×50 mm²や94×76 mm²の矩形のものが市販されている。この両端に~1kVの電圧を印加し、入射電子がチャンネル内面に衝突して放出された二次電子を増倍させるものである(図37のb参照)。増倍率は 10^3 - 4 である。増倍率を上げるためこれらを2-3段重ねて使用すると~ 10^9 の利得が得られる。位置の読みだしはこのうしろに抵抗膜を置いて、電荷分割法で行う。

現在、著者らが準備中のものは感度領域50×50 mm²の矩形を3段にして、位置読みだしのために抵抗被膜をおいて、位置分解能0.3mmを目指している。同じ方法ですで行った Babenkov らの結果⁴⁰⁾によると、位置分解能0.19mmを得ている。彼らの結果によると

300 keV までの電子線に対して検出効率は、予想に反してほとんど変わっていない。

この検出器の長所は、

- (1) ウインドウレスのため原理的にカットオフエネルギーがない。
- (2) 位置分解能がよい。
- (3) 高いエネルギーの β 線に対しても検出効率が落ちない。

ことである。

他方、短所は、

- (1) 1回の異状放電によって電圧が印加できなくなることもある(絶縁不良による)。
- (2) 今のところまだ、信頼性が高くないことと、高価であること。
- (3) 真空中での長時間使用に安定に動作するか?

という問題点が指摘できる。

(3) 高分解能用ベータ線源の製作法

3.1 β 線スペクトルの構造

最近の β 線分光は高分解能、高精密化を目指しており、かつ、低エネルギー β 線測定が主流であることから、その試料である β 線源もまた高品質を要求されるようになった。とくに、低エネルギー β 線は物質中でエネルギー損失を受け易いので、不純物を含まない純度の高いものが要求される。

一般に、 β 線スペクトロメータで観測されるスペクトルは図38に示すようなものになる。このスペクトル(a)はスペクトロメータの有限な分解能による光学的応答関数(エネルギー無損失成分: NEL), 線源物質中のエネルギー損失スペクトル(損失成分: EL), パッキングによる後方散乱スペクトル(BS)からなる。NELスペクトルはスペクトロメータの性能により決まるが、ELスペクトルは線源の質に依存し不純物が多いとこの割合が増加する。BSスペクトルはパッキングが厚ければ割合が多くなり低エネルギー側にあるスペクトルの信号/雑音比を悪くするので薄いほどよい。

また、20 keV 以下の低エネルギー内部転換電子線の場合は、線源が厚くても同様であれば(b)に示したようにNELとEL成分が分離して観測される。これは、線源がプラズマ状態にあり電子線がプラズマの振動準位(励起エネルギー ΔE)を励起することによるエネルギー損失と考えられている。エネルギー損失が ΔE より

小さいと励起できないため、NEL成分となる。NEL

図38 β 線(電子線)スペクトルの構造模式図

とELのピーク差はあまり線源物質によらず、 $\Delta E \sim 20-25$ eVである。したがって、入射電子線エネルギーが低く、NELのエネルギー幅が20 eV以下になると、ELのピークと分離して観測される。ELのピークがいくつもあるのは複数回の衝突により、振動準位を励起するためである。

さて、質のよい線源すなわちELやBS成分の少ない線源を作成するため、最近では、以前と違って以下に述べるような方法がよく使われるようになった。3・2・1, 3・2・2, 3・2・3 いずれの場合も、その前段階として溶媒抽出やイオン交換等の化学分離操作^{41), 43)}を行って線源の純度を上げておくことが不可欠である。

3・2 製作法

3・2・1 電気メッキ法

線源元素が金属の場合、この方法で薄い金属パッキングに電着できる。その電着セルの一例を図39に示す⁴³⁾。材質はアクリル樹脂、またはテフロンである。電解液は大体の金属元素に対して、薄い乳酸アンモニウム(0.5-1%濃度)を使う。場合によっては、1 M NaOH+0.1 M NaCN 溶液を使う。パッキングは入手の容易さ、取扱いの容易さや後方散乱を少なくするため、数 μm のNiはくが使われる。線源の幅はスリットで規定されているが、後述するように、気泡による非一様性を避ける目的で、スリットは幅を広くし、マイラーのような薄膜に金属をスリット状に蒸着したものを使うこともあるが、電着中に蒸着した金属が剥がれることがあるので、注意が必要である。パッキング(電着面)が横に配置されているのは、つぎの理由による。

図39 電着セルの一例⁴³⁾

もし、電着面が通常のように底面にある場合電着が終わった後電界液を抜くと、電圧が印加されない状態で電着面が電界液中に浸されることになり、せっかく着いた線源が無担体の場合はまれに剥がれることがある。これを避けるため、電着面を横にして電界液中にある場合は常に電圧が印加されている状態にして、線源の剥離を防いでいるのである。

放射性物質を入れる前に、テスト電着してパッキング表面が汚れないことを確認することが必要である。印加電圧は数 V-10 V, 流れる電流は ~ 10 mA である。所要時間は30-60分である。ときどき、電圧を印加したまま電界液を 0.05 cm^3 くらい取り出して、GMサーベイメータで残留放射線を測定し電着効率を確認する。最後に、電圧を印加したまま電界液を抜き、純水で水洗する。

ポイントは、使用電界液をできるだけ少量に抑えることである。多くても 1 cm^3 以下が望ましい。この方法の収量は50-90%と高いが、欠点は、意外と一様性に欠けたり不純物が付着する(表面が黒色を呈する)ことである。非一様性の原因は電着時に発生する気泡がスリットの端に局在するため、その位置での電着効率が落ちるからである。これを避けるため、モータ駆動の振動子を入れて電界液を攪拌する手もある。また、化学分離後の線源に不純物があると、それも電着されて線源の質を落とすので注意が肝要である。

金属イオンばかりでなく、分子イオンでの電着も可能である(分子電着法)。また、ポロニウムのように6N塩酸溶液と銀のパッキングでは電圧を印加することなく電着される(自然電着法: 所要時間20分, 収率85%)⁴⁴⁾ので、質のよい線源が得られる。また、印加電圧を適当に調整することにより分離電着も可能と思われるので、この方法は応用が広い。

3・2・2 真空蒸着法

3・2・1の方法で製作した線源の質があまりよくない(一様性が悪い、不純物が含まれる)という点を改善する方法の一つが、この真空蒸着法である。この方法は物質による蒸気圧と蒸発熱の違いを利用して、目的の元素のみをパッキングに蒸着し、質を向上させようというものである。

線源の一様性は、蒸着面と蒸発源との距離を充分とれば改善される。この方法の問題点は収率である。これまでの面線源への蒸着例で、蒸発源の形状を工夫して充分な一様性で75%の収率を得たという報告もあるが⁴⁵⁾、通常は10-50%である。真空蒸着のもう一つの問題点は装置の汚染である。普通は除染を容易に行え

図41 ^{169}Yb の 20.744 keV M -内部転換電子スペクトル

含む $\text{C}_n\text{H}_m\text{X}$ の化学構造 ($n=16-22$ が適当) を持った脂肪酸を LB 膜として使う。上記実験では二重結合が 4 個あるアラキドン酸 $\text{C}_{20}\text{H}_{32}\text{O}_2$ を使った。この二重結合の部分に触媒中で切り、ここに放射性物質 (たとえば ^3H) を標識化する (アラキジン酸となる)。これをベンゼン等の溶剤に溶かし、プールに張った清浄な水面上に展開すると 1 分子膜が生成する。または、pH を調整した溶液に放射性元素を入れ、その水面上に上記のように脂肪酸を展開する。すると脂肪酸 2 分子と元素が共有結合して錯塩を形成する。この場合、親水基が下、疎水基が上になっている。この膜に片方から絹糸を張り雲母のフロートで 30-40 ダイン/cm の圧力をかけると、膜が整列する。この状態で反対側でバックリングプレートを垂直に水中に下ろして、また引き上げるか、水平面内回転させて膜を移し採る。その装置の一例を図 42 に示す。この場合の線源の大きさは 6×20

cm^2 と大きいので、テフロンプールのサイズは $22 \times 24 \text{ cm}^2$ である。 β 線分光ではバックリングプレートの裏面に線源が着くことを避けるため、水平面での回転法を採用した。正回転と逆回転で 2 分子膜線源ができるが、その所要時間はほぼ 40 分であった。

この方法は適用できる元素に制限がある反面、一様性は非常によくオートラジオグラフィとフォトメトリ法で調べた非一様性は数%の精度であった。また、線源の厚さを数 $10 \text{ \AA}$ の単位で制御できる点が優れている。この方法のポイントは、いかに清浄な水と器具を使うかということである。われわれがニュートリノ質量実験のために作成した ^3H (標準 ^{109}Cd) 線源は 2 分子膜でその厚さは $\sim 50 \text{ \AA}$ 、線源強度は 40 mCi ($200 \mu\text{Ci}$) であった。この線源を空芯 $\pi\sqrt{2}$ 型 β 線スペクトロメータで測定した KL_2L_3 オージェ線 (18.512 keV) の運動量分解能は 0.02% であった。

3・2・4 同位体分離器による分離・植込み

これまでの方法が、前段処理として化学分離等純度を上げる操作が不可欠であるのに対して、この方法は同位体分離器⁵⁰⁾で質量分離・加速し、そのままバックリングに植え込む。この場合、線源は加速器で照射生成するか、購入した線源をイオン源にマウントするかのどちらかである。この方法は核化学の実験に応用されている (後述)。

加速器で生成する場合は、ターゲット・イオン源部で生成した放射性物質をそのままイオン化し 30-60 kV で加速し引き出す。それを分析電磁石で目的の質量を分離し、ホストはくに植え込む。この場合そのま

図 42 LB 膜製作装置⁴⁸⁾

まの加速電圧では高すぎる場合はホストはくの前で減速して、数kV-数10kVで植え込む。この植込みの電圧を調整することによって、ホストはくの任意の深さ（もちろん、ある広がった分布をするが）に植え込みできるのが強みである。一般に、ターゲットは1000℃以上の高温にすることが多いので、イオン源を構成している材料の非放射性元素も同時にイオン化されるので、それを質量較正のマークとして使う。適当なマークがない場合は、非放射性同位体をターゲットに混入させる。

購入線源の場合は、それを適当な物質に染み込ませたり、非放射性同位体と一緒にイオン源にマウントしてイオン化する。この時、目的とする放射性元素はビームモニタでは検出できないので、非放射性同位体をマークとして質量較正に使う。

こうして得られた線源はかなり質のよいものであるが、同位体分離器のイオン化効率、ビーム輸送効率を含めた全効率が数%と低いので、この方法での収集効率が低いのが難点である。

(4) ベータ線エネルギー分析の応用例

この節では核物理、素粒子物理、原子物理、核化学、表面物性等の応用例を紹介する。

4.1 内部転換電子線測定による核構造研究〔核物理〕

原子核が励起状態から下の状態へ脱励起する時 γ 線の他に内部転換電子線を放出する場合がある。これらの相対強度(I_0/I_γ)が内部転換係数 α で両準位のスピン、パリティ、したがってその遷移の多重極度に依存する。電子の元の軌道によって $\alpha(K)$ 、 $\alpha(L_1)$ 、 $\alpha(L_2)$ 、 $\alpha(L_3)$ 等と表わされる。とくに、L-副殻の相対強度は多重極度に大きく依存する（典型的例として図43に $Z=46$ の例を示す）場合があるので、高分解能測定によって精度のよいL-副殻比を得ることは、スピン、パリティの決定を通して核構造研究に貴重なデータを与える。

特殊な場合として、両準位のスピン、パリティが O^+ か、同じケースでは電気的単極子遷移(E0)が可能で、この遷移確率の絶対値から原子核の電荷分布についての知見が得られる。最近では、 ^{72}Ge の691.3 keVの $K/(M+N)$ 比の実験値が理論値と有意に違っているケースが報告されている⁵¹⁾。

4.2 連続 β 線測定による核構造研究〔核物理〕

原子核が β 線(β^- か β^+)を放出して原子番号が一つ違う娘核に崩壊する時、 β 線の他にニュートリノも同時に放出するため、 β 線は

必然的に連続スペクトルになる。この連続スペクトルをある補正（観測した計数率を、 β 線が原子核から受けるクーロン場の効果〔フェルミ関数〕や運動量の2乗で割って平方根をとる：Kurieプロットという）をすると、簡単な場合は β 線のエネルギーに対して直線になる。複雑な場合でも形状因子を補正すれば直線と

図43 $Z=46$ のPd同位体のL副殻比の多重極度による違い⁴³⁾

なることが実験的にも理論的にも知られている。したがって、いくつもの成分からなる複雑なスペクトルでも、Kurie プロットを利用してそれぞれの成分に分解できる。

こうして求めた β 線の強度、最大エネルギー (E_0) や、半減期 ($T_{1/2}$) は核構造を知る上で重要な物理量である。とくに、 E_0 と $T_{1/2}$ から求めた ft 値は、その遷移の特性を決めるもので、核行列要素と直接の関係を持っている。また、 ft 値の大きさは選択規則に基づいて親核や娘核のスピン、パリティ決める目安を与える。

β 線のスペクトルの最大エネルギー近傍の形の精密測定から、同時に放出されるニュートリノの質量についての情報が得られる (4・2・4項参照)。

4・2・3 陽電子と重原子との相互作用研究〔核物理〕

西ドイツの GSI で U ビームを重原子ターゲットに照射したところ、放出された陽電子と電子スペクトルに 300 - 400 keV エネルギーの数本の鋭いピークを観測した。その理由を探るため空芯 $\pi\sqrt{2}$ 型スペクトロメータを使つての実験が進行中である。 ^{118}Te (半減期 = 6.1 日) の連鎖崩壊を利用して ^{118}Sb の陽電子崩壊で放出される陽電子を Th ターゲットに照射し、そのターゲットから放出される陽電子と電子スペクトルを空芯 $\pi\sqrt{2}$ 型で測定して、GSI で観測したエネルギーと同じピークを探索している。すでに、数本のピークを検出しているが、その確認の実験を続行中である⁵²⁾。

4・2・4 β 線スペクトルの精密測定によるニュートリノ質量測定〔素粒子物理〕

β 崩壊の連続スペクトルの形やその強度、最大エネルギー等は核物理研究に重要なデータを与えてきたが、近年素粒子物理学でその重要性が脚光を浴びている。 β 崩壊時に電子とともに放出される電子ニュートリノの質量が素粒子物理学のみならず、宇宙物理学上からも注目されているからである。

それまでは、ニュートリノの質量は零と考えられ、素粒子物理学はその上に構築されて来たが、1980年ソ連の理論実験物理学研究所 (ITEP) が初めて有限の質量値 ($14\text{ eV}/c^2 < m < 46\text{ eV}/c^2$) を発表⁵³⁾して以来、俄然、その真偽が注目されることになった。宇宙物理学上では、全宇宙の質量は理論予測値の20%しか確認されていないので、観測にかからない「暗黒の物質」があると予測されている。その候補の一つがニュートリノではないかと考えられている。もし、ニュートリノが有限の質量を持つならば、同時に放出される電子のエネルギー最大値はその質量に相当した分のエネルギ

ーだけ低い値しか持ち出せない。したがって、電子のエネルギースペクトルの最大エネルギーの部分を精密に測定すれば、ニュートリノの質量の情報が得られるというのが、実験の原理である。

β 線源としては、半減期が適当に長く (12.3年)、原子番号が小さく ($Z=1$)、 β 線の最大エネルギーができるだけ低い (18.6 keV) ^3H を使用している。このスペクトルを空芯 $\pi\sqrt{2}$ 型や空芯トロイダル型スペクトロメータで測定している。現在までのところ、ITEP と矛盾するデータは公表されていないが、有限の質量値を報告している結果も他にはない。ただ、昨年来より各地の国際会議での報告に ITEP の下限値より低い上限値を報告している例⁵⁴⁾があるので、その最終報告、公表に注目している段階である。このテーマはすでに10年来世界各地で準備、実験が進められてきた。静電減速型スペクトロメータをこの実験のために特別に製作し準備している研究所も世界中で数か所あり、そろそろ各地での結果が公表されてこの問題に決着がつくことを期待したい。

4・5 オージェ電子線の精密測定〔原子物理〕

原子核が軌道電子を捕獲して崩壊した時や内部転換電子を放出した時、原子の軌道電子に空孔ができ、それを埋める過程としてX線の他にオージェ電子が放出される。そのエネルギーや強度は理論的に計算されてきた。実験的にはエネルギーが低いので質のよい線源製作が困難であったのと、測定上ではピークが何本もあり複雑なスペクトルのため、理論と比較できるようないデータはこれまであまり存在しなかった。ところが、最近では線源製作の節 (3参照) で述べたように低いエネルギーでも充分に高分解能測定ができる線源が開発されたので、KLL, KLVオージェ等いくつかのよいデータが公表されるようになった⁵⁵⁾⁻⁵⁷⁾。そのエネルギー決定精度は数 eV にも達し、以前のデータより一桁以上向上している。しかし、まだまだデータの数が少ないので今後の系統的なデータ収集に期待したい。

4・6 外殻内部転換電子測定による化学結合状態の研究〔核化学〕

普通の実験では β 線源はバックリングはくにマウントされている。したがって、原子の最外殻軌道電子は放射性元素とバックリング元素との化学的結合によって束縛状態にあり、その電子の原子核中での密度が自由の状態とは違ってくる。他方、内部転換係数の理論値は

自由な原子について計算されているので、実験的に求めた係数とは違って来る。この違いからその電子の原子核中での密度についての知見が得られる。

これまで、 ^{57}Fe の 14.4 keV, ^{119}Sn の 23.87 keV, ^{125}Te の 35.46 keV 遷移等について、バックリングを種々の金属、酸化物等にしてその内部転換電子スペクトルを β 線スペクトロメータで精密に測定し、別のメスバウアー効果を利用したアイソマーシフト測定の実験と合わせていくつかのデータが蓄積された⁵⁹⁾。

この実験で内部転換係数がバックリングによって変わるということは、とりまなおさず原子核の準位の寿命が変わったことを意味しており、実験的に原子核の寿命の変化を観測した数少ない例である。

4.7 メスバウアー効果を利用した偏極の研究〔表面物性〕

原子核 γ 線の無反跳共鳴吸収を利用して、それから放出される内部転換電子のメスバウアースペクトルを測定してそのピークの相対強度のわずかの違いから、偏極の情報が得られる。実験は ^{57}Co (半減期=270日) の線源を空芯 $\pi\sqrt{2}$ 型 (静電減速型も使った) スペクトロメータの線源位置後方にセットし線源位置に吸収体 (^{57}Fe はく) を置いて、 ^{57}Co 線源を前後駆動して無反跳共鳴吸収を生起させ、放出される内部転換電子を分析し、焦点面の検出器で検出し前後駆動装置の信号との同時計測法でメスバウアースペクトルを測定した⁵⁹⁾。このデータから数%の偏極を検出できると予測されている。また、この実験ではスペクトロメータで分析したエネルギースペクトルのピーク、エネルギー損失成分等の位置によってそのメスバウアースペクトルが違うので、これから表面状態の知見が得られる。

4.8 エネルギー損失測定による真空中での表面吸着の研究〔表面物性〕

真空中におかれた物質の表面には残留ガスが吸着する。とくに、その物質が冷却されているとトラップとなつてかなりの吸着が観測される。しかし、その吸着のメカニズムや吸着量の定量的研究はあまりない。吸着される物質の表面に放射性物質をマウントし、スペクトロメータで測定したスペクトルのエネルギー損失成分測定から吸着量を求めた実験が報告された⁶⁰⁾。

^{109}Cd 線源を使い冷却物質の温度を -60 , -50 , -35 , -20 °C, 室温と変化させて、空芯 $\pi\sqrt{2}$ スペクトロメータで ^{109}Cd の崩壊による Ag の KL_2L_3 オージェ線 (18.512 keV) スペクトルを測定し損失成分量を求め

た。いったん冷却後温めると吸着した物質が離脱することから、この吸着は物理的吸着と推定しているが、吸着したものが水として求めた吸着量は計算値と一致しなかった。今後の研究に期待したい。

おわりに

β 線のエネルギー分析とその応用について3回にわたって述べてきた。最初は2回で終わる予定が書き始めると、途中種々と書きたいことが出てきて、結局、紙面の制限から大分削除せざるを得なかった。

この分野は1960年頃までは、核物理研究でよく行われていたが、最近では(4)で紹介したように応用分野での研究が多く、かつ、注目されている実験も多い。今後、ますます応用分野でも発展するよう期待したい。

この章のデータや文献については、東北大学サイクロトロンラジオアイソトープセンターの藤岡 学教授、新潟大学の久武 進助教授、東京工業大学の鳥山 保理学博士、原子核研究所の藤田雄三氏に大変お世話になった。深甚なる感謝の意を表したい。内容についての誤解や間違いはすべて著者の責任であり、ご指摘いただければ幸甚です。

文 献

- 36) De Graaf, E.J., Paans, A.M.J., Woldring, M.G. and Spijkervet, W.J.J.: *Nucl. Instr. and Meth.*, **166**, 139 (1979)
- 37) 藤田雄三, 川上安金: *INS-TL-140* (1981)
- 38) 久武和夫, 鳥山 保, 宮坂 仁, 藤田雄三: *原子核研究*, **28**, (1) 29 (1983)
- 39) 藤田雄三, 川上安金, 細田 実: 同上, **28**, (1) 29 (1983)
- 40) Babenkov, M.I., Zhdanov, V.S. and Starodubov, S.A.: *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res.*, **A 252**, 83 (1986)
- 41) Kawakami, H., Nisimura, K., Ohshima, T., Shibata, S., Shoji, Y., Sugai, I., Ukai, K., Yasuda, T., Morikawa, N., Nogawa, N., Nagafuchi, T., Naito, F., Suzuki, T., Take-tani, H., Iwahashi, M., Hisatake, K., Fujioka, M., Fukushima, Y., Matuda, T. and Taniguchi, T.: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **27**, 148 (1988)
- 42) 五十棲泰人, 伊藤 真, 北原哲夫, 藤田雄三, 川上安金: *原子核研究*, **28**, 77 (1983)

- 43) Kawakami, H. and Hisatake, K.: *Nucl. Phys.*, **A 149**, 523 (1970)
- 44) Kanbe, M., Fujioka, M. and Hisatake, K.: *J. Phys. Soc. Jpn.*, **38**, 917 (1975)
- 45) Bergkvist, K.E.: *Ark. Fys.*, **27**, 439 (1946)
- 46) 庄司善彦, 藤岡 学, 柴田誠一, 菅井 勲, 川上宏金, 安田隆裕, 鶴飼熊太郎, 大島隆義, 森川尚威, 岩橋慎夫, 内藤富士雄, 鈴木 健, 武谷 汎, 久武和夫: 原子核研究, **30**, 13 (1985)
- 47) Iwahashi, M., Naito, F., Watanabe, N., Seimiya, T., Morikawa, N., Nogawa, N., Ohshima, T., Kawakami, H., Ukai, K., Sugai, I., Shibata, S., Yasuda, T., Shoji, Y., Suzuki, T., Nagafuchi, T., Taketani, H., Matuda, T., Fukushima, Y., Fujioka, M. and Hisatake, K.: *Bull. Chem. Soc. Jpn.*, **58**, 2093 (1985)
- 48) Iwahashi, M., Yasuda, T., Shoji, Y., Ohshima, T., Kawakami, H., Shibata, S., Ukai, K., Sugai, I., Nisimura, K., Naito, F., Suzuki, K., Nagafuchi, T., Taketani, H., Morikawa, N., Nogawa, N., Matuda, T., Fukushima, Y., Taniguchi, T., Fujioka, M. and Hisatake, K.: *J. Coll. and Interface Sci.*, **122**, 9 (1988)
- 49) 柴田誠一, 羽賀勝彦: 日本物理学会誌, **45**, (3) 178 (1990)
- 50) Proceedings of Ⅹth EMIS Conference, *Nucl. Instr. and Methods*, **186** (1981)
- 51) 今村峯雄, 藤田雄三, 小俣和夫: 原子核研究, **30**, (5) 89 (1985)
- 52) Sakai, M., Fujita, Y., Imamura, M., Omata, K., Ohya, S. and Miura, T.: *Phys. Rev.*, **38**, 1971 (1988)
- 53) Lubimov, V.A., Novikov, E.G., Nozik, V.Z., Tretyakov, E.F. and Kosik, V.S.: *Phys. Lett.*, **B 94**, 266 (1980)
- 54) Bowles, T.J., Friar, J.L., Robertson, R.G.H., Stephenson, Jr. G.J., Work, D.L., Wilkerson, J.F. and Knapp, D.A.: Proceedings of Yamada Conference XXIII on Nuclear Weak Process and Nuclear Structure, June 12-15, 1989, Osaka, ed. Morita, M., Ejiri, H., Ohtsubo, H. and Sato, H., 209 (1989)
- 55) Kawakami, H., Kato, S., Naito, F., Nisimura, K., Ohshima, T., Shibata, S., Suzuki, T., Ukai, K., Morikawa, N., Nogawa, N., Nagafuchi, T., Taketani, H., Iwahashi, M., Hisatake, K., Fukushima, K., Matsuda, T. and Taniguchi, T.: *Phys. Lett.*, **A 121**, 414 (1987)
- 56) Kawakami, H., Kato, S., Naito, F., Nisimura, K., Ohshima, T., Shibata, S., Suzuki, T., Ukai, K., Morikawa, N., Nogawa, N., Nagafuchi, T., Taketani, H., Iwahashi, M., Hisatake, K., Fukushima, K., Matsuda, T. and Taniguchi, T.: *ibid.*, **A 175**, 175 (1988)
- 57) 五十棲泰人, 伊藤 真, 北原哲夫, 藤田雄三, 川上宏金: 原子核研究, **28**, (1) 77 (1983)
- 58) 沢山の文献があるがたとえば; Muramatu, H., Miura, T., Nakahara, H. and Fujioka, M.: *Z. Phys.*, **A 321**, 699 (1985); Miura, T., Hatsukawa, Y., Yanaga, M., Endou, K., Nakahara, H., Fujioka, M., Tanaka, E. and Hashizume, A.: *Hyperfine Interactions*, **30**, 371 (1986)
- 59) 久武和夫, 鳥山 保: 固体物理, **15**, (2) 103 (1980)
- 60) Kawakami, H., Nisimura, K., Ohshima, T., Shibata, S., Shoji, Y., Sugai, I., Ukai, K., Yasuda, T., Morikawa, N., Nogawa, N., Nagafuchi, T., Naito, F., Suzuki, T., Taketani, H., Iwahashi, M., Hisatake, K., Fujioka, M., Fukushima, Y., Matsuda, T. and Taniguchi, T.: *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28**, 883 (1989)