

断層映像法の基礎 第6回 MRIのイメージングの原理

篠原 広行¹⁾

橋本 雄幸²⁾

杉本 英治³⁾

¹⁾ 東京都立保健科学大学 放射線学科

²⁾ 横浜創英短期大学 情報処理科

³⁾ 昭和大学藤が丘病院 放射線科

はじめに

第5回において、フーリエ変換の実際の計算法を説明した。その計算を利用している画像再構成はたくさんあるが、本稿ではMRIに焦点を当てて、MRIのイメージングとフーリエ変換がどのように関わっているのかを中心に説明する。MRIは、その計測において通常の計測とは異なる点がある。通常の計測は、実空間においてデータをサンプリングし、そのデータについて処理を行う。その処理の過程においてフーリエ変換を使うことはあるが、再構成などのように像を結ばせる場合は、必ず逆変換の過程を経て、実空間に戻す。しかし、MRIの計測は、k空間と呼ばれる、いわゆるフーリエ変換された空間上で計測される。よって、計測されたデータは、フーリエ逆変換することによって、像を結ばせる。このように、MRIにはフーリエ変換が必要不可欠なものとなる。

通常MRIの説明では、NMR現象から始めるが、そういった説明は様々な本で明快な模式図を使って紹介されているので、そちらを参考されたい。本稿ではその点はイメージングの説明に必要な最小限にとどめ、イメージングとフーリエ変換の関係を細かく見ていくことにする。まずは、MRIのイメージングの基礎となった投影再構成法について述べ、次にk空間のデータを格子状に計測する2次元フーリエ変換法について述べる。さらに、k空間のデータを3次元や様々な軌跡で計測する方法についての概略を述べる。

1. 投影再構成法
2. 2次元フーリエ変換法
3. その他の計測法

1. 投影再構成法

MRIは、NMR(核磁気共鳴)現象を利用した画像再構成システムである。NMR現象は、一様な静磁場の中で自転するスピンの持った原子核が行う首振り運動という周期運動との共鳴現象ととらえられる。この周期運動の周波数 ω は、対象の核種が指定されれば、次の式のように、静磁場の強度Bに比例するような形で定義できる。

$$\omega = \gamma B \quad (1)$$

ここで、比例定数に相当する γ は、磁気回転比と呼ばれ、核種に固有の定数であり、通常MRIの対象とされる水素原子核(陽子)の場合は、42.6MHz/T(T=tesla)である。また、周波数 ω は共鳴周波数とも呼ばれる。NMRでは、この現象を利用してデータを計測するのであるが、その際に90°パルスや180°パルスを用いて、NMR現象から信号を引き出すことになる。簡単に説明すると、共鳴周波数 ω と同じ周波数で電磁波を一定時間対象核種に照射すると、その核種を励起させることができ、そのあとにFIDと呼ばれる信号が放出される。その信号を計測するのである。照射する時間の長さによって、90°パルスや180°パルスなどがあるが、通常用いられているエコープラナー法では、90°パルスをかけたあとにFIDと呼ばれる信号が放出され、その一定時間後に180°パルスをかけ、そのあとに出てくるエコーと呼ばれる信号を計測する。この計測データだけでは、空間位置の情報が入っていないので、これをイメージングに利用するには、空間の位置をNMR信号に対応させる必要がある。これは、図1に示す形で実現される。すなわち、空間のX方向の位置情報をNMR信号に与えるには、静磁場の強度Bを空

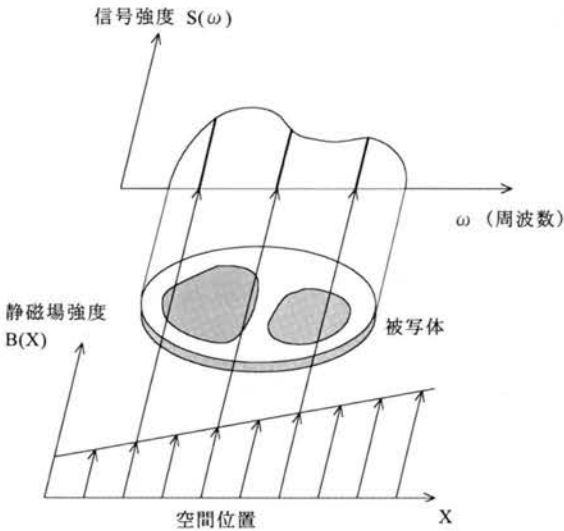


図1 MRIにおける空間位置の信号への導入と投影データの計測

間座標Xの関数B(X)とすればよい。この場合、対応する共鳴周波数 ω は、

$$\omega(X) = \gamma B(X) \tag{2}$$

のように空間座標Xの関数となる。そして、Xが一定の位置に対応する点の積分された信号が $\omega(X)$ の周波数における応答として取り出される。その信号強度を $S(\omega)$ とすると、

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y) dY \tag{3}$$

のように表される。ここで、 $f(x,y)$ は被写体分布を表し、Y軸は、X軸に垂直な座標軸である。周波数 ω はXの関数であるが、静磁場の強度Bを線形的に変化させれば、周波数 ω は空間座標Xに1次関数で対応し、周波数を位置情報に簡単に対応づけることができる。この線形的に変化させた磁場を線形勾配磁場と呼んでいる。線形勾配磁場をかけると、(3)式の信号強度は、単純なXの関数に直すことができ、X線CTなどの再構成に見られる被写体の投影をとる式と等しくなる。あとは、あらゆる方向からの投影を計測すれば、投影定理によって再構成することができる。(第3、4回参照)

通常のNMR計測法では、パルス・フーリエ変換法という方法が使われており、そこでは、周波数 ω の関数は計測されず、そのフーリエ変換であるFIDやエコーのような時間tの関数が直接の計測対象となる。では、

その計測過程をもう少し詳しく見てみる。図2に示すとおり、空間位置に対して静磁場強度を線形的に変化させると、その磁場強度にしたがって、放出される信号の周波数が変わってくる。静磁場が小さいところでは周波数は小さくなり、大きいところでは大きくなる。このときパルス・フーリエ変換法では、それぞれの周波数に対応する波の形で信号が放出される。周波数が小さいところでは緩やかな波が放出され、大きいところ

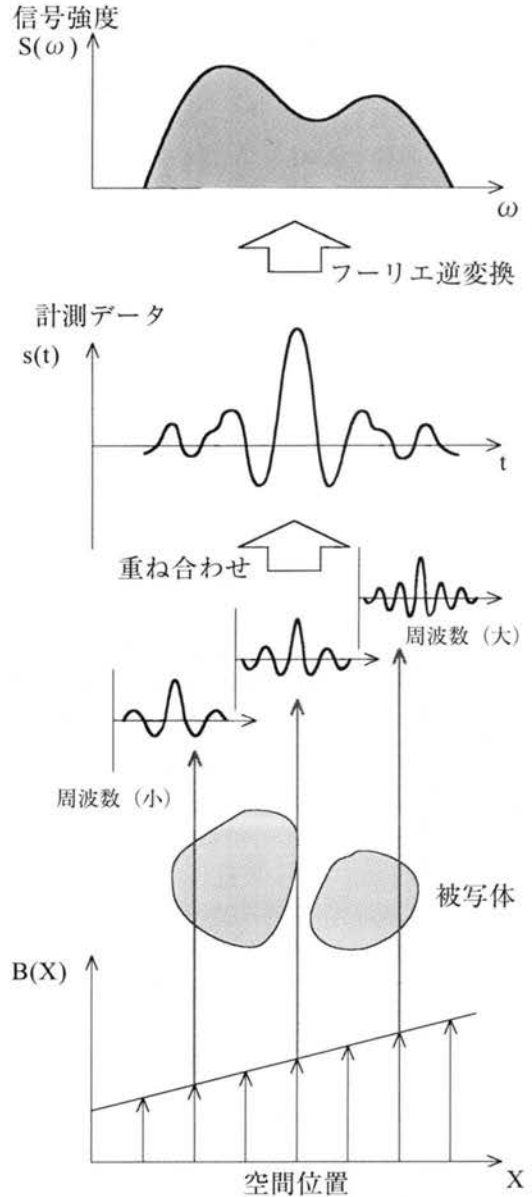


図2 勾配磁場を印加したときに出てくる信号と投影データとの関係

では細かな波が放出される。計測する信号は、それぞれの信号を重ね合わせたものとなる。その信号は、(3)式の信号強度 S をフーリエ変換し、それを時間軸で計測したものと等しくなる。

$$s(t) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (4)$$

それを1次元フーリエ逆変換することにより、周波数軸で表現された信号強度 $S(\omega)$ に変換することができる。このように、パルス・フーリエ変換法では、データを時間関数として波の形(一般にいうフーリエ変換領域のデータ)で計測し、それを1次元フーリエ逆変換することにより、X線CTなどの計測のような投影データという形に変換することができる。投影データが計測できれば、再構成はX線CTの場合と同じようになる。この再構成法を、投影再構成法と呼んでいる。

2. 2次元フーリエ変換法

投影再構成法で計測される時間軸のデータ s を被写体と計測方向の角度の情報を取り入れて、 $s(t, \theta)$ と表す。また、勾配磁場の勾配を G とすると、

$$\omega(X) = \gamma(B_0 + GX) \quad (5)$$

となる。これより、(3)式の信号強度 S を X の関数に直すことができ、また、角度の情報も取り入れて信号強度を $S(X, \theta)$ と表す。もとの静磁場による定数項を省いて考えると、(4)式より、

$$s(t, \theta) = \int_{-\infty}^{\infty} S(X, \theta) e^{-i\gamma GXt} dX \quad (6)$$

と表すことができる。被写体分布 $f(x, y)$ の2次元フーリエ変換を $F(\xi, \eta)$ とすると、投影定理では、被写体の投影 $S(X, \theta)$ の1次元フーリエ変換 $s(t, \theta)$ は、被写体分布の2次元フーリエ変換 $F(\xi, \eta)$ の原点を通る同じ角度 θ のデータと等しくなるので、計測データは

$$s(t, \theta) = F(\gamma Gt \cos \theta, \gamma Gt \sin \theta) \quad (7)$$

と表すことができる。すなわち、このような信号計測により、被写体分布を示す関数の2次元フーリエ変換の原点を通る線形勾配磁場方向の直線上の関数値がそのまま読み出される。勾配磁場の方向を x および y 方向に分けて考えると、それぞれ G_x および G_y の強度を持

つ線形勾配磁場を時間 t_x および t_y の間、印加したあとに得られる信号は、被写体分布の2次元フーリエ変換 $F(\xi, \eta)$ の

$$\begin{aligned} \xi &= \gamma G_x t_x \\ \eta &= \gamma G_y t_y \end{aligned} \quad (8)$$

における関数値を与える。したがって、 y 方向へ G_y の強度の線形勾配磁場を t_y の間与えたあと、 x 方向に G_x の強度の線形勾配磁場に切り替えて、このあとの信号を読み出すならば、被写体 $f(x, y)$ の2次元フーリエ変換 $F(\xi, \eta)$ の $\eta = \gamma G_y t_y$ 上の値が

$$s(t) = F(\gamma G_x t, \gamma G_y t_y) \quad (9)$$

として、読み出される。このため、はじめの y 方向への線形勾配磁場の強度と印加時間の積を種々の値に変化させて同様な操作を繰り返せば、被写体の2次元フーリエ変換を x 軸に平行な直線上で求めることができる。現在最も一般的なMRIでは、このような形で画像の基礎となるデータを収集している。ここで、線形勾配磁場の前者の過程を「位相エンコード(phase encoding)」と呼んでいる。この方法により、被写体の2次元フーリエ変換を直角座標上で計測することができるので、この計測データに2次元フーリエ逆変換を適用し、再構成画像を得ることができる。この方法を2次元フーリエ変換法と呼んでいる。

以上、2次元フーリエ変換法を数式の上で追ってきたが、模式図を使ってもう少し概念的にとらえてみる。**図3(a)**のように、一様な静磁場においては原子核の周期運動はどの場所でもそろっている。これを**図3(b)**のように、一方向から見た波としてとらえることにする。この場合、どの位置においても波は全てそろっていることになる。次に y 方向に勾配磁場 G_y を一定時間 t_y だけかけると**図3(c)**のように y 方向に波の位相のずれがでてくる。位相のずれは、被写体に対して、

$$f(x, y) e^{-i\gamma G_y t_y y} \quad (10)$$

と表すことができる。指数関数の項が位相項となる。この状態から x 方向に勾配磁場 G_x をかけると、勾配磁場の強度によって x 方向で波の周波数が変わってくる。よって、**図3(d)**のように、 y 方向には位相がずれ、 x 方向には周波数が異なるような状態になる。計測される

信号は、これらの重ね合わせとなるので、位相項を含んだ(10)式をもとに、投影再構成法と同様にy方向への線積分、いわゆる投影を考えると、

$$S(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x,y)e^{-iyG_y t y} dy \tag{11}$$

となる。また、計測データは、パルス・フーリエ変換法での計測を考えているので、時間tの関数となり

$$s(t) = \int_{-\infty}^{\infty} [\int_{-\infty}^{\infty} f(x,y)e^{-iyG_y t y} dy] \cdot e^{-iyG_x t x} dx \tag{12}$$

と表すことができる。この式は、(9)式と等しくなる。

3. その他の計測法

MRIの画像データは、線形勾配磁場の印加時間に応じて被写体分布のフーリエ変換を走査して得ること

ができる。したがってMRIの具体的な画像再構成法は、被写体のフーリエ変換領域の走査の仕方を示すことにより決定される。例えば、2次元の場合、図4に示すように極座標系の格子点を放射状に走査するのが投影再構成法であり、図5に示すように直交するx,yの2方向への線形勾配磁場を作用させるのが2次元フーリエ変換法である。さらに、エコープランナー法と呼ばれる代表的な高速撮像法の場合では、一定間隔でパルス状に印加する1方向と、これに垂直方向でパルスの間隔ごとに交互にその向きを変える線形勾配磁場を印加する。すると図6に示すように、わずかの時間内に被写体のフーリエ変換領域の必要な範囲全体を矩形形状に走査して、1回の走査で1枚の画像再構成に要する全データを取得することができる。

またMRIの計測を、3次元にも拡張することができる。2次元フーリエ変換法の場合、勾配磁場をかける前に対応する2次元のスライス面のみを励起して、その面内の信号のみを計測するようにしている。3次元

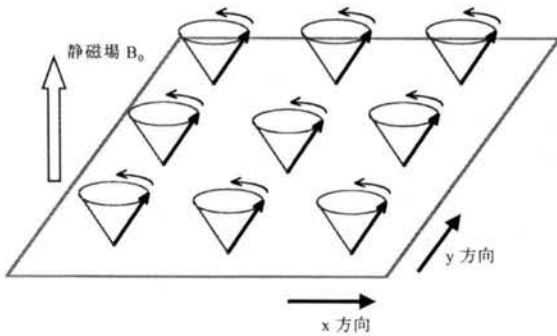


図3(a) 一様な静磁場中の原子核の周期運動の様子。

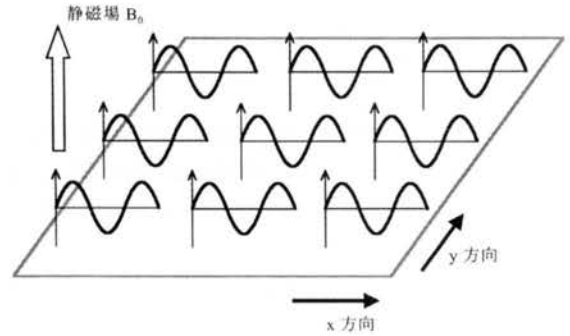


図3(b) (a)の周期運動の様子を一方から見た波に置き換えた場合。

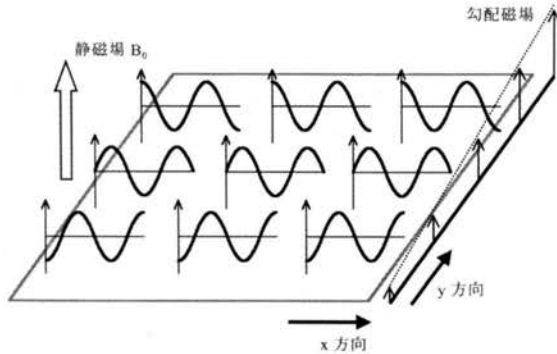


図3(c) y方向に一定時間勾配磁場をかけた後の波の様子。y方向に位相がずれている。

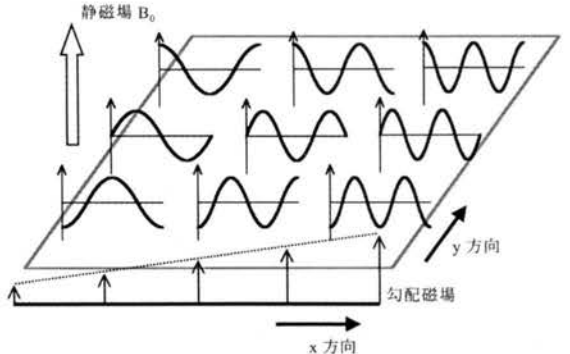


図3(d) x方向に勾配磁場をかけたときの波の様子。磁場の違いにより、波の周波数が異なっている。

図3 2次元フーリエ変換法の計測データと勾配磁場の関係

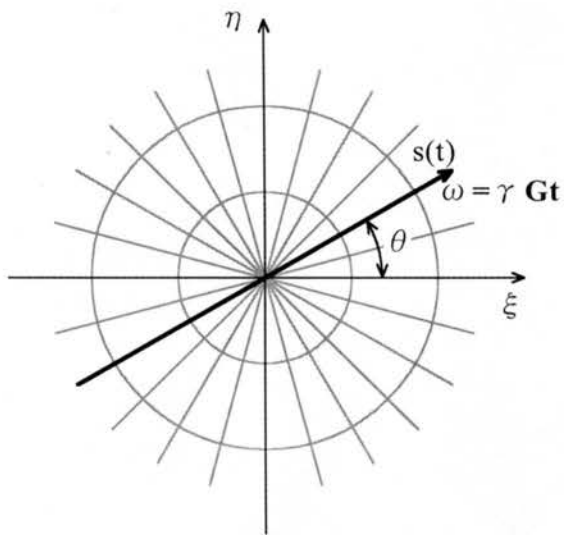


図4 投影再構成法のデータ収集の様子をフーリエ変換領域で見たもの。原点を通る直線上(放射状)に走査される。

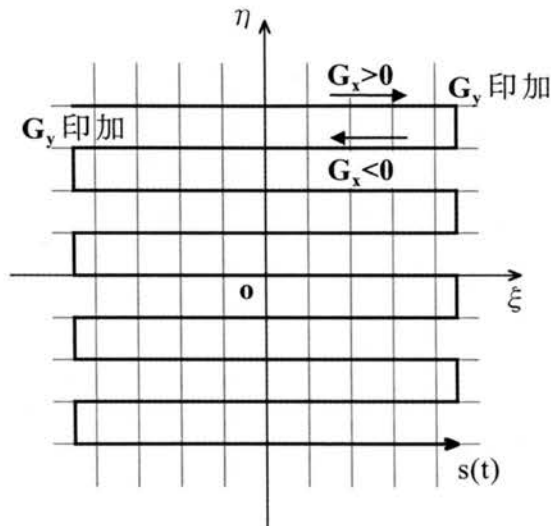


図6 エコープランナー法のフーリエ変換領域での走査の1例。

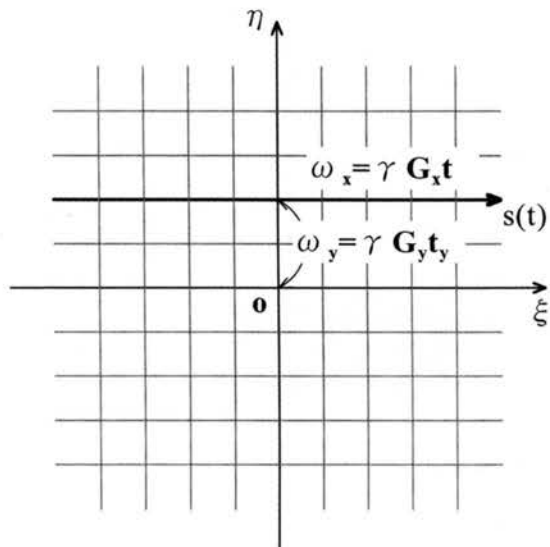


図5 2次元フーリエ変換法のデータ収集の様子をフーリエ変換領域で見たもの。x,y方向のそれぞれの勾配磁場によって、横軸方向に走査される。

のデータを直接計測する場合は、3次元物体全体を励起し、3次元空間のx,y,z方向に勾配磁場をかける。線形勾配磁場の強度をそれぞれ G_x 、 G_y および G_z とし、それを時間 t_x 、 t_y および t_z の間印加すると被写体分布の3次元フーリエ変換の1点の値が求まる。したがって、y方向とz方向へそれぞれ G_y と G_z の強度の線形勾配磁場を t_y と t_z の間与えたあと、x方向に G_x の強度の線形勾配磁場に切り替えて、このあとの信号を読み出すならば、被写体 $f(x,y,z)$ の3次元フーリエ変換 $F(\xi, \eta, \zeta)$ の $\eta = \gamma G_y t_y$ 、 $\zeta = \gamma G_z t_z$ 上の値が

$$s(t) = F(\gamma G_x t, \gamma G_y t_y, \gamma G_z t_z)$$

として読み出される。あとは、2次元のときと同じように、 η と ζ の値を変えて3次元のデータをすべて計測し、3次元フーリエ逆変換によって再構成を行う。

ダウンロードされた論文は私的利用のみが許諾されています。公衆への再配布については下記をご覧ください。

複写をご希望の方へ

断層映像研究会は、本誌掲載著作物の複写に関する権利を一般社団法人学術著作権協会に委託しております。

本誌に掲載された著作物の複写をご希望の方は、(社)学術著作権協会より許諾を受けて下さい。但し、企業等法人による社内利用目的の複写については、当該企業等法人が社団法人日本複写権センター（(社)学術著作権協会が社内利用目的複写に関する権利を再委託している団体）と包括複写許諾契約を締結している場合にあっては、その必要はございません（社外頒布目的の複写については、許諾が必要です）。

権利委託先 一般社団法人学術著作権協会

〒107-0052 東京都港区赤坂 9-6-41 乃木坂ビル 3F FAX：03-3475-5619 E-mail：info@jaacc.jp

複写以外の許諾（著作物の引用、転載、翻訳等）に関しては、(社)学術著作権協会に委託致しておりません。

直接、断層映像研究会へお問い合わせください

Reprographic Reproduction outside Japan

One of the following procedures is required to copy this work.

1. If you apply for license for copying in a country or region in which JAACC has concluded a bilateral agreement with an RRO (Reproduction Rights Organisation), please apply for the license to the RRO.

Please visit the following URL for the countries and regions in which JAACC has concluded bilateral agreements.

<http://www.jaacc.org/>

2. If you apply for license for copying in a country or region in which JAACC has no bilateral agreement, please apply for the license to JAACC.

For the license for citation, reprint, and/or translation, etc., please contact the right holder directly.

JAACC (Japan Academic Association for Copyright Clearance) is an official member RRO of the IFRRO (International Federation of Reproduction Rights Organisations).

Japan Academic Association for Copyright Clearance (JAACC)

Address 9-6-41 Akasaka, Minato-ku, Tokyo 107-0052 Japan

E-mail info@jaacc.jp Fax: +81-33475-5619