

ミュオン利用研究の基礎

小池 洋二

東北大学大学院工学研究科応用物理学専攻

1. はじめに

ミュオンは、陽子の 1/9、電子の 200 倍の質量を持ち、正または負の電荷を持つ素粒子である。静止寿命は $2.2\mu\text{sec}$ と非常に短い、スピン (粒子の自転による角運動量とみなしてよい) $1/2$ を持つフェルミ粒子であり、陽子の 3.2 倍の大きさの磁気モーメントを持っている。そのため、物質内部の磁場の測定に威力を発揮し、今や磁性の研究に不可欠な粒子となっている。また、火山の内部構造の研究や歴史的に貴重な資料の元素分析等、様々な研究に利用されている。

ミュオンは、宇宙から降ってくる宇宙線に含まれているが、実験室で利用するミュオンは、大型の粒子加速器を使って生成されている。加速器で加速した高エネルギーの陽子を原子核の標的にあてると、多数の中間子 (静止寿命 26nsec 、湯川秀樹がその存在を预言してノーベル物理学賞を受賞した素粒子) ができ、それがミュオンとニュートリノに崩壊して得られる。

本稿では、ミュオンによって物質の磁性の研究ができる原理をやさしく紹介し、さらに、ミュオンを利用した磁性以外の研究についても簡単に触れる。

2. μSR 法の原理

加速器で生成された μ^+ 中間子が生成標的中で静止してから崩壊する際に放出される正の電荷を持ったミュオン μ^+ のスピンの向きは、進行方向に対して逆向きである。そのため、 μ^+ の進行方向をそろえたミュオンビームのスピンは、100% ビームに平行で、進行方向の逆を向いている。このスピンの向きが 100% そろっていることが、素粒子の中でもミュオンがとりわけ磁性研究に適している理由である。

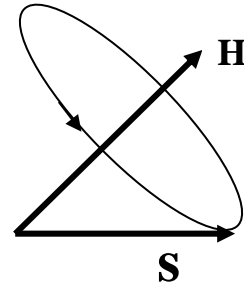


図 1 : ミュオンスピン s の磁場 H 下におけるラーモアの歳差運動。

物質に入射された μ^+ は、軽い陽子として振る舞い、物質中を拡散したり、物質中の負イオンの近くに停まったり、また、電子と結合して水素原子に似た中性のミュオニウムを形成することもある。

物質中に停まった μ^+ は、スピンによる角運動量 $\hbar s$ に基づく磁気モーメント $m = \gamma_\mu \hbar s$ (ここで、 γ_μ は μ^+ の回転磁気比 $2\pi \times 13.55\text{kHz/G}$) を持っている。磁場 H の中ではトルクを受け、 $\hbar ds/dt = m \times H$ の運動方程式にしたがって s と m が時間変化する。その結果、図 1 に示すように、 s と m は、重力下で回転する独楽の首振り運動のように、磁場の方向を軸として一定の角速度 $\omega = \gamma_\mu H$ で首振り運動をする。この運動はラーモアの歳差運動と呼ばれ、首振り運動の周期 $2\pi/\omega$ は磁場に反比例する。したがって、この周期を測定すれば、 μ^+ が停まっている場所の内部磁場の大きさを知ることができる。

μ^+ の寿命は短く、陽電子と 2 つのニュートリノに崩壊する。このときに、陽電子は μ^+ のスピンの向いている方向に放出される確率が最も高い。この陽電子をカウンターで検出することによって、 μ^+ の崩壊した瞬間におけるスピンの向きが分かる。 μ^+ が物質中に停まってから崩壊するまでの時間は μ^+ によって様々であるから、各 μ^+ の物質中に停まった時間を原点とした崩壊まで

の時間と崩壊時のスピンの向きが分かれば、 μ^+ スピンの時間変化の様子が分かる。このように、 μ^+ スピンの向きの時間変化を測定することによって μ^+ の停まった場所の内部磁場を調べる方法をミュオンスピン回転・緩和・共鳴法 (μ SR 法) という。

実際には、図2のように、ミュオンビームを入射する試料の前後に、リング状に並べた陽電子のカウンターを対称的に配置し、陽電子をカウントする。前方と後方の陽電子カウンターにおける時刻 t でのカウント数をそれぞれ $F(t)$ と $B(t)$ とすると、 $F(t) = N_0 \exp(-t/\tau)(1+A_0 G_Z(t))$ 、 $B(t) = N_0 \exp(-t/\tau)(1-A_0 G_Z(t))$ となる。ここで、 N_0 は定数、 τ はミュオンの寿命 $2.2\mu\text{sec}$ 、 A_0 はカウンターと試料の配置関係と崩壊陽電子の放出方向の異方性による定数、 $G_Z(t)$ は時刻 t におけるミュオンスピンの偏極度であり、 $G_Z(0) = 1$ である。そして、 $A(t) = \{F(t)-B(t)\}/\{F(t)+B(t)\}$ と定義される非対称度 $A(t)$ を計算してやると、 $A(t) = A_0 G_Z(t)$ となり、ミュオンスピンの偏極度の時間変化を求めることができる。

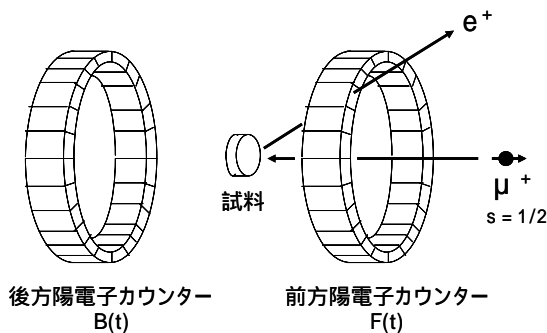


図2：ミュオンビームと試料と前方（後方）陽電子カウンターの配置。

図3に、 μ SRの時間スペクトル $G_Z(t)$ を具体的に示す。ミュオンが物質内部の磁場を感じない場合は、図3(a)のように、ミュオンスピンの偏極は緩和しない。ミュオンが一般的な内部磁場を感じると、図3(b)のように、ミュオンスピンの歳差運動に対応した振動するスペクトルが得られる。また、内部磁場に不均一があると、各ミュオンの歳差運動の周期が異なってくるため、図3(c)のように、振動は減衰する。

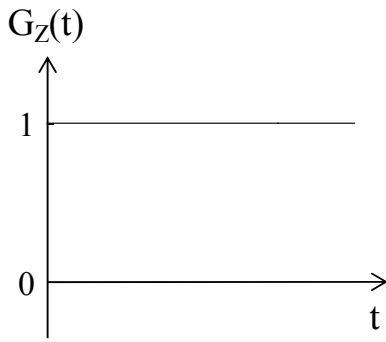
3. 磁性体における μ SR

ここで、物質の磁性について簡単に述べる。磁石はS極からN極に向かうマクロな磁気モーメント(大きな磁化)を持っているが、その起源は、電子の軌道運動と電子のスピンによるミクロな磁気モーメントである。磁石では、この電子の磁気モーメントが同じ向きにそろった状態(強磁性状態)が実現し、大きな磁化を示す。物質によっては、隣り合う電子の磁気モーメントが互いに反対向きに整列した状態(反強磁性状態)や、電子の磁気モーメントの向きがらせん状に配列した状態(らせん磁性状態)が実現している。また、高温になると、どんな物質でも、電子の磁気モーメントの向きはばらばらな状態(常磁性状態)に変化し、時間的にも激しく変化する。このように、物質によっても、温度によっても、電子の磁気モーメントの配列の仕方や振る舞いは変わるが、それによって、物質内部の磁場の様子も変わってくる。それゆえ、物質内部の磁場を調べられる μ SR法が、物質の磁性の研究に大変有効なのである[1,2]。以下で、磁性体の様々な状態における μ SRの時間スペクトルを紹介する。

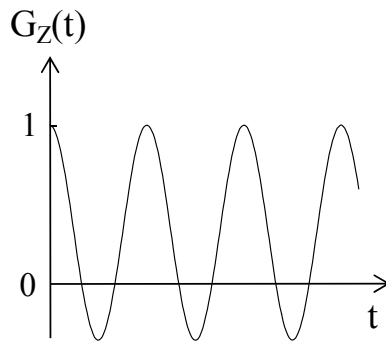
3.1 常磁性状態における μ SR

常磁性状態では、電子の磁気モーメントの向きは非常に速くゆらいているので、この磁気モーメントがミュオンの停まった場所を作る双極子磁場は、時間平均をとるとゼロになる。したがって、ミュオンは電子の磁気モーメントの動きを感知できない。

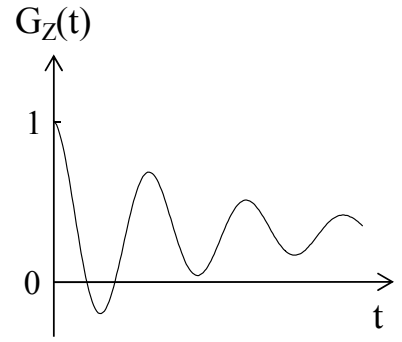
そこでミュオンが感知するのは、原子核スピンによる内部磁場である。原子核も原子核固有のスピン(核スピン)を持っている(なかには核スピンを持っていない原子核もある)。しかし、核スピンによる磁気モーメントの大きさは電子スピンによる磁気モーメントに比べて3桁小さい。それは、核を構成している陽子の質量が電子の質量より1800倍大きいことに因っている。したがって、核スピンによる磁気モーメントが秩序を持つ



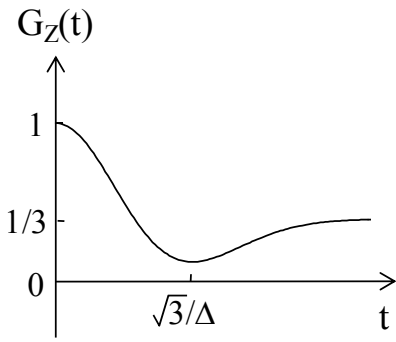
(a)



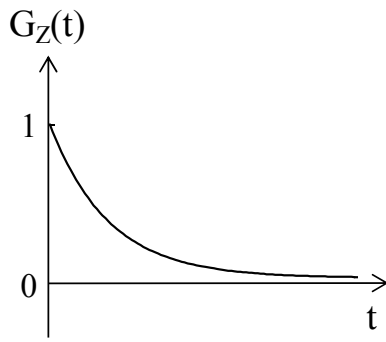
(b)



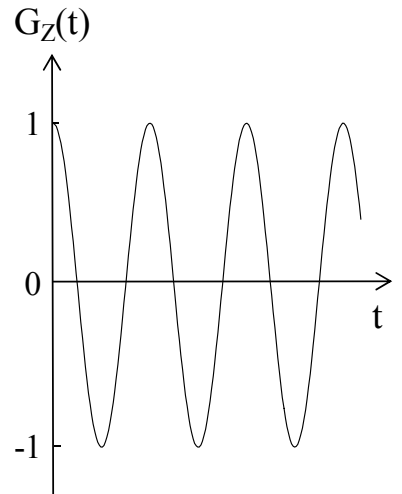
(c)



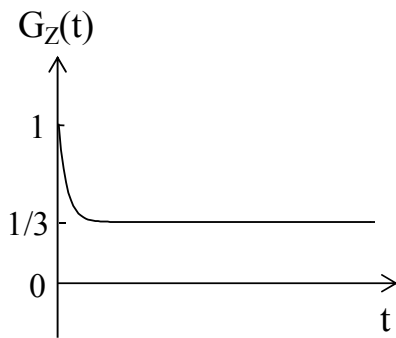
(d)



(e)



(f)



(g)

図3：典型的な μ SR 時間スペクトル。

(a) 内部磁場がゼロの場合。

(b) 内部磁場が一様な場合。

(c) 静的な内部磁場に不均一がある場合。

(d) 静的な内部磁場がランダムで、ガウス分布している場合。

(e) 内部磁場が空間的・時間的にゆらいでいる場合。

(f) 内部磁場が一様で、入射ミュオンビームに垂直の場合。

(g) 静的な内部磁場が著しく不均一な場合。

て整列する温度は $0.1\mu\text{K}$ 以下の超低温である。通常の温度では、電子の常磁性状態のように、磁気モーメントの向きはばらばらで、非常にゆっくりとゆらいている。このとき、 $2.2\mu\text{sec}$ と短い寿命のミュオンは、この核スピンによる磁気モーメントが作る双極子磁場を数 G 程度のランダムな静的磁場と感ずるのである。

ミュオンが停まっている各場所における磁場のランダムさはガウス分布で表現され、時間スペクトルは、図 3 (d) に示すような久保-鳥谷部関数 $G_Z(t) = 1/3 + (2/3)(1 - \Delta^2 t^2) \exp(-\Delta^2 t^2/2)$ で表現できる。ここで、 Δ は磁場分布の半値幅と γ_μ の積である。 $t = 0$ 付近ではガウス型で減少し、 $t = \sqrt{3}/\Delta$ で極小を示し、 $t = \infty$ で $1/3$ に漸近する。この $1/3$ の尾については、次のように理解できる。すなわち、ミュオンが感ずる磁場の向きがランダムな場合、磁場の $1/3$ は x 方向、 $1/3$ は y 方向、 $1/3$ は z 方向を向いていると近似すると、入射されたミュオンの $1/3$ は歳差運動をすることなく (スピンの向きを変えないで) $G_Z(t) = 1$ の状態を保ち、残りの $2/3$ は $G_Z(t) = 0$ を中心とした減衰振動スペクトルを示すからである。

3.2 磁気秩序状態における μSR

常磁性状態では非常に速くゆらいでいた電子の磁気モーメントは、低温になるとゆらぎが遅くなり、ミュオンは、電子の磁気モーメントが作る双極子磁場 (核スピンによる磁気モーメントが作る双極子磁場に比べて約 3 桁大きい) を感ずるようになる。ミュオンが感ずるこの磁場はミュオンが停まった場所によって異なり、しかも、時間変化するので、100% 偏極していたミュオンスピンの向きは、時間とともにばらばらになり、図 3 (e) のような指数関数的な時間スペクトルが得られる。核スピンによる静的な磁場を感じていた場合に現れた $1/3$ の尾は、この場合は現れない。というのは、入射方向と同じ方向の内部磁場を感じていたミュオンスピンの、その内部磁場が時間変化するために緩和してしまうからである。

さらに低温になって、電子の磁気モーメントが整列し、静的な磁気秩序が形成されると、ミュオ

ンは電子の磁気モーメントによる静的な双極子磁場を感ずる。ミュオンの停まる位置と磁気構造との関係がすべてのミュオンで同じであれば、図 3 (b) のような振動する時間スペクトルが得られる。そして、ミュオンが感ずる内部磁場の方向が入射ミュオンビームの方向と垂直の場合、図 3 (f) のように、振動の振幅は最も大きく、平行の場合、図 3 (a) のように、振幅はゼロになる。後者の場合は、ミュオンスピンの歳差運動が起らないからである。また、多結晶試料を用いて測定した場合には、試料内の $1/3$ の領域の磁場は入射ミュオンビームの方向と平行であると考えられるので、 $G_Z(t) = 1/3$ を中心に振動する。そして、ミュオンの停まる位置が磁気構造の中で複数存在する場合や試料の質がよくない場合には、図 3 (c) のように、振動は減衰する。また、内部磁場が静的で全くランダムなスピングラス状態では、図 3 (g) のように、振動は観測されなくて、 $1/3$ の尾が明確に現れる。これは、図 3 (c) や (d) の横軸が極端に圧縮された時間スペクトルと見ることができ

る。ここまでは、試料に外部磁場を印加しない状態における時間スペクトルを紹介してきたが、試料にミュオンが感ずる内部磁場よりも 10 倍くらい大きな縦磁場 (入射ミュオンビームに平行な磁場) を印加すると、図 3 (a) のような時間スペクトルが得られる。縦磁場を印加して行う測定を LF- μSR というが、このような時間スペクトルが得られる縦磁場の大きさによって、ミュオンが感ずっている内部磁場の大きさを見積もることができる。

4. 第 2 種超伝導体の混合状態における μSR

試料にミュオンが感ずる内部磁場よりもはるかに大きな横磁場 (入射ミュオンビームに垂直な磁場) を印加すると、図 3 (f) のような時間スペクトルが得られる。横磁場を印加して行う測定を TF- μSR という。この TF- μSR による研究を以下で紹介する。

第 2 種超伝導体に下部臨界磁場 H_{c1} 以上、上部

臨界磁場 H_{c2} 以下の磁場を印加すると、混合状態になり、磁束線 (vortex) が試料内に導入される。

そのため、試料内の磁場分布が一様でなくなる。したがって、第2種超伝導体において、超伝導転移温度 T_c よりも高温のノーマル状態で TF- μ SR を行うと、図3(f)のような時間スペクトルが得られるが、 T_c 以下の超伝導の混合状態で TF- μ SR を行うと、振動は減衰していく。この減衰の程度は、試料内の磁場分布の不均一さによるもので、そこから、超伝導状態における磁場侵入長、さらには、超伝導電子密度を見積もることができる。

5. 金属における μ SR

局在スピンを持たない通常の金属において TF- μ SR を行うと、伝導電子のスピンが横磁場の方向に少し偏極する。それによってミュオンが感じる磁場が増大し、ミュオンの歳差運動の周期が変化する。核磁気共鳴 (NMR) で観測されるナイトシフトと同じ現象であり、これにより、伝導電子のフェルミ面における状態密度の情報を得ることができる。

6. 磁性研究における他の手段との比較

磁性研究のための代表的な実験手段として、中性子散乱と NMR があるが、 μ SR はこれらの手段と相補的な関係にある。磁気的な長距離秩序の詳細な構造解析において、中性子散乱の右に出るものはない。また、サイト選択的な内部磁場の解析において、NMR の右に出るものはない。 μ SR の特徴は、長距離の磁気秩序であれ、短距離の磁気秩序であれ、磁性の変化に敏感に反応することである。したがって、新しく開発された物質の磁性の有無を調べるときには、大変有効である。また、ミュオンビームのスピンは 100%偏極しているので、外部磁場を印加しなくても、ゼロ磁場で磁性の情報が得られるのも大きな特徴である。一方、NMR では、核スピンを外部磁場によって偏極させて、それからの変化を見るので、外部磁場の印加が必要である。しかも、 μ SR では、単結晶試料

からも多結晶試料からも磁性の情報を得ることができ、NMR のように信号の検出に特別に苦労することもない。また、磁性を調べる時間窓が、中性子散乱では 10^{-9} sec より短く、NMR では 10^{-5} sec より長い。 μ SR の時間窓はそのちょうど谷間の 10^{-11} - 10^{-5} sec にあり、このような時間領域におけるスピンのダイナミクスを知ることができるのは、 μ SR をおいて他にはない。

7. ミュオンのその他の利用

ミュオンは磁性の研究以外にも様々な研究に利用されているが、ここでは、紙面の都合で2つだけ紹介する。

7.1 宇宙線ミュオンを用いた火山の内部構造の研究

ラジオグラフィーといえば、X線を用いて人体の写真を撮るレントゲン写真が身近にあるが、宇宙線に含まれている高エネルギーのミュオンを用いたラジオグラフィーが火山の内部構造の研究に役立っている[3]。ミュオンは他の粒子に比べて透過率が極めて高く、手のひらサイズに毎秒1個くらいのミュオンが宇宙から降ってきている。しかも、ミュオンは直線性に優れているので、ラジオグラフィーに適している。

宇宙から飛来したミュオンは、物質中の電子や原子核と相互作用するので、そのエネルギーの損失は物質の密度と経路長に依っている。したがって、火山を透過してきたミュオンの強度を測定し、地形図からミュオンの経路長を読み取れば、ミュオンが飛来してきた経路上の平均密度が分かる。それゆえ、火山の片側にミュオンの飛来方向も同定できるカウンターを配置して測定すれば、火山内部の密度分布を高い空間分解能で知ることができる。

図4に、実際に薩摩硫黄島火山で得られた宇宙線ミュオンによるラジオグラフィー像を示す[3]。低密度の部分が火山ガスの泡を大量に含んだマグマであり、マグマが浅い場所で大量の火山ガスを放出していることが分かる。

このようなミュオンラジオグラフィは、火山の内部構造の研究だけでなく、溶鉱炉や大型建造物の内部の探索にも利用されている。

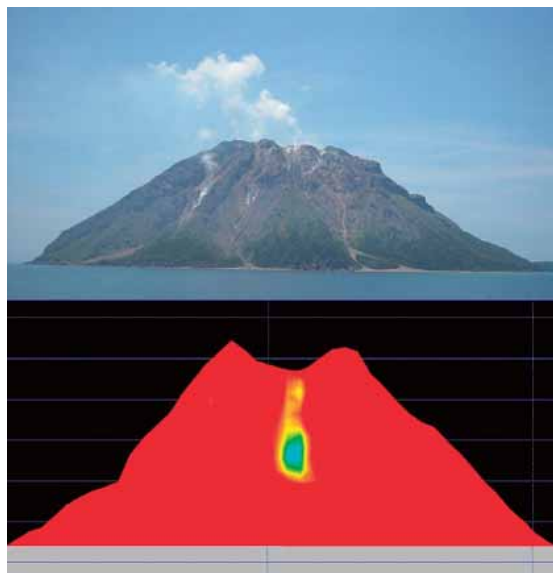


図4：薩摩硫黄島火山の写真と宇宙線ミュオンラジオグラフィ像[3]。

7.2 負ミュオンを用いた特性X線による元素分析

負の電荷を持ったミュオン μ^- は、物質中に入ると重い電子として振る舞い、原子核に捕獲される。電子よりも200倍重いために、電子よりもずっと原子核の近くに束縛されるので、物質中では原子番号がひとつ小さい不純物と見られることもできる。原子核に捕獲された μ^- は、エネルギーの高い励起状態から基底状態へと遷移するときに原子核に特有の特性X線を放出する。それゆえ、この特性X線を調べることによって物質の構成元素を同定することができる。この方法を使えば、試料を破壊することなく構成元素の分析できるため、貴重な試料の元素分析に有効である。実際、天保小判や中国秦時代の青銅貨の元素分析が μ^- を使って行われている[4]。また、 μ^- の運動エネルギーを変化させることによって、 μ^- が停まる試料表面からの深さを制御することができるので、構成元素の試料表面からの深さ依存性を調べることも可能である。

8. おわりに

本稿ではミュオンを利用した研究の典型的な例をいくつか紹介してきたが、幸い、日本では、茨城県の東海村に高エネルギー加速器研究機構(KEK)と日本原子力研究開発機構(JAEA)の共同で、大強度陽子加速器研究施設(J-PARC)が建設され、その中に設けられたミュオン科学実験施設(MUSE)では、世界最高強度のミュオンビームが発生され、ミュオンを用いた先端研究が始まっている。したがって、ミュオンを用いた研究は今後益々発展していくと思われるので、若い人たちの積極的な参加を期待している。

また、本稿ではミュオン利用研究の基礎中の基礎を紹介したが、より詳しく知りたい方は、下記の文献[5-8]を参照していただきたい。

最後に、本稿の作成にあたり筆者の理解を助けていただいた KEK の小嶋健児氏と理化学研究所の渡邊功雄氏に感謝したい。

参考文献

- [1] 小池洋二, μ SR から見た高温超伝導とストライプ, 中間子科学連絡会会報「めそん」, No. 23 (2006) pp. 14-19.
- [2] 小池洋二, 酸化物高温超伝導体の μ SR, 原子核研究, 52 Supplement 2 (2007) pp. 22-33.
- [3] 田中宏幸, ミュー粒子を用いた火山内部のイメージング, 日本物理学会誌, 65 (2010) pp. 70-79.
- [4] M. K. Kubo, H. Moriyama, Y. Tsuruoka, S. Sakamoto, E. Koseto, T. Saito, K. Nishiyama, J. Radioanal. Nucl. Chem. 278 (2008) 777.
- [5] 永嶺謙忠, 「ミュオンの科学 21世紀をになう粒子」(FRONTIER SCIENCE SERIES, 丸善, 1988).
- [6] 西山樟生, μ SR 実験法, 固体物理, 26 (1991) pp. 693-704.
- [7] 小林俊一編, 「物性測定の進歩 I NMR, μ SR, STM」(シリーズ 物性物理の新展開, 丸善, 1997) pp. 91-203, 2章 μ SR (西田信彦).
- [8] K. Nagamine, “Introductory Muon Science” (Cambridge University Press, Cambridge, 2003).

