

MRI 磁気共鳴診断装置における擬似信号解析シミュレーション

田口順一 佐藤晋一 佐野耕一
日立製作所システム開発研究所

磁気共鳴診断装置 (MRI) は、核磁気共鳴現象を利用して人体の断層像を得る医療診断装置である。撮影方式やパラメータの変更で、質的に異なる数々の画像を得ることができる。エコー信号を複数回計測する撮影方法を行う場合、撮影動作の不完全性から擬似エコー信号が発生し、擬像が現れる場合がある。現象を解析して擬似信号のオーダーを求めるシミュレータを作成した。単に離散化して現象を追従する方式のシミュレーションではメモリと演算時間が多く実現不可能であったものを、擬似エコーの発生過程を踏まえた解析方法を取り入れることによりシミュレータ作成が可能になった。

Simulation of unwanted echo signals in Magnetic Resonance Imaging

Jun'ichi Taguchi Shinichi Satoo Kooichi Sano
Systems Development Laboratory, Hitachi, Ltd.

Magnetic resonance imaging (MRI) provides the inner human body images by using nuclear magnetic resonance phenomenon. Many kinds of images of MRI is obtained by changeing the intrinsic parameters and scanning methods. The MRI simulator is needed in order to estimate the amount of unwanted echo signals. But the unwanted echo simulator could not realized because the simple caluculation methods needs large memorys and long caluculation time. We have developed the special MRI simulator by using the echo analyzing technique.

1 はじめに

MRI (磁気共鳴診断装置)は、核磁気共鳴現象を利用して人体の断層像を撮影する医療診断装置である。人体中の水素原子核に作用し、水分含有量の分布を画像化する他、緩和時間の違いを利用して組織間コントラストを上げた画像を得たり、血液が動いていることを利用して造影剤無しの血管撮影をすることなどができる多機能でフレキシビリティに富んだ装置である。

MRIの撮影原理はよく知られているが、数々の新機能開発、その高画質化を行うにあたり、内部で起こる物理現象を正確に捉え、定量的に見積もるためのシミュレーションが必要である。ところが、MRI画像の画質劣化要因は多様で、全てを含んだ汎用のシミュレータは作成不可能である。そこで、問題となる特定の画質劣化のみに着目し、劣化要因と発生メカニズムをなるべくコンパクトに表現した専用のシミュレータを作成する。今回、画質劣化要因として、MRIの撮影操作によって付随的に発生する擬似信号について取上げ、その解析を行うための高速シミュレータを作成したので報告する。

2 MRIの物理系と撮影操作

2-1 MRIの構成要素

MRIは、静磁場、傾斜磁場、高周波磁場の3種の磁場から構成される。静磁場は、均一で強力な磁場であり、水素原子核の集団を分極して人体中に磁化を発生させる。傾斜磁場は位置に比例した強度を持つ磁場であり、場所による磁化のラーマ一周波数を変え、位置の区別をする元になる。高周波磁場は、振幅変調を行って帯域を持たせた振動磁場で、磁化に擾動を与え共鳴させる。傾斜磁場と高周波磁場はともに任意の時刻で印加でき、また、傾斜磁場は3方向コイルで強度と方向を任意に変えることができ、高周波磁場は、基本周波数と振幅変調波形の変更で共鳴部位を自由に変えることができる。

2-2 ブロツホ方程式

静磁場により発生した磁化は、傾斜磁場、高周波磁場の下で以下のブロツホ方程式に従う。ただし、以下のブロツホ方程式は、静磁場方向を軸に回転する回転座標系からみたものである。

$$\left(\frac{d}{dt} \right) M(x, y, z, t) = (2\pi \cdot f(x, y, z, t) \cdot A + \omega(t) \cdot B) M(x, y, z, t) + T \cdot (M_0 - M(x, y, z, t)) \quad \text{--- (1)}$$

$$A = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad B = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \quad T = \begin{pmatrix} 1/T_2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/T_2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/T_1 \end{pmatrix}$$

$M(x, y, z, t)$: 位置 (x, y, z) にある時刻 t における磁化ベクトル。

M_0 : 定常状態の磁化ベクトル。 $M_0 = (0, 0, 1)$

$f(x, y, z, t)$: 傾斜磁場により変化したラーマ一周波数の増分。

$$f(x, y, z, t) = \gamma \cdot (G_x(t) \cdot x + G_y(t) \cdot y + G_z(t) \cdot z)$$

$G_x(t)$ は時刻 t における x 方向の傾斜磁場強度。

$G_y(t)$ は y 方向、 $G_z(t)$ は z 方向の傾斜磁場強度。

γ は磁気回転比。

$\omega(t)$ ：高周波磁場の振幅変調波形。

2-3 プロットホ方程式の解

MRIの撮影操作では、傾斜磁場の印加、高周波磁場の印加など、簡単な操作の連続である。以下各操作でプロットホ方程式を解いたものを示す。

(a) 傾斜磁場による位相回転

高周波磁場がなく、緩和項 T を無視したプロットホ方程式は、

$$(d/dt) M(x, y, z, t) = 2\pi \cdot f(x, y, z, t) \cdot A \cdot M(x, y, z, t) \quad \text{--- (2)}$$

A は z 軸まわりの回転を起こすマトリクスで、磁化 M は、 x - y 面上を回転する。

これを解くと、(13)(14)式より、

$$M_z(x, y, z, t) = M_z(x, y, z, 0) \quad \text{--- (3)}$$

$$M_{xy}(x, y, z, t) = M_{xy}(x, y, z, 0) \quad \text{--- (4)}$$

$$\theta(x, y, z, t) = \theta(x, y, z, 0) + 2\pi \int f(x, y, z, t) dt \quad \text{--- (5)}$$

磁化の X - Y 平面上の位相 θ のみが変化する解が得られる。

時刻 T までの間に x 方向の傾斜磁場を強度 G_x で T_x 時間印加し、同様に G_y を T_y 時間、 G_z を T_z 時間印加する場合を考えると、位相 θ は以下の変化をする。

$$\theta(x, y, z, T) = \theta(x, y, z, 0) + 2\pi \cdot \gamma \cdot (G_x \cdot x \cdot T_x + G_y \cdot y \cdot T_y + G_z \cdot z \cdot T_z) \quad \text{--- (6)}$$

(b) 緩和

傾斜磁場の項と緩和項を入れた、高周波磁場を印加しないプロットホ方程式は、

$$(d/dt) M(x, y, z, t) = 2\pi \cdot f(x, y, z, t) \cdot A \cdot M(x, y, z, t) + T (M_0 - M(x, y, z, t)) \quad \text{--- (7)}$$

T は X - Y 面上で時定数 T_2 、 z 軸方向で時定数 T_1 の緩和を起こすマトリクスで、これを解くと

$$M_z(x, y, z, t) = M_z(x, y, z, 0) \cdot \exp(-t/T_1) + (1 - \exp(-t/T_1)) \quad \text{--- (8)}$$

$$M_{xy}(x, y, z, t) = M_{xy}(x, y, z, 0) \cdot \exp(-t/T_2) \quad \text{--- (9)}$$

$$\theta(x, y, z, t) = \theta(x, y, z, 0) + 2\pi \int f(x, y, z, t) dt \quad \text{--- (10)}$$

磁化の縦磁化成分の長さ M_z 、及び横磁化成分の長さ M_{xy} が緩和の影響で変化する。位相成分 θ は緩和の影響を受けず、傾斜磁場によって変化する。従って、緩和と傾斜磁場の印加は独立して扱うことができる。なお、時間が充分たつて緩和が進むと、縦磁化の長さ M_z は定義により1に、横磁化の長さ M_{xy} は0になる。磁化の初期状態は緩和の進んだ $M_{xy} = 0$ 、 $M_z = 1$ の状態である。

(c) 高周波磁場による回転

高周波磁場の印加時間は緩和時間より充分短いので緩和項を無視する。方程式は、

$$(d/dt) M(x, y, z, t) = (2\pi \cdot f(x, y, z, t) \cdot A + \omega(t) \cdot B) M(x, y, z, t) \quad \text{--- (11)}$$

A は z 軸まわりの回転を起こすマトリクスで、 B は x 軸まわりの回転を起すマトリクスである。 $f(x, y, z, t)$ 、 $\omega(t)$ が一定である微小時間 Δt では、(11)式から、以下の微小回転マトリクス ΔR を求めることができる。

$$M(x, y, z, t + \Delta t) = \Delta R(x, y, z, t) M(x, y, z, t) \quad \text{----- (12)}$$

(11) 式の解は、(12) 式の微小回転マトリクスの積で表現でき、

$$R(x, y, z, T) = \prod_{i=0}^{T/\Delta t - 1} \Delta R(x, y, z, i \cdot \Delta t) \quad \text{----- (13)}$$

$$M(x, y, z, T) = R(x, y, z, T) M(x, y, z, 0) \quad \text{----- (14)}$$

2-4 スライス選択 (90度パルスと180度パルス)

MRIでは高周波磁場と傾斜磁場を組み合わせ、スライス内の磁化の方向を選択的に変える操作が重要な役割をする。高周波磁場印加中の傾斜磁場は一定強度で時間的に変化させない。傾斜磁場の方向をz軸にとると、プロット方程式は、

$$(d/dt) M(x, y, z, t) = (2\pi \cdot Gz \cdot z \cdot A + \omega(t) \cdot B) M(x, y, z, t) \quad \text{--- (15)}$$

これを解くと、以下になる。

$$M(x, y, z, T) = R(z, T) M(x, y, z, 0) \quad \text{----- (16)}$$

位置zに依存した回転マトリクスRの分布が得られる。(15)式より回転マトリクスの分布は、高周波磁場の振幅変調波形 ω で形が決まり、傾斜磁場強度Gzでz方向のスケールが決まる。高周波磁場の振幅変調波形 ω を適当に選べば、z方向に厚みを持った特定のスライス内の磁化を選択的に回転する回転マトリクスの分布が得られる。スライス内の磁化を90度回転させる高周波磁場を90度パルスとよび、180度回転させるものを180度パルスという。理想的な90度パルスはスライス内のみを均一に90度回転させ、スライス外を全く回転させないことが要求されるが、実際にはスライス内部の不均一や外部のサイドローブが認められる。180度パルスも同様に矩形選択ができない。矩形選択を理想的に行えないことが擬似信号の発生する原因となる。

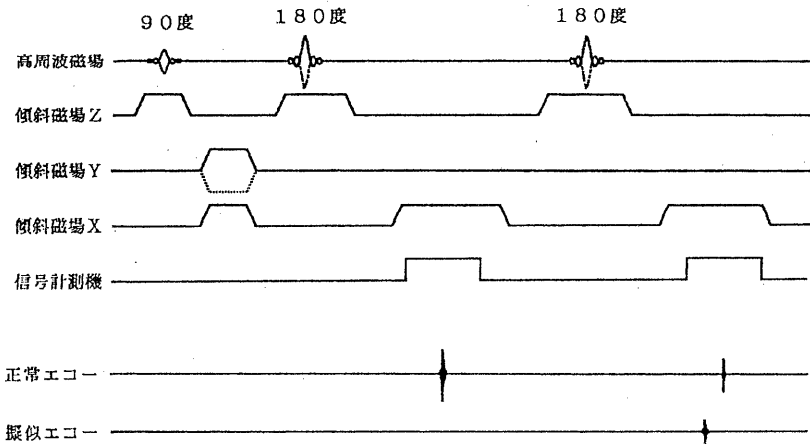


図1 2エコー撮影シーケンス

2-5 2エコー計測撮影シーケンス

MRIの撮影シーケンスはいろいろあるが、擬似信号が問題となる典型的なシーケンスとして2エコー計測撮影シーケンスを図1に示す。図の横軸は時間を表し、縦軸は各機器の動作と発生するエコー信号を表す。このシーケンスは90度パルスの励起から計測までの時間が異なる2つのエコー信号を計測し、緩和の影響の異なった2種類の画像が得られる。通常の計測では、図で示した撮影動作を1サイクルとして、全てのデータをとるまでに256サイクル繰返す。X方向の位置の区別は、X方向傾斜磁場を印加しながらエコー信号を計測することで行い、Y方向の位置の区別は、Y方向傾斜磁場の強度を各サイクルで毎回変えることで行う。

図3の撮影シーケンスの場合、第2エコーのそばで擬似エコーが発生する。第2エコーの信号を計測する際に一緒に擬似エコーまで含めて計測してしまうため、第2エコーの画像にミラーアーチファクトと呼ばれる上下反対の擬像が生じる。ミラーアーチファクトの元となる擬似エコーの発生原因は180度パルスで理想的な矩形選択を行うことができないことに由来する。擬似エコーの発生過程は詳しく追うことができ、擬像を消すために、傾斜磁場の印加量調整によって信号計測時間外に擬似エコーを追い出すこともできる。しかし、図1のような簡単なシーケンスならば擬似エコーを追い出すことが簡単にできるが、もっと複雑なシーケンスを扱う場合は、全ての擬似エコーを追い出すことが難しくなる。そこで、擬似エコー信号の大きさを評価するシミュレータが必要となる。

3 単純なシミュレーション方法とその問題点

3-1 最も単純な方法

MRIのシミュレーション方法で最初に考えるものは、MRIで起こっていることをそのまま離散的に扱って再現する方法である。離散化で現象を再現するのに十分な空間的なサンプリングと時間的な分割を行う必要がある。一般に使用するメモリと、演算時間が膨大になる傾向があり、MRIの場合、ほとんど実現不可能な程度になる。以下図1の2エコーシーケンスの場合を想定したオーダーを示す。

空間的なサンプリング： 折り返しの生じない程度の細かさが必要。

読みだし方向 (X方向) 分解能の1/20程度、 5×10^3 点	}	計 5×10^9 点
エンコード方向 (Y方向) 分解能の1/4程度、 10^3 点		
スライス方向 (z方向) スライス厚100点、 10^3 点		

時間的な分割： プロットホ方程式をルンゲクッタ等で数値的に解くための分割時間は、10 usec程度が必要。図3の場合、1サイクル100 msec程度を256サイクルの繰返す全計測では、計 2×10^8 程度の時間分割。

合計の演算回数： 10^{16} 回程度の数値積分。

演算時間： 1秒間に 10^9 回程度の数値積分を行う機械で 10^{11} 秒。

3-2 プロットホ方程式の解を用いた方法

プロットホ方程式を数値的に解く代わりに、各操作に対するプロットホ方程式の解を利用すると演算時間の大幅な節約ができる。以下に、オーダーを示す。

高周波磁場印加： 以下の前処理と操作の2つに分けられる。

回転マトリクスを求める前処理： Z方向の 10^3 点のサンプリングと、 5×10^2 の時間分割で数値積分を行う。計 5×10^5 回の数値積分。一度求めれば以後は不要なため演算時間は無視できる。

回転マトリクスをかける操作： 全空間 5×10^9 点で 3×3 のマトリクス計算。

傾斜磁場の印加： 全空間 5×10^9 点で 2×2 のマトリクス計算。

信号計測： 全空間 5×10^9 点で、読み出し方向軸（x軸 5×10^3 点）に射映する演算と、射映した 5×10^3 点で 2×2 のマトリクス計算を 5×10^2 回。

演算量： 以上の各操作は、1操作が、全空間 5×10^9 点で 2×2 のマトリクス計算を行うか、その2倍程度の演算量である。撮影全体では上記操作を 2×10^3 回程度行うため、 2×2 のマトリクス計算が 10^{13} 回程度必要になる。

演算時間： 1秒間に 2×2 のマトリクス計算を 10^6 回行う計算機で 10^7 秒程度。

以上、MRIの内部で行われていることをそのまま再現するような形式のシミュレータを作ること、プロット方程式の解を用いるような計算テクニックを用いても、3次元的な構造を持つものにたいしては、メモリと演算時間が多く実現不可能である。ただし、2次元面なら、メモリと演算時間が上記結果の 10^3 少なく、演算時間は上記 10^7 秒から 10^4 秒となり、数時間で実行できる。そこで通常のシミュレーションでは、特定のスライス面のみに着目して2次元面内のみのシミュレーションを行うか、いくつかのスライスの計算を行ってスライス方向の現象を定性的に理解をするか、高周波磁場による回転の様子をプロットしておよその見当を付けることなどが行われていた。

しかし、上記方法では、たとえ3次元空間のシミュレーションができたとしても、擬似信号の観測はできるが、擬似信号のみをとりだしてオーダの解析をすることなどができない。従って、擬似信号の発生過程を踏まえた解析用のシミュレータが必要である。

4 ヒストリー展開

4-1 基底表現

MRIでは、磁化ベクトルの状態を以下のような一風変わった基底の表現方式をとって解析すると便利である。

$$E(H_1) = \begin{pmatrix} \cos(H_1) \\ \sin(H_1) \\ 0 \end{pmatrix} \quad Z(H_2) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \sin(H_2) \end{pmatrix} \quad \text{----- (17)}$$

H_1 は横磁化の位相を表し、 H_2 は縦磁化の大きさを決める振幅位相を表す。

一般に磁化ベクトルは、(17)式の基底の重ね合わせとして表現できる。すなわち、

$$M = \sum_{i=1}^n a_i \cdot E(H_{1i}) + \sum_{i=1}^n b_i \cdot Z(H_{2i}) \quad \text{----- (18)}$$

H_1 、 H_2 は、後に示すように磁化の歩んできた歴史を反映するので、ヒストリーと呼ばれる。磁化を、ヒストリーを陽に含んだ形式で表現するので、ヒストリー展

開と名付けることにする。なお、磁化の初期状態 $M(0)$ は、 $Z(\pi/2)$ である。

4-2 高周波磁場の作用

高周波磁場は、2-3節で示したように磁化に回転マトリクス R を作用するように働く。磁化の各基底に回転マトリクス R を演算すると以下のように整理できる。

$$R E(H) = k_1 \cdot E(H + \alpha_1) + k_2 \cdot E(-H + \alpha_2) + K_3 \cdot Z(H + \alpha_3) \quad (19)$$

$$R Z(H) = k_4 \cdot E(H + \alpha_4) + k_5 \cdot E(-H + \alpha_5) + K_6 \cdot Z(H) \quad (20)$$

ただし、 R が回転マトリクスであることから、 $k_4 = -k_5 = -k_3/2$ 、 $\alpha_4 = \alpha_5$ 、 $|K| \leq 1$ なる性質がある。また、パラメータ k 、 α は回転マトリクス R で決まり、2-3節からわかるようにスライス位置 z と高周波磁場の振幅変調波形に依存する。

(19)式を見ると、高周波磁場による回転で、位相 H を持った横磁化は、位相 H を受け継いだ成分と H を反転した成分に分かれ、さらに振幅に位相 H が関与した縦磁化成分が発生することがわかる。(20)式からは、振幅位相 H を持った縦磁化成分が横磁化となり、位相に H を受け継いだ成分と H を反転した成分が現れ、縦磁化の大きさも変化することがわかる。

理想的な180度パルスの場合、スライス内外を分ける矩形選択を行うことが要求される。すなわち、以下のパラメータ値となることが求められる。

$$\text{スライスの内側で、} k_1 = 0, k_2 = 1, k_3 = k_4 = k_5 = 0, k_6 = -1$$

$$\text{スライスの外側で、} k_1 = 1, k_2 = 0, k_3 = k_4 = k_5 = 0, k_6 = 1$$

実際の180度パルスでは、このような理想的な矩形選択を行うことができない。実際の形は、180度パルスに用いる振幅変調波形に依存するが、代表的なものとして、 sinc 関数を打ち切った波形を用いた場合の各パラメータ値を図2に示す。図2のように、実際のパルスでは、0となるべき項が0とはならず大きな値を持っており、擬似エコーの発生程度が大きいことが推定できる。

以上、式(19)(20)は、参考文献(1)記載の特殊な式を一般化したものである。この式の導出により実際のパルスでの擬似エコー解析が可能になった。

4-3 傾斜磁場の作用

傾斜磁場は横磁化の位相を変え、縦磁化には作用しない。傾斜磁場による位相回

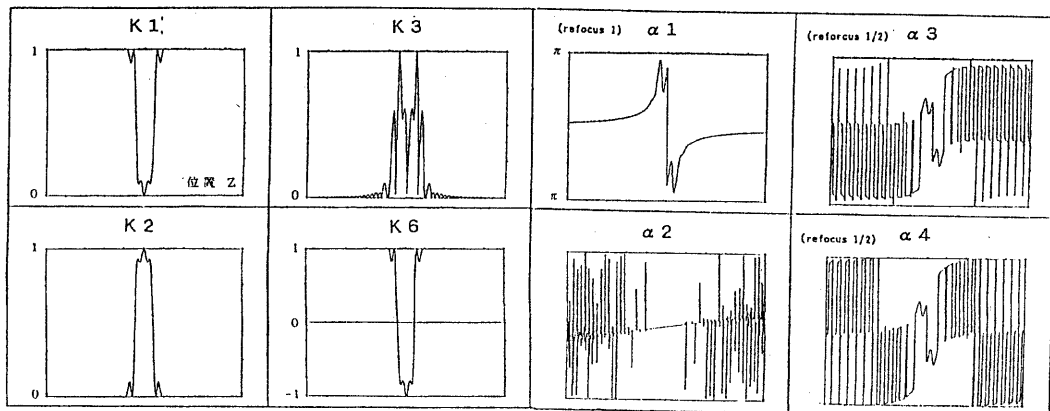


図2 ヒストリー展開項のパラメータ値

転 θ を起こすマトリクスを G_θ と記すと、

$$G_\theta \cdot E(H_1) = E(H_1 + \theta) \quad \text{----- (21)}$$

$$G_\theta \cdot Z(H_2) = Z(H_2) \quad \text{----- (22)}$$

ただし、位相回転 θ は、2-3節の式(6)で示したもので、磁化の位置と傾斜磁場の強度、印加時間に依存する。以下にもう一度(6)式を示す。

$$\theta = 2\pi \cdot \gamma \cdot (G_x \cdot x \cdot T_x + G_y \cdot y \cdot T_y + G_z \cdot z \cdot T_z) \quad \text{----- (23)}$$

4-4 緩和

2-3節で示したように緩和は傾斜磁場の作用と独立して扱える。 τ 時間の緩和を表わす演算子を P_τ 、exp的な減衰を表す演算子を Q_τ とすると、

$$P_\tau \cdot M_{xy} = Q \cdot M_{xy} \quad \text{----- (24)}$$

$$P_\tau \cdot M_z = Q \cdot M_z + (1 - \exp(-\tau/T_1)) \quad \text{----- (25)}$$

$$M_{xy} = \sum_{i=1}^n a_i \cdot E(H_{1i}) \quad \text{--- (26)}, \quad M_z = \sum_{i=1}^n b_i \cdot Z(H_{2i}) \quad \text{--- (27)}$$

$$Q_\tau \cdot E(H_1) = \exp(-\tau/T_2) \cdot E(H_1) \quad \text{----- (28)}$$

$$Q_\tau \cdot Z(H_2) = \exp(-\tau/T_1) \cdot Z(H_2) \quad \text{----- (29)}$$

各ヒストリー展開項 E や Z は、緩和によりexp的な減衰を起こし、それとは別に縦磁化 M_z は、新たに $(1 - \exp(-\tau/T_1))$ だけの縦磁化が発生することがわかる。

5 擬似エコー解析

以上のヒストリー展開を用いると、正常エコーや擬似エコーの発生過程に基づいた解析が容易に行える。一例として図1で示す2エコー計測シーケンスについてヒストリー展開を用いた解析を以下に示す。

(a) ヒストリー解析

磁化の初期状態は $Z(\pi/2)$ から始まる。90度パルスによって、初期状態 $Z(\pi/2)$ が $k^{90}_4 \cdot E(\pi/2 + \alpha_4) + k^{90}_5 \cdot E(-\pi/2 + \alpha_5) + K^{90}_6 \cdot Z(\pi/2)$ に分離する。この式は、 $k^{90}_4 = -k^{90}_5$ 、 $\alpha_4 = \alpha_5$ より、 $2 \cdot k^{90}_4 \cdot E(\pi/2 + \alpha_4) + K^{90}_6 \cdot Z(\pi/2)$ の2項にまとめられる。傾斜磁場で E の項の位相が加わり、次の180度パルスで E の項は強度 k^{180}_1 、 k^{180}_2 、 k^{180}_3 の3つの項に分離し、 Z の項は強度 k^{180}_4 、 k^{180}_5 の2つの項に分離する。傾斜磁場による位相が加わり、次の180度パルスで、それそ

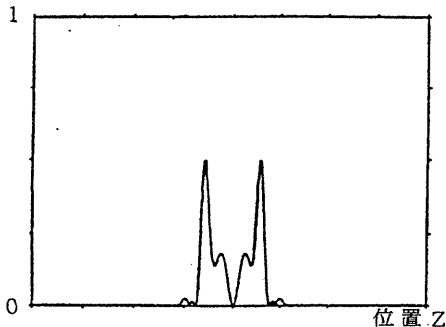


図3 正常エコー信号の成分

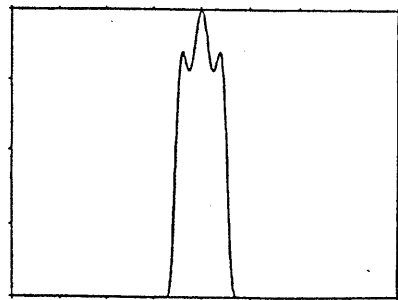


図4 擬似エコー信号の成分

れのヒストリー展開項はさらに分裂を繰り返す。最終的に全部で14項のヒストリー展開項が現れる。

(b) 正常エコー信号 (図3)

全部で14項ある2エコーシーケンスのヒストリー展開項の中で、正常な第2エコー信号の発生する過程はわずか1項だけである。はじめの90度パルスで横磁化成分となり、180度パルスで位相を反転した横磁化成分、次の180度パルスでさらに位相を反転した横磁化になる過程である。強度係数は、はじめの90度パルスで $2 \cdot k^{90}_1$ 、次の180度パルスで k^{180}_2 、2回目の180度パルスで k^{180}_2 である。各々掛け合わせ、強度係数は $2 \cdot k_1 \cdot k_2 \cdot k_2$ となる。図3に示す。

(c) 擬似エコー信号 (図4)

全部で14項ある2エコーのヒストリー展開項の中で、Eの項が9項あり、1項が正常エコー信号で、残り8項が擬似信号である。その中で、ミラーアーチファクトの原因となる擬似エコー信号に対応したヒストリー展開項はただ1つである。90度で横磁化となり、180度で縦磁化、次の180度で再び横磁化となる過程を持った成分で、強度係数は $2 \cdot k_1 \cdot k_3 \cdot k_3$ である。図4に示す。

7 まとめ

ヒストリー展開をすることにより、撮影面方向(x-y)とスライス方向(z)をそれぞれ独立して扱うことができ、演算量が大幅に減少して、従来実現不可能であった擬似エコー解析シミュレータを作ることができた。すなわち、撮影面方向は、位相の代数和で終わり、スライス方向は、高周波磁場の回転マトリクス計算とヒストリー展開項の強度係数計算、およびその積演算だけですむ。最も演算量の多い回転マトリクス計算でも、2-3節で示したように、 5×10^5 回の数値積分を行う程度である。しかも、正常エコー、擬似エコーを分離した計算ができ、意味を明確に示した解析を行うことが可能になった。なお、以上の擬似信号解析シミュレーションでは、最終的な画像を得る必要がない。画像を求めたい場合には、撮影対象として直方体のような物体を仮定すると、ネックであった信号計測操作が解析的に積分でき、擬似信号解析シミュレーションと同程度の使用メモリと演算時間を持つ画像解析シミュレータを作成することが可能である。

8 参考文献

- 1) S. MAJUMDAR; "Errors in the Measurement of T_2 Using Multiple-Echo MRI Techniques", *Magnetic Resonance in Medicine* 3, 379-417 (1986)
- 2) R. KAISER, E. BARTHOLSI, AND R. R. ERNST, *J. Chem. Phys.* 60, 8, 2966 (1974)