

# 総説

高速核磁気共鳴イメージング

関原謙介 (日立製作所 中央研究所第9部)

河野秀樹

## High-speed Magnetic Resonance Imaging

### キーワード

High-speed NMR imaging, k-trajectory, Echo-planar imaging, Steady state free precession

### 要旨

高速核磁気共鳴イメージングを①計測回数を減らす方法, ②計測の繰り返し時間を縮める方法に大別し, 概説する. ①に属する方法はエコープレナー法に代表されるように振動傾斜磁場を用い, 空間周波数領域を効果的に走査する方法である. ②に属する方法には小さなフリップ角度の励起を高速で繰り返し, 磁化の定常状態を作り出す, いわゆる SSFP を利用する方法, および強制緩和法などがある. 本論文においては各方法を効率, ハードウェアに対する要求などの面からも比較する.

### 1. 緒言

NMR イメージングは任意断面の測定が可能, また, 単に形態学的な情報のみならず生化学的な情報をも取得可能, などの特徴があるため将来の臨床診断に重要な位置を占めるものと期待されている. 反面, 他の画像診断装置に比べ, 1枚の画像取得に時間がかかるという大きな欠点が存在する. 通常, 1枚の画像を取得するためには高周波磁場により核スピンを励起し, その結果生じる NMR 信号を観測するという一連の手順を複数繰り返す. (本論文ではこの一連の手順を計測とよぶ.) 画像取得に時間がかかるのは, 励起から次の励起へ移るに際して核スピンの縦

緩和によって平衡状態にもどるのに待ち時間が必要なためである.

従来, 臨床評価に耐える画素数を持った画像を構成するには2~8分が必要であるとされている. この結果, 胸部, 腹部画像においては人体の動きが画質に影響する. また, 1日に検査できる患者の数にも限界を生じてしまうため, 装置の経済性の点でも大きなマイナス要因となっている.

このような欠点を克服し, 画像取得の高速化をめざす試みは, NMR イメージング研究の初期より行われてきた. 画像取得に要する時間は, 計測回数と, 計測から次の計測に移るときの繰り返し時間との積に等しい. 高速イメージング法は,

①画像取得に要する計測回数を少なくする方法。

②計測の繰り返し時間を短くする方法。

に大別できる。本論文では、第2節において上述の①に属する代表的な方法について、第3節において、上述の②に属する代表的な方法についてそれぞれ述べる。

特に本論文ではそれぞれのイメージング手法の効率の比較に重点をおいた。ここで、効率とは①に属する手法においては同一の計測回数で、同じ視野、同じ絵素幅の画像を構成したときの画像の持つSN比で定義し、②に属する手法では、同一の画像取得時間で、同じ視野、同じ絵素幅の画像を構成したときの画像の持つSN比で定義する。なお、本論文においてはすべて2次元イメージングを仮定する。

## 2. 計測回数を低減させる法

本節では画像取得に必要な計測の回数を低減させるいくつかの代表的な方法について述べる。ここで述べられる方法はすべて、振動傾斜磁場を用い視野の空間周波数領域を効果的に走査する方法であり、これらの方法の説明には、いわゆるkトラジェクトリーを用いた解析を導入する。kトラジェクトリーアナリシスの詳細については文献(1)および(2)を参照のこと。

また、本節ではそれぞれの方法の効率を、同一視野で $M \times M$ マトリックスの画像を構成するとしてどの方式においても合計M回の計測を行ったときの再生像のSN比で定義し、各方法の比較を行なう。

なお、本カテゴリーにはここで紹介するものの他に、フーリエイメージングで得られた計測データのエルミート対称性を利用して計測回数を半分に減らす、いわゆるハーフフーリエ法<sup>3)</sup>なども属するが、よく知られている方法なのでこれについての説明は省略する。

本節では視野面をx-y面とし、x、y方向の視野幅を $L_x, L_y$ で、絵素幅を $\Delta x, \Delta y$ でそれぞれ表わす。また、画像マトリックスは $M_x \times M_y$ 絵素で構成されているとし、 $M_x = M_y$ のときこれをMと表記する。

### 2.1 エコープレナー法

Mansfieldによって提案されたエコープレナー法<sup>4)5)</sup>は高速イメージング法として代表的なものである。この方法の大きな特長は、定常的な傾斜磁場と時間的に振動する傾斜磁場を同時に用い、1回の90°パルス印加に続くデータ計測で画像を構成できる(いわゆるワンショットイメージングが可能)な点にある。図1はエコープレナー法を実現する代表的なRFおよび傾斜磁場印加のシーケンスを示す。ここでは、y方向に定

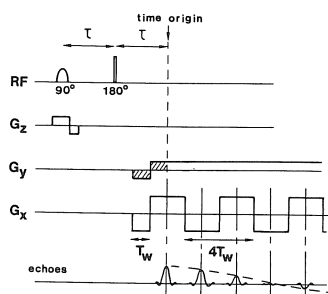


Fig. 1 エコープレナー法を実施する典型的なシーケンス。

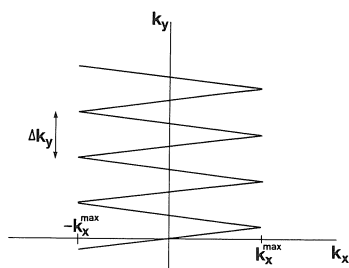


Fig. 2 エコープレナー法におけるkトラジェクトリー。

常傾斜磁場，x 方向に短形の振動傾斜磁場を印加するとしており， $4 T_w$  がその周期である。x 傾斜磁場の周期的な印加により，図に示されるごとく，一連のスピネコー（いわゆるエコートレイン信号）が観測される。この場合の，観測データの k 空間における軌跡はよく知られているように図 2 に示すジグザグ線で表わされる<sup>12)</sup>。

振動傾斜磁場駆動に対する要求 図 2 において  $k_x$ ， $k_y$  はそれぞれ x，y 方向に対する空間角周波数（空間周波数を  $2\pi$  倍したもの）である。 $\Delta k_y$  は  $k_y$  方向におけるデータ間隔であり， $G_y$  を定常傾斜磁場の大きさとして， $\Delta k_y = \gamma G_y (4 T_w)$  で与えられる。また， $k_x^{\max}$  はトラジェクトリーに含まれる  $k_x$  方向の最大空間周波数であり  $k_x^{\max} = \gamma G_x T_w$  で与えられる。ここで， $G_x$  は振動傾斜磁場の振幅である。さて，これらのパラメータは画像の y 方向の視野幅および x 方向の絵素幅との間に  $\Delta k_y = 2\pi/L_y$ ， $k_x^{\max} = \pi/(\Delta x)$  の関係があり，従って，

$$4 T_w = \frac{2\pi}{\gamma G_y L_y} \quad (1)$$

$$G_x = 2 \frac{L_y}{\Delta x} G_y \quad (2)$$

を得る。今， $L_x = L_y$ ， $\Delta x = \Delta y$ ， $M_x = M_y = M$  の場合を考えると，(2)式は

$$G_x = 2 M G_y \quad (3)$$

となる。

(1)，(2)，(3) 式からエコープレナー法の基本的な問題点が明らかとする。すなわち，全身用イメージングを仮定した場合，傾斜磁場の駆動に関して非常にきびしい要求が生じることである。たとえば， $L_x = L_y = 30 \text{ cm}$ ， $M = 64$  という場合の数値例で考えてみる。 $G_y$  の大きさは静磁場の不均一性を打ち消すだけ大きくなければならないとされているが静磁場の不均一性およ

び被検体のケミカルシフトによる若干のアーチファクトを許容するとしても， $0.2 \text{ mT/m}$  程度が下限であろう。すると， $G_x$  としては(3)式より  $25.6 \text{ mT/m}$  が必要であり，周期は(1)式より  $400 \mu\text{s}$  が必要である。このような周期と振幅で傾斜磁場を駆動することは現状の技術では困難であり，傾斜磁場の駆動に新しい工夫が必要であろう<sup>6)7)8)</sup>。

傾斜磁場の正弦波駆動 ここまでは振動傾斜磁場の駆動波形を矩形として議論を進めてきたが，エコープレナー法では駆動の簡単な正弦波を用いることもできる<sup>5)</sup>。この場合，振動傾斜磁場の駆動波形を最大振幅を  $G_0$  として  $G_x(t) = G_0 \cos(\pi t / 2 T_w)$  とすれば，

$$k_x^{\max} = \gamma \int_0^{T_w} G_0 \cos\left(\frac{\pi t}{2 T_w}\right) dt = \frac{2}{\pi} \gamma G_0 T_w$$

である。したがって，駆動波形が矩形の場合と同じ x 方向分解能を得るためには，最大振幅を  $\pi/2$  倍しなければならない。すなわち，この場合，振動傾斜磁場の振幅に対する要請は

$$G_x = \pi M G_y \quad (4)$$

となる。また，正弦駆動を用いた場合，データを等しい時間間隔で採取すると， $k_x$  に関し等間隔とはならないため，補間により  $k_x$  軸上での等間隔なデータ点を推定する必要がある。

画像再構成 図 1 に示すシークエンスにより得られたエコートレインから画像を再構成するにはいくつかの方法が提案されている<sup>9)10)</sup>。このうち，簡易さ，傾斜磁場の正弦波駆動の場合にも適用できる点，後述するファーストフォーリエイミングにおける像再構成にも共通に用いることができる点で，エコートレインを 2 次元データアレイに並べ変えた後，フーリエ変換する方法が最も優れている。

図 3 (a) にこの並べ変えを概念的に示す。

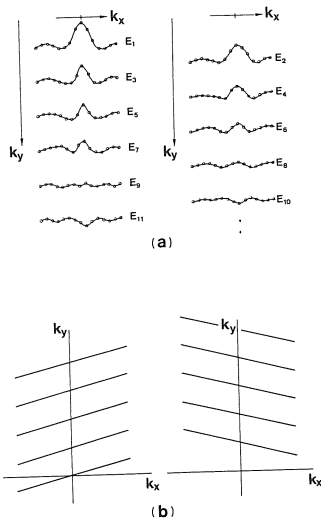


Fig. 3 (a)エコープレーナ法における画像構成の際のエコーの並べ替え.  
(b) (a)のエコー群に対応する \$k\$ トラジェクトリー.

同図で \$E\_n\$ は \$n\$ 番目のエコーを意味する. この方法ではエコーを奇数番号のものと偶数番号のものに分け, それぞれについて \$k\_x\$ と \$k\_y\$ をパラメータとした 2 次元アレイ上に配列する. これは, 図 3 (b) に示すごとく \$k\$ トラジェクトリーを右上がりのアレイと左上がりのアレイに分けることに対応する.

今, 奇数番号のエコー, すなわち振動傾斜磁場が正のときに生じるエコーからのデータアレイを \$F\_P(k\_x, k\_y)\$, 偶数番号のエコー, すなわち振動傾斜磁場が負のときに生じるエコーからのデータアレイを \$F\_N(k\_x, k\_y)\$ とするとこれらは元の磁化分布との間に

$$F_P(k_x, k_y) = \int m(x, y) \exp[i\eta(k_x)y] \exp\{i[xk_x + yk_y]\} dx dy \quad (5)$$

$$F_N(k_x, k_y) = \int m(x, y) \exp[-i\eta(k_x)y] \exp\{i[-xk_x + yk_y]\} dx dy \quad (6)$$

の関係がある. ここで, \$\eta(k\_x)\$ はトラジェクトリーの斜交性に起因する位相項であり矩形駆動を仮定すれば

$$\eta(k_x) = \frac{\Delta k_y}{4} \frac{k_x}{k_x^{\max}} = \frac{G_y}{G_x} k_x \quad (7)$$

正弦波駆動を仮定すれば,

$$\eta(k_x) = \frac{\Delta k_y}{4} \left[ \frac{2}{\pi} \arcsin\left(\frac{k_x}{k_x^{\max}}\right) \right] \quad (8)$$

である.

さて, \$F\_P(k\_x, k\_y)\$ と \$F\_N(k\_x, k\_y)\$ の \$k\_y\$ についてのフーリエ変換をそれぞれ \$g\_P(k\_x, y)\$ および \$g\_N(k\_x, y)\$ とする. (5), (6) 式よりこれらは既知の位相シフト \$\eta(k\_x)y\$ を含むので \$\exp[-i\eta(k\_x)y]g\_P(k\_x, y)\$, あるいは \$\exp[i\eta(k\_x)y]g\_N(k\_x, y)\$ として位相シフトを補正後, これらを \$k\_x\$ に関してフーリエ変換すれば磁化分布 \$m(x, y)\$ を画像として得ることができる.

ただし, 通常は \$G\_x \gg G\_y\$ であるので, この位相項を無視し, 直接 \$F\_P(k\_x, k\_y)\$ あるいは \$F\_N(-k\_x, k\_y)\$ を \$k\_x\$ および \$k\_y\$ についてフーリエ変換することにより \$m(x, y)\$ を得ることができる. これは斜交性を無視して, 図 3 (b) に示されたデータアレイをフーリエ変換することに対応する. ここで, 斜交性を無視したことにより矩形駆動の場合は画像に \$G\_y/G\_x\$ に比例した幾何学的な歪みを生じることになるが, \$G\_x \gg G\_y\$ であるので無視できる.

計測に必要な周波数帯域 まず, 矩形駆動の場合を考えると, (3) 式より \$G\_x = 2MG\_y\$ の傾斜磁場振幅が必要であり, したがって, エコープレーナ法において信号受信に必要な周波数帯域 \$B\_E\$ (Hz) は,

$$B_E = \frac{\gamma}{2\pi} G_x L_x = \frac{\gamma}{\pi} MG_y L_x \quad (9)$$

が必要である.

次に, 正弦波駆動の場合を考えると, 駆動傾

斜磁場の角周波数を  $\omega$  として、観測信号は

$$F(t) = \int m(x, y) \exp\{-i\gamma[yG_y t + (xG_0/\omega)\sin(\omega t)]\} dx dy \quad (10)$$

と表わされる。(10)式はベッセル関数を用いて変形でき、結局、

$$F(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{-in\omega t} \int m(x, y) e^{-i\gamma y G_y t} J_n\left(\frac{\gamma G_0}{\omega} x\right) dx dy \quad (11)$$

を得る。このような信号の受信に必要な周波数帯域は FM 通信の分野ではよく知られており<sup>11)</sup>、必要な帯域  $BE$ は、

$$BE = 2\left[\frac{\gamma L_x G_0}{2\omega} + 1\right] \frac{\omega}{2\pi} \approx \frac{\gamma}{2\pi} G_0 L_x \quad (12)$$

で与えられる。さらに、 $G_0 = (\pi/2) 2 MG_y$  を考慮すれば、結局、

$$BE = \frac{\gamma}{2} MG_y L_x \quad (13)$$

を得る。すなわち、矩形駆動の場合に比べ正弦波駆動の場合  $\pi/2$  倍の帯域が必要である。

エコープレナー法の効率 エコープレナー法の基本的な効率を通常のフーリエイメージングと比較する。フーリエイメージングでは、 $M \times M$  マトリックスの画像を構成すると仮定した場合、 $M$  回の計測が必要である。フーリエイメージングにおいてリードアウト勾配の大きさを許される最小の値  $G_{min}$  に設定したとすれば、信号計測時の周波数帯域は  $G_{min}$  に比例し、結局、再生像の SN 比は  $1/\sqrt{G_{min}}$  に比例する。ただし、 $G_{min}$  についての考察は付録 A を参照されたい。

ところで、エコープレナー法を用いる場合、1 回の計測で済むわけであるが、信号計測時の周波数帯域は矩形駆動を用いた場合 (9) 式より  $2 MG_{min}$  に比例する。ただし、ここでは比較

を公平に行なうためエコープレナー法における定常傾斜磁場の大きさを  $G_{min}$  に設定した。フーリエ変換後に得られる 2 枚の画像を加算することを考慮すれば、再生像の SN 比は  $1/\sqrt{MG_{min}}$  に比例する。

すなわち、エコープレナー法を  $M$  回繰り返すことにより  $M$  枚の画像を得、これを加算すれば、得られる画像の SN 比は  $1/\sqrt{G_{min}}$  に比例し、フーリエイメージングで得られる画像の SN 比と同じになる。これらの考察から、矩形駆動を用いたエコープレナー法の効率はフーリエイメージングと同一であるとの結論を得る。また、正弦波駆動を用いたエコープレナー法では、効率はフーリエイメージングの場合に比べ  $\sqrt{\pi/2}$  だけ劣ることも (13) 式から容易に示すことができる。

振動傾斜磁場の駆動に対する要求の低減 先にも述べたようにエコープレナー法は傾斜磁場の駆動に関し非常に厳しい要求をするが、これは 1 回の計測で画像を構成できる能力を犠牲にせずに、ある程度軽減できる。

(1) 及び (2) 式より、振動傾斜磁場の振幅、周波数とも  $L_y$  に直接比例することがわかる。したがって、 $L_y$  を小さくすればその分だけ傾斜磁場駆動に関する要求を緩和できる。図 1 のパルスシーケンスにおいて  $180^\circ$  パルスを  $y$  方向の選択照射とし、 $y$  方向の視野を制限した試みが発表されている<sup>12)</sup>。

(1) ~ (3) 式から明らかな通り、定常傾斜磁場の振幅  $G_y$  を小さくすることは、振動傾斜磁場の振幅と駆動周波数いずれの低減にも結び付くが、 $G_y$  を小さくした場合、静磁場の不均一性と被検体のケミカルシフトが画質に影響する。反対に、これらを補正すれば振動傾斜磁場の駆動に対する要求もある程度軽減できる<sup>13)</sup>。

## 2.2 エコープレナー法のバリエーション

エコープレナー法にはオリジナルな方法以外にいくつかのバリエーションが提案されている。1回の計測で画像を構成する能力を犠牲にしない次の二つを紹介する。

### パルスの印加した傾斜磁場を用いる方法<sup>14)15)</sup>

この方法は例えば図4(a)のようなパルスシーケンスを用いる。このシーケンスのオリジナルなエコープレナー法に対するシーケンスとの違いは  $G_y$  を定常的ではなくパルスの印加することである。図4(b)にこの方式における  $k$  トラジェクトリーを示す。図から明かなように、この場合測定データ点は直交したデータアレイ上に並ぶものとなる。このような  $k$  トラジェクトリーを得ることにより、本方式では

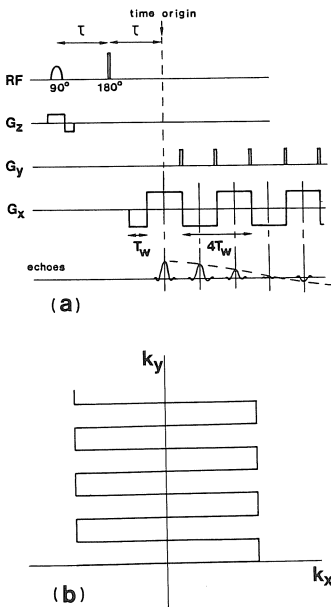


Fig. 4 (a)パルスの傾斜磁場を用いるエコープレナー法を実施する典型的なシーケンス。(b) (a) のシーケンスによる  $k$  トラジェクトリー。

$x$  傾斜磁場が正で生じるエコーと負で生じるエコーとを同時に画像再構成に用いることができる。

この方式におけるイメージングパラメータは次のように決定できる。 $y$  傾斜磁場のパルス幅を  $\Gamma$  とすると、

$$2\pi/L_y = \Delta k_y = \gamma \int_0^\Gamma G_y(t) dt$$

である。ここで、 $\Delta k_y$  は  $\Gamma$  あるいは  $G_y(t)$  を調節することにより自由に設定できるので、 $y$  方向の視野幅  $L_y$  は振動傾斜磁場のパラメータとは独立に決めることができる。振動傾斜磁場の周期  $4T_w$  はエコートレインの測定時間  $T_0$  と  $y$  方向の画像マトリックスサイズ  $M_y$  から決定される。すなわち、時間  $\Gamma$  中にはデータ取得を行わないとし、 $\Gamma$  を  $T_w$  に比べて十分小さくとできるとすれば、

$$2T_w = T_0/M_y \quad (14)$$

である。振幅はオリジナルなエコープレナー法と同様に

$$\Delta x/\pi = k_x^{\max} = \gamma G_x T_w$$

から決定される。さて、 $T_0$  の大きさとしては、若干の任意性はあるものの、通常のフーリエイメージングにおいてリードアウト勾配の大きさを  $G_{\min}$  に設定した場合のデータ収集時間と同様と考えられる。すなわち、

$$\frac{1}{T_0} = \frac{\gamma}{2\pi} G_{\min} \Delta y \quad (15)$$

である。これらを用いれば、

$$4T_w = \frac{4\pi}{\gamma G_{\min} L_y} \quad (16)$$

$$G_x = \frac{L_y}{\Delta x} G_{\min} \quad (17)$$

を得る。これらの式を、(1)および(2)と比較すればオリジナルなエコープレナー法において  $G_y = G_{\min}$  とした場合の傾斜磁場に対する要求を  $1/2$  にしたものに等しい。ここで、振動傾斜

磁場に対する要求が半分に緩和されることは画像再構成において振動傾斜磁場が正で生じるエコーと負で生じるエコーを組み合わせ、同時に用いることができることに由来する。

また、式 (16), (17) から、この方式における効率は一エコープレナー法と同等であると結論できる。しかし、(16), (17) 式を導く前提となった条件、 $\Gamma < T_w$  は実際には成り立たず、 $\Gamma$  が大きくなれば効率は  $2 T_w - \Gamma$  に比例し低下する。

以上、本方式はオリジナルなエコープレナー法に比べ

- 1) 定常傾斜磁場方向の視野幅は振動傾斜磁場の周期とは関係なく決めることができる。
- 2) 振動傾斜磁場が正のときに生じるエコーと負のときに生じるエコーとを組み合わせると同時に画像再構成を行なうことができ、これにより、振動傾斜磁場の駆動周波数および振幅を 1/2 にできる。

などの長所を有するが、一方、

- 1) 2 方向の傾斜磁場を同期して駆動せねばならず、傾斜磁場の駆動が複雑になる。
- 2) パルスの傾斜磁場を印加しているときはデータ取得を行わないとすれば、この印加時間分だけ効率がおちる。
- 3) パルスの傾斜磁場印加時にデータ取得を行うとすれば、 $k$  空間上でのデータ点の位置を正確に知るため、パルス波形を精密に制御しなければならずパルス駆動の困難さがさらに増す。

等の短所を有する。

### 180°パルスによりエコートレインを形成する方法

図 5 は 180°パルスを用い、エコートレインを形成しエコープレナー法を実現するためのシーケンスである。このシーケンスでは大強度の  $x$  傾斜磁場を定常的に印加し、 $y$  傾斜磁場を周期的に印加する。したがって、Mansfield らも指摘している<sup>2)</sup> ように振幅の大きな傾斜磁場のスイッ

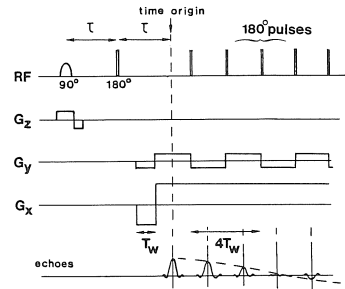


Fig. 5 180°パルスを用いたエコープレナー法を実施するシーケンス。

チングが不要となる。

この方法における最大の問題点は 180°パルスとして非常にシャープなパルスを用いなければならず RF 磁場発生のパワーアンプに大きな負担がかかることである。信号計測のための周波数帯域は (9) 式より決められる。一方、180°パルスの幅を  $\Delta$  とすればこのパルスがもつ周波数特性は  $\text{sinc}(\pi \Delta f)$  で与えられる。ただし、ここで  $\text{sinc}(A) = \sin(A)/A$  である。したがって、たとえば、計測帯域  $B_E$  内での 180°パルスの誤差を 6% 程度許容するとすれば、 $\text{sinc}$  関数の性質から  $\pi \Delta B_E < 0.2 \pi$  でなければならない。いま、 $L_x = 30 \text{ cm}$ 、 $G_y = 0.2 \text{ mT/m}$ 、 $M = 64$  の場合を考えると、 $B_E = 330 \text{ kHz}$  であり、 $\Delta < 1.2 \mu\text{s}$  が必要である。また、このときに必要な  $H_1$  強度は約 10 mT にも達する。このような RF パルスを発生するためにはパワーアンプに大きな負担を強いることになる。

また、180°パルスには誤差が伴うので Meiboom-Gill 法<sup>16)</sup> のような累積的な誤差を生じない 180°パルス列の使用も必要であると考える。

### 2.3 ファーストフーリエイメージング

ファーストフーリエイメージングはエコープレナー法をわずかに変更して駆動傾斜磁場に対する要求を軽減しようとしたものである。この方法においては、1 回の計測で画像を取得する

能力は犠牲にされ、複数回の計測を許すかわりに、傾斜磁場に対する要求を計測回数に応じて軽減することが意図されている。ファーストフーリエイメージングには2種類が提案されており、便宜上これらをタイプA、タイプBと呼ぶ。

タイプA Uijenらによって提案された<sup>17)</sup>のもので

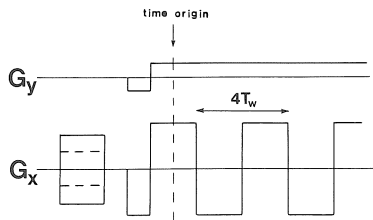


Fig. 6 ファーストフーリエイメージング，タイプAを実現するための傾斜磁場印加方法。

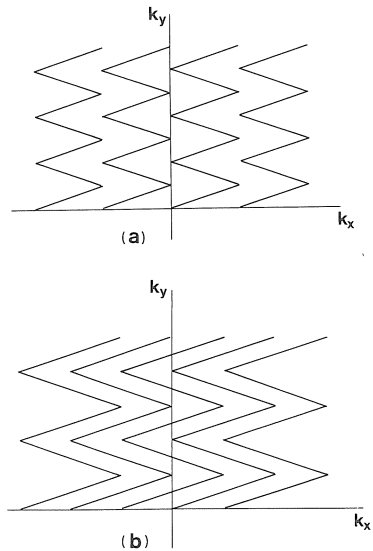


Fig. 7 (a)ファーストフーリエイメージング，タイプAによるkトラジェクトリー。  
(b)傾斜磁場の駆動周波数をも低減できるタイプAの変形版におけるkトラジェクトリー。

図6のように振動傾斜磁場の印加に位相エンコードのステップを加え、図7(a)のようなkトラジェクトリーを実現する。ただし、図7(a)は4回の計測により得た4本のkトラジェクトリーを組み合わせ、画像を構成するとした例である。

さて、すぐに解かる通り、この場合エコーブレナー法に比べて振動傾斜磁場の周期に対する要求はそのままであるが、その振幅はN回の計測を行なうとした場合、 $1/N$ となる。すなわち、本手法においては振動傾斜磁場の振幅に対して、

$$G_x = \frac{2 L_y G_y}{N \Delta x} \quad (18)$$

の関係が成り立つ。

さらにこの方法をもとにし、振動傾斜磁場の周期までも低減する方法<sup>18)</sup>も提案されている。この場合には、図7(b)に示すようにトラジェクトリーを互いに重なるようにしなければならない。このとき、 $k_y$ 方向のデータ点が等間隔には得られないので、補間等により等間隔なデータ点を推定する必要がある。

タイプB もう1つのファーストフーリエイメージングは互いに相補的なkトラジェクトリーを組み合わせるものである<sup>19)</sup>。図8に4本のトラジェクトリーを組み合わせる場合、すなわち、4回の計測で画像を構成する場合の例を示す。

このようなkトラジェクトリーを実現するためには図9に示す2つの手段が考えられる。図9(a)に示すものは定常傾斜磁場 $G_y$ の印加に位相エンコードのステップを加えるものであり、(b)は振動傾斜磁場 $G_x$ の印加タイミングを時間原点からずらすものである。

このタイプのファーストフーリエイメージングにおいては、計測回数をNとした場合、振動傾斜磁場の周期および振幅は、



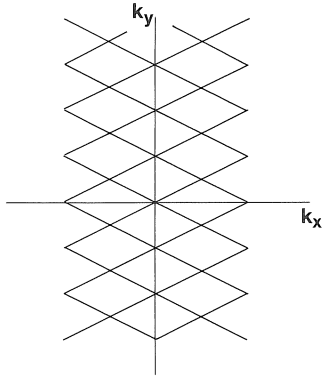


Fig. 8 ファーストフーリエイメージング, タイプ B による k トラジェクトリー.

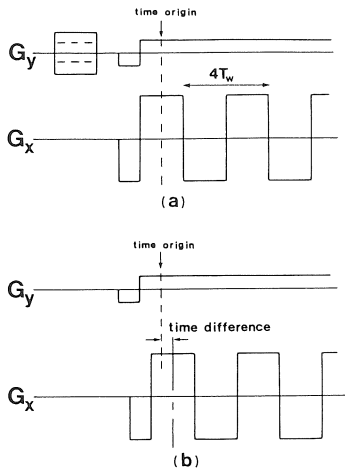


Fig. 9 ファーストフーリエイメージング, タイプ B を実現するための 2 通りの傾斜磁場印加方法.

$$4 T_w = \frac{2 \pi N}{\gamma G_y L_y} \quad (19)$$

$$G_x = \frac{2 L_y G_y}{N \Delta x} \quad (20)$$

で表わされる。すなわち、この場合には振動傾斜磁場の周波数ならびに振幅とも  $1/N$  となる。

さて、タイプ A, タイプ B どちらのファーストフーリエイメージングを用いた場合も画像再構成は 2.1 節で述べた方法と全く同様に行なう

ことができる。すなわち、データを振動傾斜磁場が正である場合に得られたものと負である場合に得られたものに分け、それぞれのデータアレイについて  $k_x$  および  $k_y$  に関してフーリエ変換し、画像を再構成する。ただし、このときには必ずしも  $G_x \gg G_y$  が成り立つわけではないので、位相項  $\eta(k_x)$  の補正は無視できない。

さて、ファーストフーリエイメージングに必要な信号計測帯域  $B_F$  は、矩形駆動を仮定すると (18) および (20) 式より、 $B_F = \gamma M G_y L_y / (N \pi) = B_E / N$  である。すなわち、エコープレナー法の場合の  $1/N$  である。したがって、ここで、定常傾斜磁場  $G_y$  の大きさを  $G_{min}$  に設定すれば再生像の SN 比は  $\sqrt{(N/M) G_{min}}$  に比例する。つまり、ファーストフーリエイメージングを  $M/N$  回行って得られる  $M/N$  枚の画像を加え合わせれば、(この時合計の計測回数は  $M$  回となる) 加算後の画像の SN 比は  $1/\sqrt{G_{min}}$  に比例する。したがって、ファーストフーリエイメージングの効率はエコープレナー法あるいはフーリエイメージングと同じであるとの結論を得る。

#### 2.4 k 空間のスパイラルスキャン

時間変調された傾斜磁場を用い、k 空間を効率的に走査する方法の 1 つに k 空間をらせん状に走査する方法が Twieg<sup>1)</sup>, Ljunggren<sup>2)</sup> によって提案されている。この方式では傾斜磁場を

$$\begin{aligned} G_x(t) &= \phi \cos(\omega t) - \phi \omega t \sin(\omega t) \\ G_y(t) &= \phi \sin(\omega t) + \phi \omega t \cos(\omega t) \end{aligned} \quad (21)$$

と駆動する。データサンプリング間隔  $\Delta t$  を  $\omega \Delta t = 2 \pi / (\text{整数})$  となるように選ぶと図 10 に示すようにらせん状の k トラジェクトリーにおいて動径上に等間隔で測定点が並ぶようになる。ここで、 $\Delta k$  は動径上での測定点の間隔である。

このような k トラジェクトリーから画像を構成するのに最も素直な方法は動径方向のデータ点列ごとにフーリエ変換することである<sup>20)</sup>。これ

らフーリエ変換は、Central slice theorem から動径の角度に対応した角度への磁化分布の投影となることわかる。したがって、これらをフィルタリングし、逆投影すればもとの磁化分布を再生できる。ただし、このとき、図 10 から示唆される通り投影データは動径の角度に応じた位相シフトを含んでいるのでこれを補正しなければならない<sup>20)</sup>。

さて、本方式において  $k$  トラジェクトリーの動径上での測定点の間隔  $\Delta k$  は視野半径  $R$  および傾斜磁場の駆動角周波数  $\omega$  との間に

$$\frac{\pi}{R} = \Delta k = \gamma \phi \frac{2\pi}{\omega} \quad (22)$$

の関係がある。1 絵素のサイズ  $\Delta r$  は  $k$  トラジェクトリーに含まれる最大角空間周波数  $k_{\max}$  との間に  $\Delta r = 2\pi/k_{\max}$  の関係がある。一方、画像マトリックスを  $M \times M$  とすると、 $\Delta r = 2R/M$  であるので、結局、 $k_{\max} = M\Delta k$  を得る。したがって、らせんの巻数  $M$  個が必要であり、らせんの測定時間は

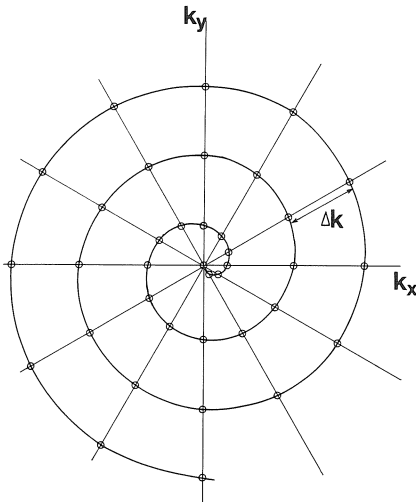


Fig. 10 スパイラルスキャン法における  $k$  トラジェクトリー。○はデータ点を表わす。

$$T_0 = M \frac{2\pi}{\omega} \quad (23)$$

となる。ここで、 $G_x$  および  $G_y$  の最大振幅  $G_{\max}$  は

$$G_{\max} = \phi \omega T_0 = 2\pi M \phi \quad (24)$$

である。

さて、視野の半径  $R$  と画像マトリックスのサイズ  $M$  が与えられたとき、イメージングパラメータは次のように決定できる。まず、らせんの計測時間  $T_0$  の上限は通常フーリエイメージングにおいてリードアウト勾配の大きさを  $G_{\min}$  に設定した場合のデータ収集時間と同じと考えられる。したがって、

$$\frac{1}{T_0} = \frac{\gamma}{2\pi} G_{\min} \Delta r$$

が成り立つ。よって傾斜磁場の駆動周波数は (23) 式より、

$$\omega = \gamma G_{\min} (2R) \quad (25)$$

であり、(22)式を用いれば、結局、 $\phi = G_{\min}$  を得る。さらに、最大振幅  $G_{\max}$  は (24) 式より

$$G_{\max} = \phi \omega T_0 = 2\pi M G_{\min} \quad (26)$$

を得る。

ところで、 $k$  空間上のデータはそれと原点に関して対称な位置にあるデータの複素共役なものに等しいという事実を用いれば、 $\omega$  と  $G_{\max}$  を (25)、(26)式から得られる値の半分にできる<sup>20)</sup>。すなわち、この場合には  $\Delta k$  を (22)式で与えられる値の2倍に設定できるのでらせんの巻数  $M/2$  個ですみ、(23) ~ (26) 式は

$$T_0 = \frac{M}{2} \frac{2\pi}{\omega} \quad (27)$$

$$\omega = \gamma G_{\min} R \quad (28)$$

$$G_{\max} = \pi M G_{\min} \quad (29)$$

となる。

(28), (29) 式をエコープレナー法における傾斜磁場の駆動周波数に対する要求を表わした式 (1) (2) および (4) において,  $L_y = 2R$ ,  $G_y = G_{min}$  として比較すると, この方法における傾斜磁場駆動の最大振幅は正弦駆動を用いたエコープレナー法で必要な振動傾斜磁場の振幅に等しく, 駆動周波数は半分ですむことがわかる。ただし, (1) 式において  $\omega = 2\pi / (4T_w)$  の関係に注意されたい。

また, この方法ではエコープレナー法に対するファーストフーリエイメージングの場合と同様に計測回数を増すことにより傾斜磁場に対する要求を軽減できる。すなわち, この場合には図 11 に示すような互いに相補的な複数個のらせんを計測し, 組み合わせて画像再構成を行う<sup>21)</sup>。図 11 は 4 本のらせんを組み合わせた場合を示している。このとき, (28), (29) 式は計測回数を

$N$  として

$$\omega = \gamma G_{min} R / N \tag{30}$$

$$G_{max} = \frac{\pi}{2} \frac{2MG_{min}}{N} \tag{31}$$

となり, 傾斜磁場駆動に関する要求は測定回数に応じて軽減される。

また, (29) 式より, このスパイラルキャン法に必要な計測周波数帯域  $B_s$  は (12) 式の導出と同様にして,

$$\begin{aligned} B_s &= \frac{\gamma}{2\pi} G_{max} (2R) \\ &= \frac{1}{2} \gamma M G_{min} (2R) \end{aligned} \tag{32}$$

で表わされる。(32) 式は正弦波駆動を用いたエコープレナー法での必要な計測帯域を表わした (13) 式において  $G_y = G_{min}$ ,  $L_y = 2R$  とおいたものに等しい。したがって, 本手法の効率もエコープレナー法に等しいことが結論でき, (30) 式より複数個のスパイラルを合成する場合には, その効率はファーストフーリエイメージングの場合と同じに議論できることもわかる。

最初にこの方法の実験をおこなった Ahn らは<sup>20)</sup> この方法のエコープレナー法に対する長所として①点像分布関数が等方的になること, ②傾斜磁場駆動波形の歪みが画像に影響しにくい, の 2 点をあげている。しかし, ②についてはエコープレナー法に正弦波駆動を用いれば本手法の場合と同じであることを考慮すれば, わざわざ複雑な傾斜磁場駆動を行なって本手法を実現する利点はとくに見当たらないように思われる。

### 2.5 Macovski の方法<sup>22)~26)</sup>

これまで説明した方法は  $k$  空間を規則的なトラジェクトリーで走査し, 画像再構成はトラジェクトリーの特長を生かして行なわれたが, ここで紹介する方法は  $k$  トラジェクトリーの具体的な形を問わず画像を構成できる方法である。

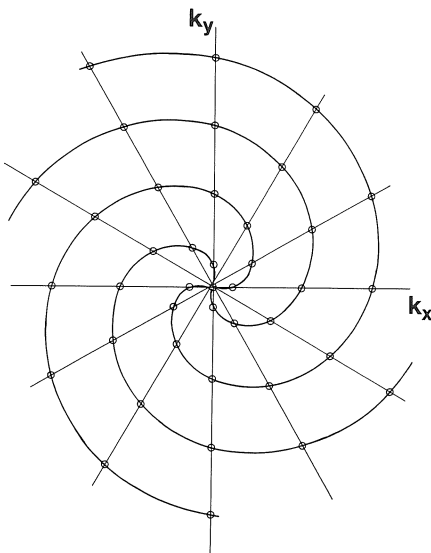


Fig. 11 4本のスパイラルを組み合わせて画像を再構成する場合の  $k$  トラジェクトリー。

したがって、本手法は基本的には振動傾斜磁場の振動波形によらず実現できるが、ここでは、振動波形として最も実用的な正弦波を用いて説明する。

まず1次元で考える。磁化分布  $m(x)$  を考え、 $x$  方向に角周波数  $\omega$ 、最大振幅  $G$  の傾斜磁場を印加すると、観測される信号は

$$F(t) = \int m(x) e^{-t/T_2} \exp[-ixk(t)] dx \quad (33)$$

で表わせる。ここで、

$$k(t) = \frac{\gamma G}{\omega} \sin(\omega t)$$

である。今、振動波形は既知であるので、波形  $D(t) = \exp[ix_0 k(t)]$  を計算し、 $F(t)$  に乗じた後、十分長い時間 ( $> T_2$ ) にわたり平均を取る。この結果の実部を  $S(x_0)$  とすると、

$$\begin{aligned} S(x_0) &= \text{Re} \left[ \int_0^\infty F(t) D(t) dt \right] \\ &= \text{Re} \left\{ \int_0^\infty \int m(x) e^{-\frac{t}{T_2}} \exp\left[-\frac{i\gamma(x_0-x)G}{\omega} \sin\omega t\right] dx dt \right\} \end{aligned} \quad (34)$$

となる。式 (34) をベッセル関数を用いて変形した後、時間に関する積分を実行すると、

$$S(x_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int m(x) J_n \left( \frac{\gamma G}{\omega} (x_0 - x) \right) \frac{dx}{1 + (n\omega T_2)^2} \quad (35)$$

を得る。今、 $\omega$  を  $\omega > > 1/T_2$  と選べば、(35)式 右辺は  $n=0$  の項をのぞいて無視でき、結局、

$$S(x_0) = \int m(x) J_0 \left( \frac{\gamma G}{\omega} (x_0 - x) \right) dx \quad (36)$$

を得る。(36)式は磁化分布  $m(x)$  の  $x=x_0$  での値が  $S(x_0)$  として得られ、このときの点像分布関数は  $J_0$  であることを示している。

ところで、0次のベッセル関数  $J_0$  は図12に示すごとく大きなサイドローブを持ち、減衰も遅

く点像分布関数としてはあまり適当なものではない。これは、次のようにして改良できる<sup>23)</sup>。まず、時間平均を取るときに (34) 式の変わりに、

$$S(x_0) = \text{Re} \left[ \int_0^\infty F(t) C(t) e^{in\omega t} dt \right] \quad (37)$$

を実行する。すると、(36)式のかわりに

$$S(x_0) = \int m(x) J_n \left( \frac{\gamma G}{\omega} (x_0 - x) \right) dx \quad (38)$$

を得る。すなわち、このとき点像分布関数は  $n$  次のベッセル関数  $J_n$  となる。ここで、ベッセル関数の線形結合で表わされる関数のうち点像分布関数としてより適当なものを  $P(x)$  とする。すなわち、

$$P(x) = \sum_n a_n J_n(x) \quad (39)$$

である。ここで、あらかじめ係数  $a_n$  を計算しておく、さらに (37) 式のかわりに

$$S(x_0) = \text{Re} \left\{ \int_0^\infty F(t) C(t) \left[ \sum_n a_n e^{in\omega t} \right] dt \right\} \quad (40)$$

を計算すれば点像分布関数  $P(x)$  を実現できる。 $P(x)$  として簡単なものでエアリー関数  $J_1(x)/x$  (図12参照) があげられる。この場合、 $a_0=0.5$ 、 $a_2=0.5$ 、これら以外の  $a_n=0$  である。

これらの画像再構成演算は周波数領域でも行うことができる。周波数領域での演算について

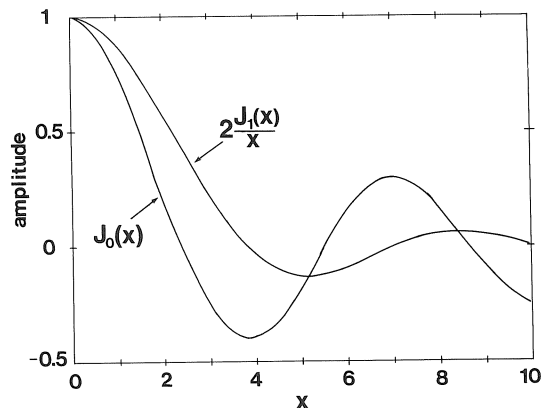


Fig. 12 Macovskiの方法による2種類の点像分布関数例。

は付録 B を参照されたい。

以上述べた方法を 2 次元に拡張する<sup>24)</sup>。x, y 方向に角周波数  $\omega_x, \omega_y$  最大振幅  $G_x, G_y$  の正弦振動傾斜磁場を印加し、信号を観測する。(37) 式と同様の導出を行うと、結局、

$$S(x_0, y_0) = \sum_l \sum_n \iint m(x, y) J_l \left( \frac{\gamma G_x}{\omega_x} (x_0 - x) \right) J_n \left( \frac{\gamma G_y}{\omega_y} (y_0 - y) \right) \frac{dx dy}{1 + [(\ell \omega_x + n \omega_y) T_2]^2} \quad (40)$$

を得る。(40) 式は条件、

【  $\ell = n = 0$  以外の全ての整数の組について ( $\ell \omega_x + n \omega_y$ )  $T_2 \gg 1$  】  
が成り立てば

$$S(x_0, y_0) = \iint m(x, y) J_0 \left( \frac{\gamma G_x}{\omega_x} (x_0 - x) \right) J_0 \left( \frac{\gamma G_y}{\omega_y} (y_0 - y) \right) dx dy \quad (41)$$

となる。すなわち、(41) 式は 2 次元に分布した磁化分布  $m(x, y)$  の点  $(x_0, y_0)$  における値が  $S(x_0, y_0)$  として取り出せることを示している。ところで、条件【 】は Harmonic independence と呼ばれているもので、 $M \times M$  の画像マトリックスを仮定すると傾斜磁場の駆動周波数が

$$\omega_x = (M+1) \omega_y \approx M \omega_y \quad (42)$$

であるとき満たされることが知られている<sup>24)</sup>。(40) 式より画像の空間分解能は  $\gamma G / \omega$  に反比例するので x, y 方向で等しい分解能を確保する場合、

$$G_x = (M+1) G_y \approx M G_y \quad (43)$$

が必要である。(42)、(43) 式は本方式を実施する際の傾斜磁場駆動のむずかしさを表わしている。付録 B における議論から  $\omega_y$  の下限値は  $2\pi / T_2$  である。また、図 12 より  $J_1(x)/x$  は  $x = 2$  付近でピーク値の半分となる。今、点像分布関数の半値幅が絵素幅に等しくなければならないと仮定すれば、 $G_y$  の最小値  $G_y^{\min}$  は

$$G_y^{\min} = \frac{8\pi}{\gamma \Delta y T_2} \quad (44)$$

となる。(43)、(44)、(A 6) 式を用いれば、結局、

$$G_x = M G_y^{\min} = 4\pi M G_{\min} \quad (45)$$

を得る。ここで、 $G_{\min}$  は付録 A で議論した通常のフーリエイメージングにおける最小のリードアウト勾配の大きさである。(45) 式は 2.3 節で議論したスパイラルスキャン方式における最大傾斜磁場振幅を表わす (29) 式あるいは、正弦波駆動を用いたエコープレナー法の場合の (4) 式より、さらに 4 倍厳しい。このことから、本手法における計測帯域はスパイラルスキャン法ならびにエコープレナー法より広く取らねばならず、効率はそのぶん低下することが結論できる。これは、スパイラルスキャン法、エコープレナー法が k 空間を規則的なトラジェクトリーで走査し、その規則を生かして画像を構成するのに対して本手法では画像再構成においてトラジェクトリーの具体的な形を利用しないためと考えられる。

### 3 計測間の繰り返しを早める方法

本節では計測から次の計測へ移る際の繰り返し時間を縮めることにより画像取得時間を短くする代表的な方法を紹介する。

このカテゴリーに属するものとしては主に 3.1 節で紹介するフリップ角度を小さくし、繰り返しを早くして磁化の定常状態を作り出す、いわゆる SSFP を利用する方法と、3.2 節で紹介する強制緩和法とがある。これらの方法の基本的な物理については従来より多数の報告<sup>27)~31)</sup> がなされているので興味のある読者はこれらを参照されたい。

なお、本節では各方法の比較に用いる効率を、どの方法においても画像取得に同じ時間をかけ

たとしてイメージングを行ったときの各方式における再生像のSN比で定義する。

また、磁化の記述に際しては回転座標系を採用する。そして、特に断わらない限りRFパルスはx方向に印加し、照射と検出の位相差 $0^\circ$ でy方向の横磁化 $m_y$ を、照射と検出の位相差 $90^\circ$ でx方向の横磁化 $m_x$ を検出するものとする。

### 3.1 小さなフリップ角度を用いる方法

近年、早い繰り返しと小さなフリップ角度により高速イメージングを実現する方法が提案され<sup>32)~36)</sup>、商業的にも成功を収めつつある。この方法に属するものとしては図13に示す3種類が知られている。同図において $t_R$ は繰り返し時間である。

図13(a)は最初に提案された<sup>32)33)</sup>もので、従来スピンワープ法として知られていた方法をRFパルスのフリップ角度を小さくして高速で繰り返すものである。同図(b)は(a)に示すシーケンスにおいてさらに、データ収集後に位相エンコード勾配と同振幅で符号が反対であるような傾斜磁場印加を行うものである<sup>34)35)</sup>。したがって、このシーケンスでは位相エンコード勾配による位相回りは各計測内でキャンセルされる。さらに、図13(c)は全ての傾斜磁場による位相回りを各計測内でキャンセルするものである<sup>36)</sup>。

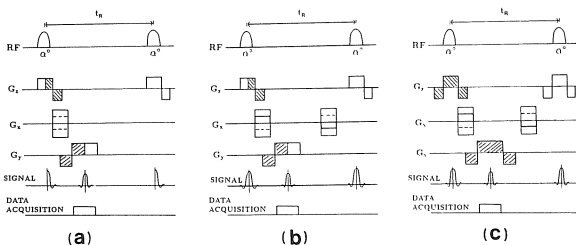


Fig. 13 早い繰り返しと小さなフリップ角度により高速イメージングを実現する3種類のシーケンス。

図13に示すイメージング手法は、いろいろな名前で呼ばれているが、これらの名前にはあまり一般性がないので本論文では図13(a),(b),(c)をタイプI, タイプII, タイプIII, と呼ぶ。

これらのシーケンスにより被検体の磁化はそれぞれ異なる定常状態に達する<sup>37)</sup>。図からわかる通り、これらのシーケンスではどれも傾斜磁場反転によるスピネコー形成を行っており、静磁場の不均一性による位相回りをキャンセルするため、絶対値画像を計算しなければならない。したがって、画像濃度はRFパルス直後の各絵素における定常状態の横磁化を $m_x$ ,  $m_y$ と表記すると、

$$\text{画像濃度} \propto \sqrt{m_x^2 + m_y^2} \exp(-t_E/T_2)$$

の関係がある。ここで、 $t_E$ は励起から信号観測までの時間である。通常、高速法では $t_E < T_2$ であるので、結局、

$$\text{画像濃度} \propto \sqrt{m_x^2 + m_y^2} \quad (46)$$

である。したがって、図13に示された3つのタイプの効率を比較するにはRFパルス直後の各絵素での定常状態の横磁化を比較すればよい。以下、タイプ別にこの横磁化を議論する。

タイプI この方式における横磁化はよく知られているように<sup>33)</sup>

$$m_y = \frac{(1 - E_1)m_0 \sin \alpha}{1 - E_1 \cos \alpha} \quad (47)$$

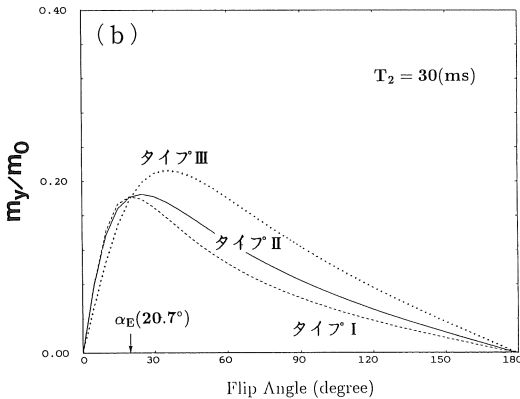
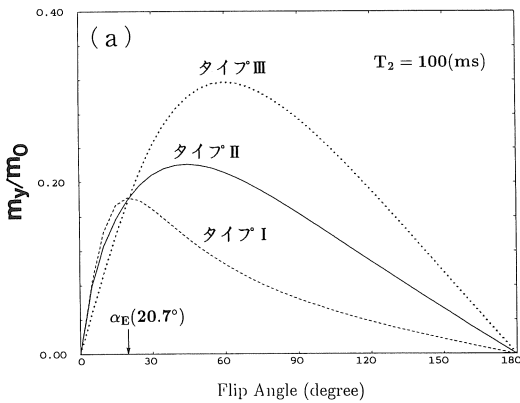
で表わせる。ここで、 $E_1 = \exp(-t_R/T_1)$ ,  $\alpha$ はRFパルスのフリップ角度で、 $m_0$ は熱平衡の磁化である。図14(a),(b)の点線が $m_y$ を $\alpha$ の関数として示したものである。同図の計算においては $T_1 = 300$  ms,  $T_R = 20$  ms,  $T_2 =$  (a) 100 ms, (b) 30 msを仮定した。同図および(47)式から容易にわかる通り、 $m_y$ は $\alpha_E = \arccos(E_1)$ において最大値 $m_{\max}$ を持ち、このときの最大値

は

$$m_{\max}^I = m_0 \sqrt{\frac{1-E_1}{1+E_1}} \quad (48)$$

で与えられる。このときの  $\alpha_E$  をエルンストアンクルと呼ぶ。ここで、 $t_R < T_1$  を仮定すれば、結局、 $m_{\max}^I = m_0 \sqrt{t_R / (2 T_1)}$  を得る。

**タイプII** この方式における RF パルス直後の横磁化は<sup>37)</sup>



**Fig. 14** Fig. 13 に示す 3 種類のシークエンスにより得られる横磁化  $M_y$  をフリップ角度の関数として計算した結果。ただし、 $T_1 = 300$  ms,  $t_R = 20$  ms, (a)  $T_2 = 100$  ms, (b)  $T_2 = 30$  ms と仮定した。

$$m_x = 0$$

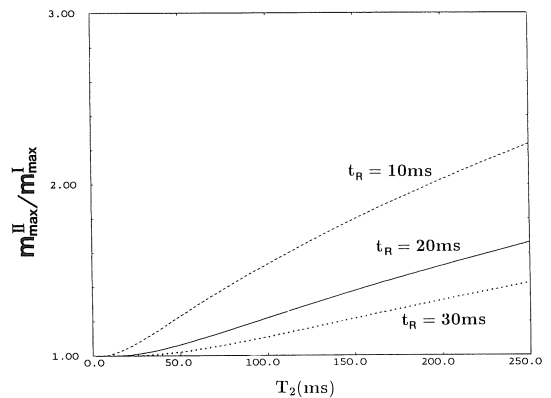
$$m_y = \frac{m_0 \sin \alpha}{1 + \cos \alpha} \left[ 1 - \frac{\lambda \sqrt{1 - E_2^2}}{\sqrt{\psi^2 - \lambda^2 E_2^2}} \right] \quad (49)$$

ここで、

$$\lambda = E_1 - \cos \alpha$$

$$\psi = 1 - E_1 \cos \alpha$$

で表わせる。ただし、 $E_2 = \exp(-t_R/T_2)$  である。図 14 (a), (b) に先程の場合と同じ  $T_1$ ,  $T_2$ ,  $t_R$  の値を用いて  $m_y$  を (49) 式から計算したものを実線で示す。図から解かる通り、この場合には  $\alpha > \alpha_E$  においてタイプ I より高い感度が実現でき、特に、 $T_2 > t_R$  の場合に感度の向上は顕著である。このときの  $m_y$  の最大値を  $m_{\max}^{II}$  として、 $m_{\max}^{II}/m_{\max}^I$  を  $T_2$  の関数として 3 種の  $t_R$  について数値計算した結果を図 15 に示す。同図からタイプ II はタイプ I に比べ、50 ms 程度の  $T_2$  を持つ対象で  $t_R = 20$  ms の場合 5~10% 程度、 $t_R = 10$  ms の場合 20~30% 程度の感度向上が図れることがわかる。



**Fig. 15** タイプ I に対するタイプ II の方法の感度向上。

**タイプIII** この場合の各絵素の磁化は静磁場が非常に均一であると仮定して、

$$m_x = 0$$

$$m_y = \frac{(1-E_1)m_0 \sin \alpha}{1-(E_1-E_2)\cos \alpha - E_1E_2} \quad (50)$$

で表わされる<sup>36)37)</sup>。図 14(a) (b)に、この  $m_y$  を  $\alpha$  の関数として計算したものを+++で表わされた線で示す。図からかの場合にはタイプIIに比べてもさらに感度の向上が図られることがわかる。このときの  $m_y$  の最大値  $m_{\max}^{\text{III}}$  は

$$m_{\max}^{\text{III}} = \frac{m_{\max}^{\text{I}}}{\sqrt{1-E_2^2}} \quad (51)$$

であることは (50) 式から容易に示せる。  $m_{\max}^{\text{III}}/m_{\max}^{\text{I}}$  を  $T_2$  の関数として  $t_r = 10, 20, 30$  ms の場合についてプロットしたものを図 16 に示す。図からタイプ I に比べこの方法では  $T_2$  が 50 ms 程度の対象に対して  $t_r = 20$  ms の場合では 40%、 $t_r = 10$  ms の場合では約 2 倍の感度向上が達成できることがわかる。

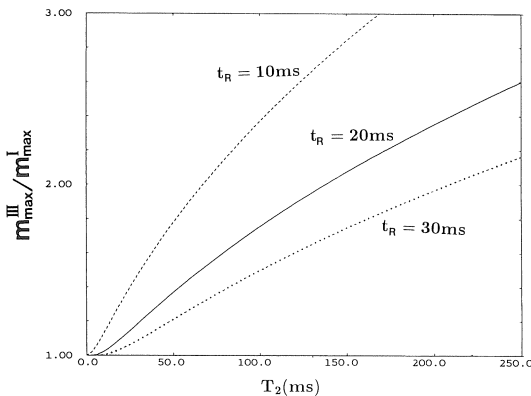


Fig. 16 タイプ I に対するタイプ III の方法の感度向上。

$t_r$  と効率との関係 これらの方法における繰り返し時間  $t_r$  と効率との関係について考察を加える。まず、通常のイメージングで計測間隔を対象の  $T_1$  よりも十分長い時間  $T_R$  とし、励起から信号観測までの時間内での  $T_2$  による減衰は無視

するとすれば再生像の SN 比は  $m_0$  に比例する。タイプ I では横磁化の最大値は (48) 式で与えられる。したがって繰り返し時間  $T_R$  で画像を取得したのと同じ時間で画像を取得したとすれば  $T_R/t_r$  枚の画像を得ることができる。したがって、これらを加え合わせて最終画像を得るとすれば、その画像の SN 比は、

$$m_{\max}^{\text{I}} \sqrt{\frac{T_R}{t_r}} \approx m_0 \sqrt{\frac{T_R}{2T_1}}$$

に比例する。ただし、ここで  $T_1 \gg t_r$  を仮定した。

すなわち、この画像の SN 比は  $t_r$  には依存しない。ここで、 $T_R = 1$  s を仮定すれば、この方法での効率<sup>38)</sup>は繰り返し時間によらず通常のイメージングの場合の  $1/\sqrt{2T_1}$  である。 $T_1$  は生体では 500 ms 程度あるのでこの方法の効率は通常イメージングの効率にほぼ等しいことがいえる。さらに、 $T_1 < 0.5$  s である対象に対しては通常のイメージングより若干高い効率を得ることができる。しかし、実際には被検体の  $T_1$  は単一ではなくフリップ角度を正確には  $\alpha_E$  に設定できないため  $\alpha_E$  からずれた分だけ効率は低下すると考えられる。

タイプ III の方法では、上と同じ方法で画像を取得したとき、(ただし  $T_R = 1$  s とした) その画像の SN 比は、

$$\frac{m_{\max}^{\text{III}}}{\sqrt{t_r}} \approx \frac{m_0}{\sqrt{2T_1(1-E_2^2)}}$$

で表わされる。この場合効率は  $t_r$  に依存し、 $t_r$  が小さくなれば向上する。効率向上の  $t_r$  依存性はやはり図 16 に示される。タイプ II でも  $t_r$  が小さくなれば効率はやはり向上し、向上の度合いは図 15 に示される。図からわかる通り、タイプ II における効率向上の度合いはタイプ III に比べれば小さい。

さて、以上はリードアウト勾配の振幅  $G_y$  が  $t_r$  によらず一定とした場合の議論であるが、実際



には  $t_R$  を短くして行けばデータ収集時間も短くしなればならず、 $G_y$  を大きくせざるを得ない。 $G_y$  を大きくすれば計測帯域が増し、再生画像においてノイズが増加するので効率は低下する。このような場合における効率を評価する際にはこのノイズの増加も考慮に入れなければならない。

### 3.2 強制緩和法

強制緩和法は図 17 に示すような 3 回の RF パルス印加を繰り返すことにより実現でき<sup>27)</sup>、実際にこれを用いてイメージングを行った報告が幾つかなされている<sup>38)39)</sup>。同図において最初の  $90^\circ$  パルスにより FID 信号を生じ、次の  $y$  軸方向に印加した  $180^\circ$  パルスにより 3 番目の  $-90^\circ$  パルスの位置にスピネコーを生じる。強制緩和法の基本的な考え方は、この  $180^\circ$  パルスによりエコーの形で  $y$  軸正方向に再生された磁化ベクトルをこの  $-90^\circ$  パルスにより再び  $z$  方向に向ける点にある。

図 17 において、 $t_A$  は  $90^\circ$ 、 $180^\circ$ 、 $-90^\circ$  のパルス系列の印加に要する時間であり、 $t_D$  は一連のパルス印加から次の一連のパルス印加までの待ち時間である。一連のパルス印加を待ち時間  $t_D = 0$  で繰り返すと、 $t_A$  間での  $T_2$  による減衰のため、信号は徐々に小さくなる。これを防ぐためある程度の待ち時間を取って図 17 のシーケンスを繰り返せば磁化は平衡状態に達し、 $90^\circ$  パルス

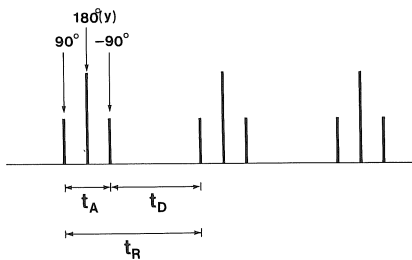


Fig. 17 強制緩和法を実施する場合の RF パルスの印加例。

直後の横磁化  $m_y^D$  は

$$m_y^D = \frac{[1 - E_1(t_D)] m_0}{1 - E_1(t_D) E_2(t_A)} \quad (52)$$

で与えられる<sup>27)</sup>。ここで、

$$E_1(t_D) = \exp(-t_D/T_1)$$

$$E_2(t_A) = \exp(-t_A/T_2)$$

である。(52) 式は  $T_1 \gg t_D$ 、 $T_2 \gg t_A$  の仮定のもとで

$$m_y^D = \frac{m_0}{1 + \frac{T_1}{T_2} \frac{t_A}{t_D}} \quad (53)$$

となる。(53) 式はこの方法の特徴を表わしている。すなわち、この方法では横磁化の大きさは繰り返し時間  $t_R$  に依存せず、比  $t_A/t_D$  に依存する。比  $t_A/t_D$  を小さくして行けば横磁化は増大し、この比の値が十分小さいときに  $m_0$  となる。

しかし、強制緩和法を用いてイメージングを行う場合、スライス選択、信号計測などを  $t_A$  の区間で行わなければならない、 $t_A$  はあまり小さくできない。また、繰り返し時間  $t_R$  を小さく保とうとすれば  $t_D$  も大きくはできず、したがって、実際には比  $t_A/t_D$  はあまり小さくできない。

具体的な数値例で 3.1 節の方法と比較すると、まず  $t_A$  の最小値は使用するハードウェアの制約およびイメージング条件から決まる。今この最小値を 20 ms とし、 $t_D = 30$  ms とすると、典型的な生体の  $T_1$ 、 $T_2$  の値、500 ms、50 ms に対し、 $m_y^D = m_0/8$  となる。一方、3.1 節 (a) で議論した方法では、フリップ角度を  $\alpha_E$  とすることにより磁化の最大値を得ることができ、この最大値は  $m_{\max} = m_0 \sqrt{t_R / (2 T_1)}$  で与えられる。この数値例では  $m_{\max} = m_0 / 4.5$  となる。すなわち、SSFP を利用する方法が強制緩和を利用する方法に比べ 2 倍近い感度を得ることができる。

上述のように強制緩和法の感度は繰り返し時間  $t_R$  によらない。したがって、理論的には強制緩和法の効率は  $t_R$  を短くして行けばいくらかも

向上することになる。しかし、 $t_A$  の設定可能な値に下限が存在するとき  $t_A/t_D$  を一定に保ちつつ  $t_R$  を小さくすることは不可能である。ここで  $t_A^{\min}$  を  $t_A$  の設定可能な最小値とすれば、効率は 3.1 節の議論と同様にして、定数倍を無視し、

$$\frac{m_y^D}{\sqrt{t_R}} = \frac{m_0}{\sqrt{t_R} \left[ 1 + \frac{T_1}{T_2} \frac{t_A^{\min}}{t_R - t_A^{\min}} \right]} \quad (54)$$

で与えられる。(54)式は、 $t_R$  に関して複雑な形をしているが、高速イメージングを実行するときの典型的な条件、 $t_R = 2 t_A^{\min}$ 、 $t_R = 40 \text{ ms}$  で計算すると、結局、効率は  $5 m_0 / [1 + (T_1/T_2)]$  となる。生体では通常、 $T_1/T_2$  の値は 3~10 であるので、したがって、強制緩和法の効率はこの比の値が大きな対象に対しては通常イメージング（さらに 3.1 節の方法）の効率よりも低くなることが結論できる。

さらに、これまでの議論では  $90^\circ$ 、 $180^\circ$  パルスに誤差がないとしてきたが、実際にはこれらのパルスはフリップ角度に誤差を含み、しかも、この方法はこの誤差の影響を非常に受けやすい。誤差の影響を受けにくい手法も提案されているが<sup>30)</sup>、より複雑なパルス列が必要となる。

以上のことから、3.1 節で議論した手法が一般的となりつつある現在、この強制緩和法を用い

てイメージングを行うことに特に利点があるとは考えにくい。

### 3.3 誘導エコーを利用する方法

誘導エコー (stimulated echo)<sup>40)</sup> を利用したイメージング手法が 3.1 節 (a) で述べた手法と同時期に (STEAM) の名で提案されている<sup>41)</sup>。図 18 にこの手法を実現するシーケンスを示す。図で点線の部分が位相エンコード勾配の振幅を変えながら高速で M 回繰り返される。ここで、点線のなかのフリップ角度  $\alpha_i$  を持つ RF パルスにより誘導エコー (stimulated echo) が誘起される。誘導エコーの振幅をそろえるため、 $\alpha_i$  は各印加で異なり、 $\alpha_M = 90^\circ$  として、

$$\alpha_{i-1} = \arctan(\sin \alpha_i)$$

なる式より順次計算される大きさに設定される。このシーケンスは表面的には図 13 (a) のシーケンスと非常に類似しているが、最大の違いは磁化の定常状態を利用しないことである。そのため観測信号の SN 比は 3.1 節の方法と比べかなり小さくなり、 $T_1$  の精密計測などの特別な場合を除き、一般のイメージング手法としての利点は特に見当たらないと思われる。なお、この方法を部分的に利用した手法も発表されている<sup>42)</sup>。

## 4. まとめ

高速 NMR イメージング法を計測回数を減らす方法、計測間での繰り返し時間を縮める方法の 2 つに大別し、それぞれ主だった方法についてそのあらましを述べた。最近の傾向として、2~20 秒程度のイメージングは 3.1 節で紹介した小さなフリップ角度の RF パルスを高速で繰り返す方法を用いて行なわれ、心臓をターゲットとした数十 ms のより高速なイメージングに対しては 2.1 節で述べたエコープレナー法が用いら

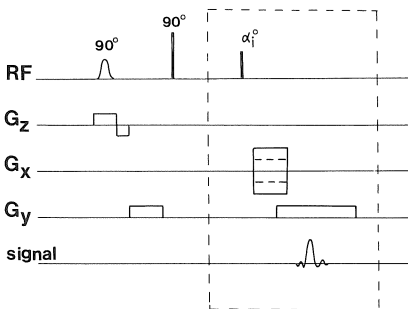


Fig. 18 stimulated echo イメージングを実施する場合のパルスシーケンス。

れつつあるようである。

本論文では特に効率という観点から各方法を比較してみた。この効率ならびに傾斜磁場駆動の難易から考えても、2.4, 2.5節で紹介した方法はエコープレナー法に比べ特に長所は見出し得ない。また、3.2節の強制緩和法も SSFP を利用する方法に比べ特に利点はないように思われる。

また、各方法の効率を概観した場合、どれも大きな差はなく、ほぼ通常のイメージングの効率に等しい。この事から、現在提案されている高速イメージング法はすべて通常のイメージング法に対し、画像の SN 比と画像取得時間のトレードを行っているにすぎないといえる。

付録A

ここでは、通常のフーリエイメージングにおけるリードアウト勾配の最小値について議論する。

観測される FID は通常  $T_2^*$  による減衰を受ける。ここで  $T_2^*$  は

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{\gamma \delta H}{2} + \frac{1}{T_2} \quad (A 1)$$

の関係から計算される。ここで、 $\delta H$  は 1 絵素内での静磁場不均一性である。したがって、画像はよく知られているようにリードアウト勾配の印加方向にローレンツ型のぼけを生じ、その半値幅は

$$\frac{2}{\gamma G T_2^*} \quad (A 2)$$

で与えられる<sup>43)</sup>。ここで、 $G$  はリードアウト勾配の大きさである。ところで、リードアウト勾配が  $y$  方向に印加されているとし、この方向への絵素幅を  $\Delta y$  とすると、このとき  $\Delta y$  はデータ収集時間を  $T$  とすれば

$$\Delta y = \frac{2 \pi}{\gamma G T} \quad (A 3)$$

で表わされる。

さて、イメージングにおいては  $\Delta y >$  半値幅が必要であるので、(A 2), (A 3) 式を用いて

$$T \leq \pi T_2^* \quad (A 4)$$

を得る。したがって、結局、(A 3) 式よりリードアウト勾配の下限値として

$$G_{\min} = \frac{2}{\gamma T_2^* \Delta y} \quad (A 5)$$

を得る。なお、静磁場が均一であれば  $T_2^* = T_2$  であり (A 5) 式は

$$G_{\min} = \frac{2}{\gamma T_2 \Delta y} \quad (A 6)$$

となる。

付録B

ここでは 2.5 節で紹介した Macovski の方法を周波数領域で実現する方法について議論する。(33)式から出発する。この式で表わされている  $F(t)$  はベッセル関数を用いて次のように変形できる。

$$F(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[ \int m(x) J_n \left( \frac{\gamma G}{\omega} x \right) dx \right] e^{-\frac{t}{T_2}} e^{in\omega t} \quad (B 1)$$

すなわち、 $F(t)$  は離散スペクトルを持つ関数であり、 $n$  番目のスペクトルの振幅  $c_n$  は

$$C_n = \int m(x) J_n \left( \frac{\gamma G}{\omega} x \right) dx$$

に対応している。いま、 $b_n = J_n(\gamma G x_0 / \omega)$  を計算で求め、

$$h_q = \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n c_{q-n} \quad (B 2)$$

を計算する。ここで、次の関係式

$$J_q(A+B) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(A) J_{q-n}(B)^{44)}$$

を考慮すれば、

$$h_q = \int m(x) \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n \left( \frac{\gamma G}{\omega} x_0 \right) J_{q-n} \left( -\frac{\gamma G}{\omega} x \right) \right\} dx \quad (B 3)$$

$$= \int m(x) J_q \left( \frac{\gamma G}{\omega} (x_0 - x) \right) dx$$

を得る。すなわち、 $x = x_0$  での磁化分布  $m(x_0)$  の値を得ることができる。またここで、(39)式の  $a_n$  を用いて  $\sum a_n h_n$  を計算すれば、点像分布関数を  $P(x)$  とすることができる。

さてこの Macovski の方法では  $\omega \gg 1/T_2$  の条件が満たされることが必要とされているが、 $\omega$  を大きくすれば同じ分解能を得るためには  $G$  も大きくせねばならず傾斜磁場の駆動がそれだけ難しくなる。したがって、 $\omega$  は通常、画質に影響のない範囲でなるべく小さく設定される。本付録での議論を用いれば  $\omega$  の必要最小値を以上のようにして決めることができる。

B 1 式で表わされた離散スペクトルは実際にはデルタ関数列ではなく、 $T_2$  の影響によりローレンツ型の分布を持つ。また、この離散スペクトル列は  $\omega$  の間隔を持っている。したがって、 $\omega$  の最小値としてはローレンツスペクトルの半幅よりも大きいことが必要である。すなわち、 $\omega \geq 2\pi/T_2$  である。

文 献

- 1) D.B. Twieg : The K-trajectory formulation of the NMR imaging process with applications in analysis and synthesis of imaging methods, Med. Phys. 10 : 610-621, 1983.
- 2) S. Ljunggren : A simple graphical representation of Fourier based imaging methods, J. Magn. Reson. 54 : 338-343, 1983.
- 3) K.F. King : A unified description of NMR imaging, data-collection strategies and reconstruction, Med. Phys. 11 : 1-14, 1984.
- 4) P. Mansfield : Multi-planar image formation using NMR spin echoes, J. Phys. C : Solid State Phys. 10 : L 55-58, 1977.
- 5) P. Mansfield, I.L. Pykett : Biological and medical imaging by NMR, J. Magn. Reson. 29 : 355-

- 373, 1978.
- 6) P. Mansfield, B. Chapman : Multishield active magnetic screening of coil structures in NMR, J. Magn. Reson. 72 : 211-223, 1987.
- 7) P. Mansfield, B. Chapman : Active magnetic screening of coils for static and time-dependent magnetic field generation in NMR imaging, J. Phys. E : Sci. Instrum. 19 : 540-545, 1986.
- 8) G.H. Glover : Gradient transient effects in large bore MR imaging systems, 28th Experimental NMR Conference, Asilomar CA. April 1987.
- 9) M.M. Tropper : Image reconstruction for the NMR echo-planar technique and for a proposed adaptation to allow continuous data acquisition, J. Magn. Reson. 42 : 193-202, 1981.
- 10) L.F. Feiner, P.R. Locher : On NMR spin imaging by magnetic field modulation, Appl. Phys. 22 : 257-271, 1981.
- 11) M. Javid, E. Brenner : analysis, transmission, and filtering of signals, McGraw-Hill, New York, 1963, p 210-211.
- 12) D.A. Feinberg, J.S. Hale : Echo planar-inner volume imaging at 0.35T, Abstracts for 6th annual meeting of Society of Magnetic Resonance in Medicine : 950, 1986.
- 13) K. Sekihara, H. Kohno : Image restoration from nonuniform field influence in modified echo-planar imaging, Med. Phys. in press.
- 14) G. Johnson, J.M.S. Hutchison, T.W. Redpath, et al. : Improvements in performance time for simultaneous three-dimensional NMR imaging, J. Magn. Reson. 54 : 374-384, 1983.
- 15) G. Johnson, J.M.S. Hutchison : The limitations of NMR recalled-echo imaging technique, J. Magn. Reson. 63 : 14-30, 1985.
- 16) T.C. Farrar, E.D. Becker (赤坂一之, 井元敏明訳) : パルスおよびフーリエ変換 NMR, 吉岡書店, 京都, 1976, p 36-38.
- 17) C.W.J. Van Uijen, J.H. Den Boef, F.J.J. Verschuren : Fast Fourier imaging, Magn. Reson. Med. 2 : 203-217, 1985.
- 18) E.M. Haacke, F.H. Bearden, J.R. Clayton et al. : Reduction of MR imaging time by the hybrid fast scan technique, Radiology 158 : 521-529,

- 1986.
- 19) J.J.M. Cuppen, J.P. Groen, J. Konijn : Magnetic resonance fast Fourier imaging, *Med. Phys.* 13 : 248-253, 1986.
  - 20) C.B. Ahn, J.H. Kim, Z.H. Cho : High-speed spiral scan echo-planar imaging, *IEEE Trans. Medical Imaging MI-5* : 2-7, 1986.
  - 21) J.H. Kim, J.H. Yi, Z.H. Cho et al. : Interlaced spiral scan echo-planar imaging, Abstracts for 6th annual meeting of Society of Magnetic Resonance in Medicine : 659-660, 1986.
  - 22) A. Macovski : Volumetric NMR imaging with time-varying gradients, *Magn. Reson. Med.* 2 : 29-40, 1985.
  - 23) I. Shenberg, A. Macovski : Resolution and noise considerations in MRI systems with time-varying gradients, *IEEE Trans. Medical Imaging MI-4* : 144-152, 1985.
  - 24) I. Shenberg, A. Macovski : Inhomogeneity and multiple dimension considerations in magnetic resonance imaging with time-varying gradients, *IEEE Trans. Medical Imaging MI-4* : 165-174, 1985.
  - 25) I. Shenberg, A. Macovski : Applications of time-varying gradients in existing magnetic resonance imaging systems, *Med. Phys.* 13 : 164-169, 1986.
  - 26) S.J. Norton : Fast magnetic resonance imaging with simultaneously oscillating and rotating field gradients, *IEEE Trans. Medical Imaging MI-6* : 21-31, 1987.
  - 27) P. Mansfield, P.G. Morris : *NMR Imaging in Biomedicine*, Academic Press, 1982, p 65-80.
  - 28) R.R. Ernst, W.A. Anderson : Application of Fourier transform spectroscopy to magnetic resonance, *Rev. Sci. Instr.* 37 : 93-102, 1966.
  - 29) R. Freeman, H.D.W. Hill : Phase and intensity anomalies in Fourier transform NMR, *J. Magn. Reson.* 4 : 366-383, 1971.
  - 30) J.S. Waugh : Sensitivity in Fourier transform NMR spectroscopy of slowly relaxing systems, *J. Mol. Spectrosc.* 35 : 298-305, 1970.
  - 31) D.E. Jones : Fourier transform nuclear magnetic resonance. : Driven equilibrium Fourier transform and spin echo Fourier transform, *J. Magn. Reson.* 6 : 183-190, 1972.
  - 32) P. Van Der Meulen, J.P. Groen, J.J.M. Cuppen : Very fast MR imaging by field echoes and small angle excitation, *Magnetic Resonance Imaging* 3 : 297-299, 1985.
  - 33) A. Haase, J. Frahm, D. Matthaei, et al. : FLASH imaging. Rapid NMR imaging using low flip-angle pulses, *J. Magn. Reson.* 67 : 258-266, 1986.
  - 34) M.L. Gyngell, G.L. Nayler, N. Palmer, et al. : Comparison of fast acquisition modes in MRI, *Magnetic Resonance Imaging* 4 : 101, 1986.
  - 35) J. Frahm, W. Hanicke, K.D. Merboldt : Transverse coherence in rapid FLASH NMR imaging, *J. Magn. Reson.* 72 : 307-314, 1987.
  - 36) A. Oppelt, R. Graumann, H. Barfu, et al. : FISP a new fast MRI sequence, *electromedica* 54 : 15-18, 1986.
  - 37) K. Sekihara : Steady-state magnetizations in rapid NMR imaging using small flip angles and short repetition intervals, *IEEE Trans. Medical Imaging MI-6* : 157-164, 1987.
  - 38) H. Iwaoka, T. Sugiyama, H. Matsuura, et al. : A new pulse sequence for fast recovery fast scan NMR imaging, *IEEE Trans. Medical Imaging MI-3* : 41-46, 1984.
  - 39) C.M.J. Van Uijen, J.H. Den Boef, *Magn. Reson. Med.* 1 : 502, 1984.
  - 40) E.J. Hahn : Spin echoes, *Phys. Rev.* 80 : 580-593, 1951.
  - 41) J. Frahm, K.D. Merboldt, W. Hanicke, et al. : Stimulated echo imaging, *J. Magn. Reson.* 64 : 81-93, 1985.
  - 42) 山本徹, 疋田浩一 他 : 倍速イメージング, *NMR医学* 7 : 96, 1987.
  - 43) T.C. Farrar, E.D. Becker (赤坂一之, 井元敏明訳) : *パルスおよびフーリエ変換NMR*, 吉岡書店, 京都, 1976, p 4-5.
  - 44) G.N. Watson : a treatise on the Theory of Bessel Functions second edition, Cambridge University Press, 1966, p 30.

謝辞

日立製作所，中央研究所，小椋有希子研究員には原稿の細部にまで目を通していただき，多くの有益を助

言をいただきました。ここに深く感謝致します。また，松井茂研究員には第2節，特にスパイラル法に関し討論頂きました。ここに感謝致します。