
原 著

NMR イメージにおける静 磁場不均一性の影響

Effects of Field Non-Uniformity on NMR Images

関原謙介 ((株) 日立製作所中央研究所)
松井 茂 (同 上)
山本悦治 (同 上)
河野秀樹 (同 上)

キーワード

核磁気共鳴像, NMR イメージング, 投撮再構成法, フーリエイメージング, 静磁場, 静磁場不均一性

要 旨

投影再構成法およびフーリエイメージングの両イメージング方式について、静磁場の不均一性が画像に及ぼす影響を議論した。そして、静磁場不均一性により、前者では画像のボケを生じ、後者では濃度変化をとまなう画像のゆがみを生じることを明らかにし、これらの影響と不均一性の程度および傾斜磁界の大きさの間の定量的関係を導いた。

また、画像からのこれらの影響の除去についても検討を行い、静磁場の分布が既知であれば、両イメージング方式について、それぞれ有効な方法が存在することを明らかにした。

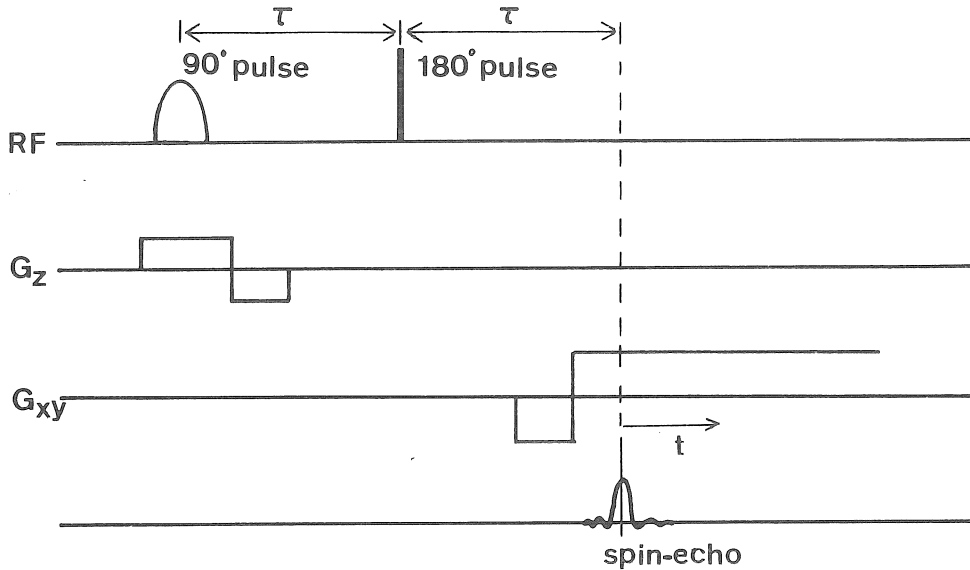


図1 投影再構成のためのパルスシーケンス

$$P_{\theta}(f) = \int C(x, y) \delta \left[f - \frac{\gamma}{2\pi} G(x \cos \theta + y \sin \theta) \right] dx dy \quad (5)$$

となる。式(5)は $P_{\theta}(f)$ が周波数軸に投影された角度 θ の投影データであることを示している。ここで、磁場誤差分布 $E(x, y)$ を考慮すると式(3)、式(5)に対応する式は

$$F_{\theta}(t) = \int C(x, y) e^{i\gamma[G_{\theta}(x, y) + E(x, y)]t} dx dy \quad (6)$$

および、

$$P_{\theta}(t) = \int C(x, y) \delta \left[f - \frac{\gamma}{2\pi} G(x \cos \theta + y \sin \theta) - \frac{\gamma}{2\pi} E(x, y) \right] dx dy \quad (7)$$

となる。式(5)と式(7)を比較すると、静磁場の不均一性は投影データに周波数のずれ

$$f_e = \frac{\gamma}{2\pi} E(x, y) \quad (8)$$

引き起こすことを示している。図2に磁場不均一性を考慮した場合の周波数軸上の投影と像面との関係を示す。同図で物体は点 (x, y) に存在するとしているので、すべての角度の投影が(8)式で示される周波数シフトを受ける。したがって、すべての角度における逆投影の軌跡が本来の位置から ξ ピクセルだけずれる。この ξ は、

$$\xi = E(x, y) / (Gp)$$

で与えられ、ここで p は絵素幅である。したがって、図2から、この逆投影時の位置ずれが画像にボケとなって表われ、このボケは 2ξ の大きさを持つことが容易に理解できる。

2・2 フーリエイメージングに対する影響

(a) フーリエズグマトグラフィー

図3のパルスシーケンスを仮定する。このシーケンスは Kumar²² らによって提案されたフーリエズグマトグラフィーを2次元で実行する

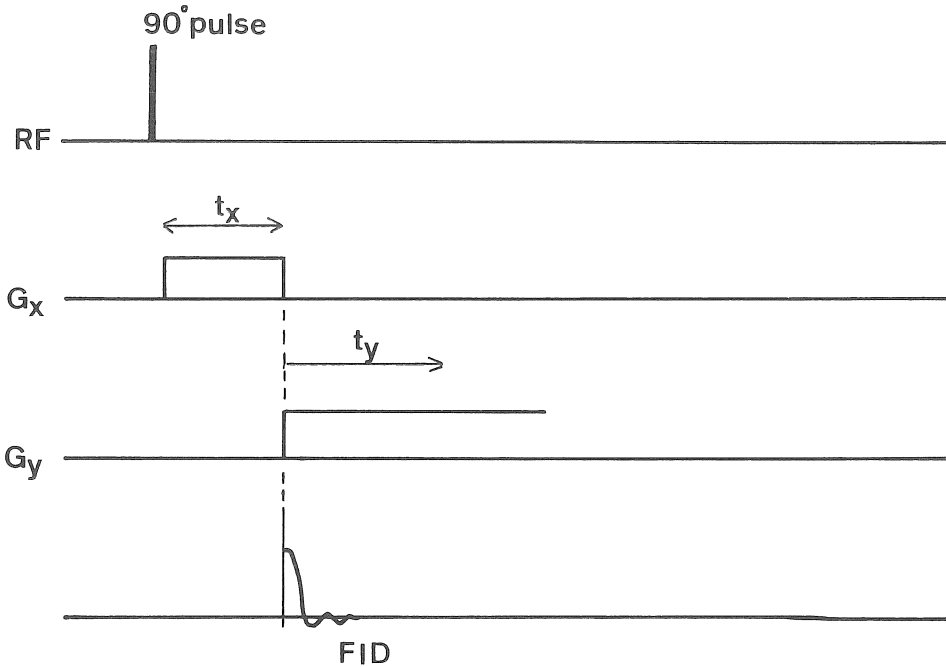


図 3 2次元フーリエ変換マトグラフィのためのパルスシーケンス

ものである。このシーケンスにおいて、 G_x は位相エンコーディング勾配と呼ばれるもので、印加ごとに一定の振幅で、かつ異なった印加時間を持つものである。また G_y は、リードアウト勾配と呼ばれ、FID の観測はこの G_y を印加しつつ行われる。この場合の2次元信号は回転座標系におけるプロット方程式の解として、

$$F(t_x, t_y) = \int C(x, y) \exp\{i\gamma[(E(x, y) + G_x x)t_x + (E(x, y) + G_y y)t_y]\} dx dy \quad (9)$$

と表わすことができる。新しい座標系 (x', y') を以下のとうり定義する。

$$\begin{aligned} x' &= x + E(x, y)/G_x \\ y' &= y + E(x, y)/G_y \end{aligned} \quad (10)$$

式 (10) を (9) に代入し、次の式を得る。

$$F(t_x, t_y) = \int S(x', y') \exp\{i\gamma(G_x x' t_x$$

$$+ G_y y' t_y)\} dx' dy' \quad (11)$$

ここで、

$$S(x', y') = C(x, y) / W(x, y) \quad (12)$$

$$W(x, y) = 1 + \frac{1}{G_x} \frac{\partial E(x, y)}{\partial x} + \frac{1}{G_y} \frac{\partial E(x, y)}{\partial y} \quad (13)$$

である。

(11) 式は $F(t_x, t_y)$ をフーリエ変換して得られる像が $S(x', y')$ で表わされることを示している。また (12) 式はこの $S(x', y')$ ともとのスピン密度分布 $C(x, y)$ との関係を示している。(12) 式から、磁場誤差分布により画像が濃度変化を伴ったゆがみをうけることがわかる。このときのゆがみは (10) 式で示され、濃度変化は (13) 式の $W(x, y)$ で示される。

(b) スピンワープ法

図 4 は Edelstein³⁾ らによって提案されたスピ

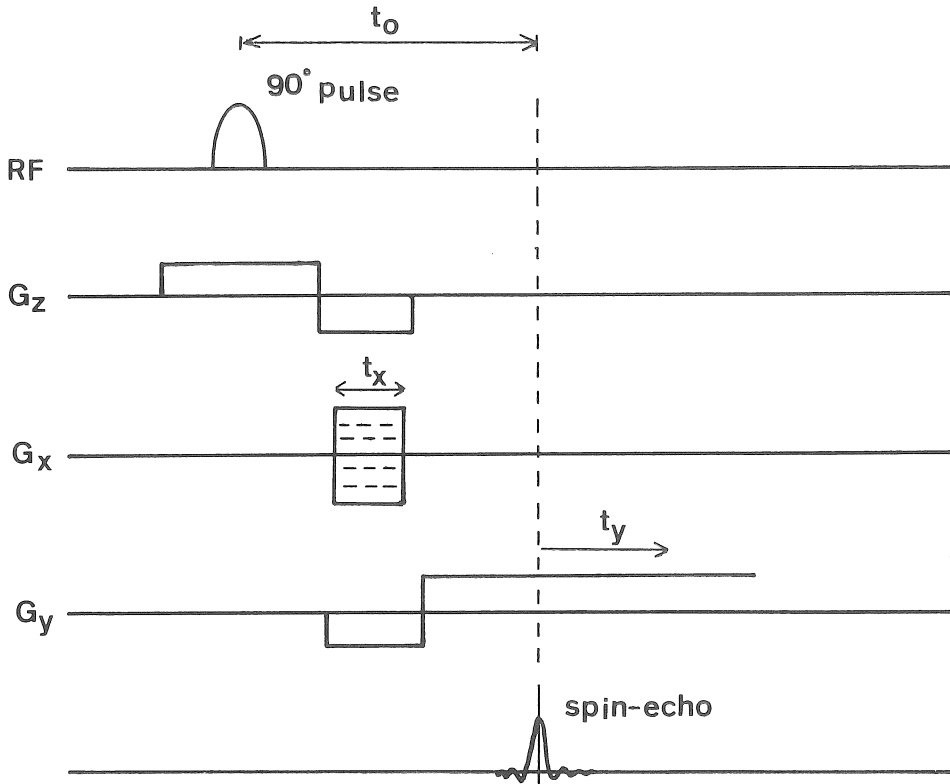


図 4 スピンワープ法のためのパルスシーケンス

ワープ法のパルスシーケンスを示す。スピンワープ法では位相エンコーディング勾配 G_x は印加ごとに一定の印加時間と異なった振幅を持つ。この場合の観測 2 次元信号 $F(G_x, t_y)$ は、

$$F(G_x, t_y) = \int C(x, y) \exp\{i\gamma[E(x, y)t_0 + G_x x t_x + (E(x, y) + G_y y)t_y]\} dx dy \quad (14)$$

で表わされる。ここで t_0 は図 4 に示されているごとく、 90° パルスからスピネコーの形成までの時間間隔である。新しい座標系を以下の通り定め、

$$\begin{aligned} x' &= x \\ y' &= y + \frac{1}{G_y} E(x, y) \end{aligned} \quad (15)$$

これらを (14) 式に代入すると次式を得る。

$$F(G_x, t_y) = \int S(x', y') \exp\{i\gamma(G_x x' t_x + G_y y' t_y)\} dx' dy' \quad (16)$$

ここで、

$$S(x', y') = \frac{1}{W(x, y)} C(x, y) e^{i\gamma E(x, y)t_0} \quad (17)$$

$$W(X, Y) = 1 + \frac{1}{G_y} \frac{\partial E(x, y)}{\partial y} \quad (18)$$

である。

式 (17) は、磁場の不均一性が画像に位相誤差の形で入り込むことを示している。この位相誤差は Edelstein らも指摘しているように画像の絶対値をとることで消去できる。すなわち、

$$|S(x', y')| = |C(x, y)| / |W(x, y)| \quad (19)$$

である。この式と (15) 式からスピナー法においては、絶対値像は一方、すなわち、リードアウト勾配の方向にのみゆがみを受けることが示される。

(c) 180° パルスを用いたフーリエイメージング

最近では、オリジナルなフーリエグマトグラフィーあるいはスピナー法から発展した 180° パルスによるスピナー形成を利用したパルスシーケンスが通常用いられる。代表的なパルスシーケンスを図 5、図 6 に示す。図 5 は、勾配磁場の振幅により位相をエンコードする方式であり、図 6 のシーケンスは、勾配磁場の印加時間により位相をエンコードする方式である。これらのシーケンスによる 2 次元信号 F

(G_x, t_y) または $F(t_x, t_y)$ は全く同じ式で表わされる。すなわち、

$$F(G_x, t_y) = \int C(x, y) \exp\{i\gamma[G_x x t_x + (E(x, y) + G_y y) t_y]\} dx dy \quad (20)$$

となる。(20) 式を (14) 式と比較して、これらのシーケンスでは位相誤差を生じないことがわかる。これは、もとのスピナー法が傾斜磁場の返転によってエコーを形成しているのに対して、これらのシーケンスが 180° パルスでエコーを形成しているためである。

次のように座標を定め、

$$\begin{aligned} x' &= x \\ y' &= y + \frac{1}{G_y} E(x, y) \end{aligned} \quad (21)$$

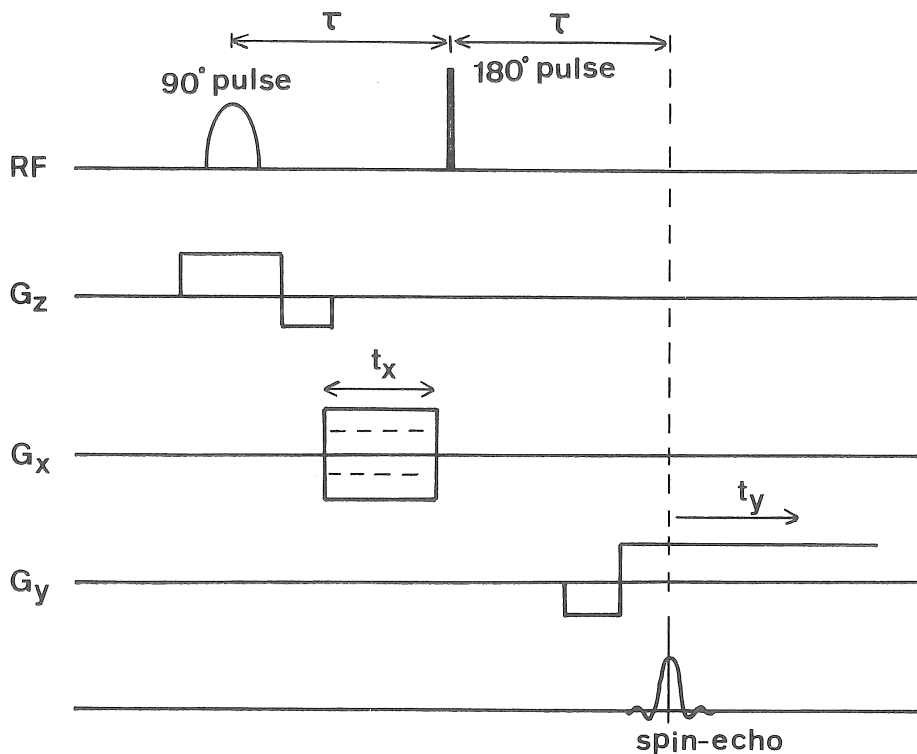


図 5 180° パルスを用いた改良スピナー法を実行するパルスシーケンス

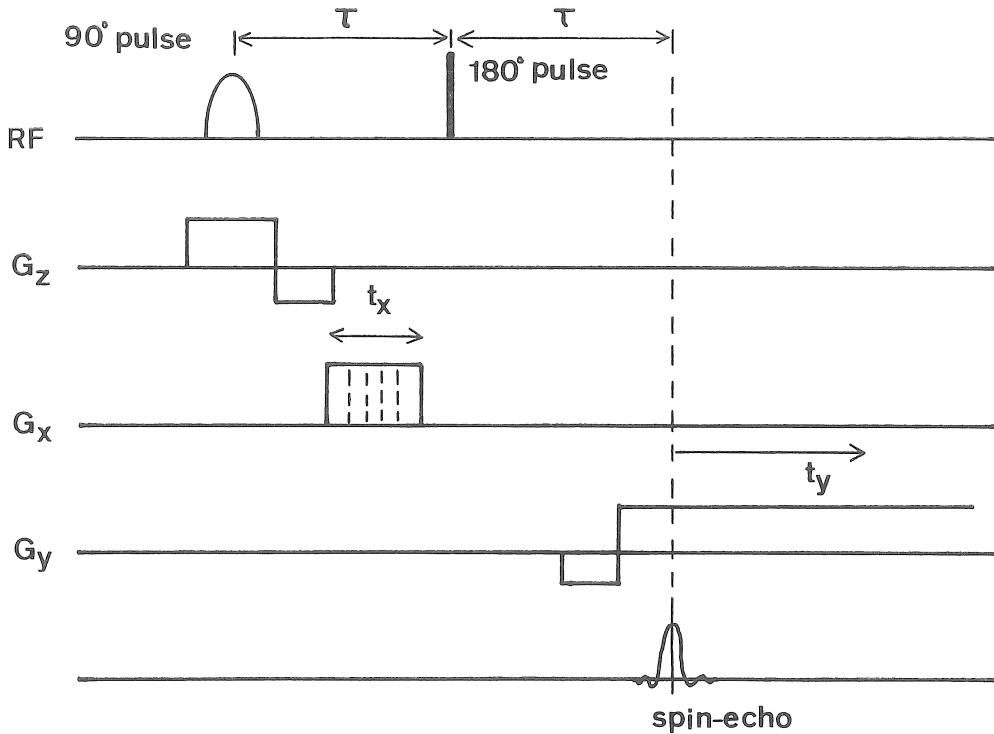


図 6 180° パルスを用いた改良フーリエズグマトグラフィーのためのパルスシーケンス

(21) 式を (20) 式に代入すると

$$F(G_x, t_y) = \int S(x', y') \exp\{i\gamma(G_x x' t_x + G_y y' t_y)\} dx' dy' \quad (22)$$

を得る。ここで

$$S(x', y') = C(x, y) / W(x, y) \quad (23)$$

$$W(x, y) = 1 + \frac{1}{G_y} \frac{\partial E(x, y)}{\partial y} \quad (24)$$

である。

(21) 式は画像のゆがみが、やはりリードアウト勾配の方向のみであることを示している。また (23) 式は、これらのシーケンスにより、実数部分のみで像が得られることを示している。この実数部像はオリジナルなスピนวーブ法によって得られる絶対値像より本質的に高い分解能を持つものである。

(d) 3次元フーリエイメージング

この節では、3次元のスピンドensity分布 $C(x, y, z)$ と磁場誤差分布 $E(x, y, z)$ を仮定する。3次元フーリエイメージングを実現するパルスシーケンスとして、図7に示されるものを仮定する。このシーケンスでは2つの位相エンコーディング勾配 G_x 、 G_y とリードアウト勾配 G_z を用いている。このシーケンスにより観測される3次元信号 $F(G_x, G_y, t_z)$ は

$$F(G_x, G_y, t_z) = \int C(x, y, z) \exp\{i\gamma[G_x x t_x + G_y y t_y + (E(x, y, z) + G_z z) t_z]\} dx dy dz \quad (25)$$

と表わされる。2・2 (a), (b), (c) の各節と同様の導出により

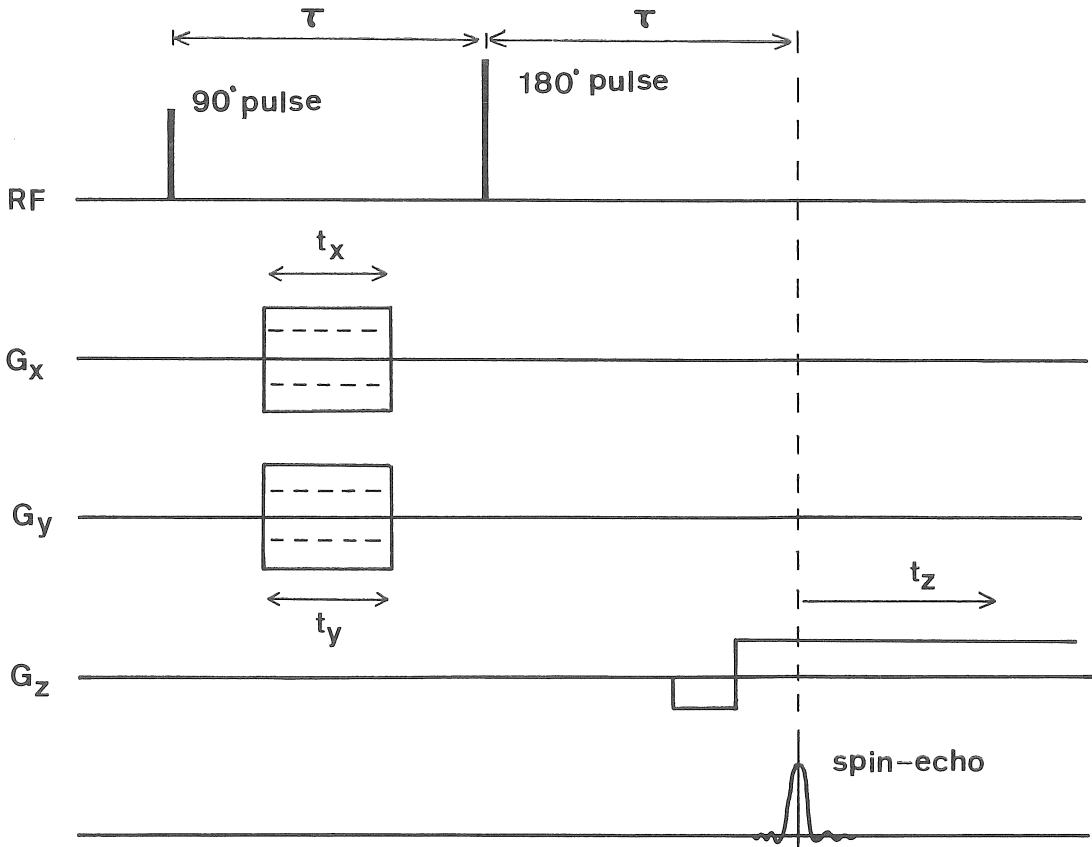


図 7 3次元フーリエイメージングを実行するパルスシーケンス

$$F(G_x, G_y, t_z) = \int S(x', y', z') \exp\{i\gamma[G_x x' t_x + G_y y' t_y + G_z z' t_z]\} dx' dy' dz' \quad (26)$$

$$S(x', y', z') = C(x, y, z) / W(x, y, z) \quad (27)$$

$$W(x, y, z) = 1 + \frac{1}{G_z} \frac{\partial E(x, y, z)}{\partial z} \quad (28)$$

を得る。ここで

$$\begin{aligned} x' &= x \\ y' &= y \end{aligned} \quad (29)$$

$$z' = z + \frac{1}{G_z} E(x, y, z)$$

である。式 (29) から、この場合にも画像はリードアウト勾配の方向にのみゆがみを受けることが示される。

(e) ケミカルシフトイメージング

3次元フーリエイメージングを小変更することにより、2次元面に分布したケミカルシフトについての情報を画像とすることができる。図8に示されたパルスシーケンスを仮定する。図7のシーケンスとの相異は、図8のシーケンスではリードアウト勾配を用いていないこと、スライス選択のプロセスが存在することである。

今、 k 番目のケミカルシフトスペクトルの感じる静磁場を $H_c(1-\sigma_k)$ 、スピン密度分布を $C_k(x,$

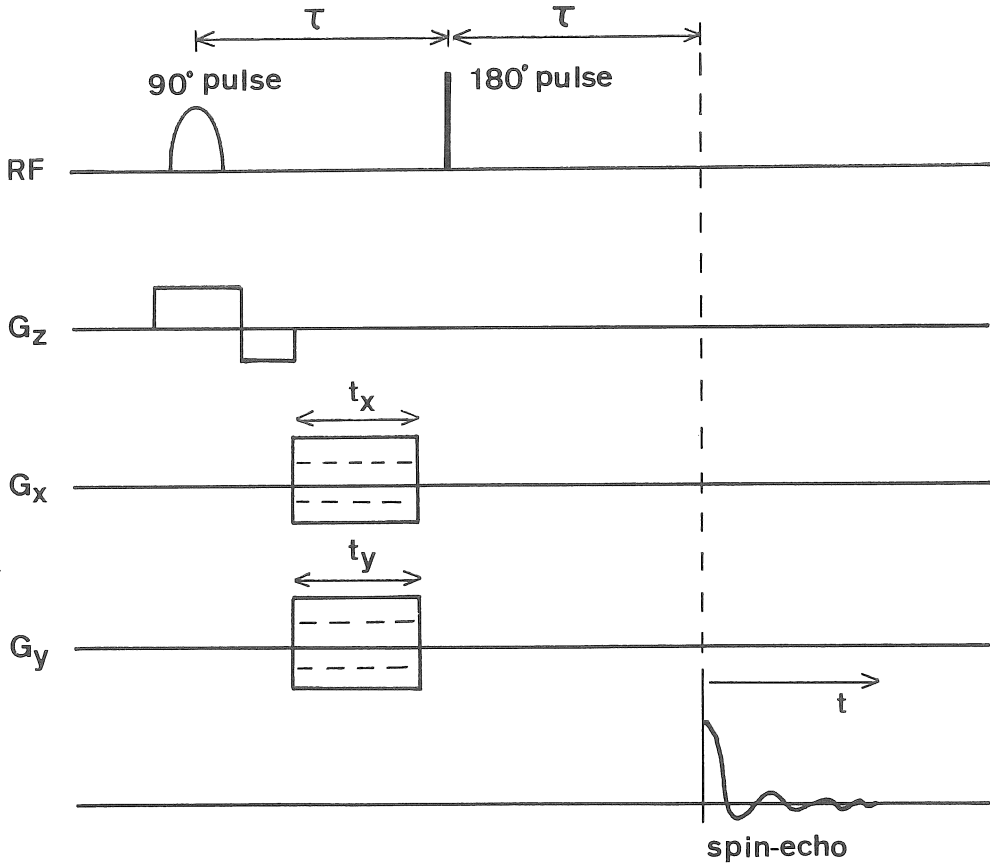


図 8 2次元のケミカルシフトイメージングを実行するシーケンス

y) とする。また、ここでは T_2 緩和を考慮し、すべてのケミカルシフトスペクトルに対して、同一の T_2 の値を仮定する。これらの仮定のもとで、磁場誤差分布 $E(x, y)$ を考慮した場合、観測される3次元信号 $F(G_x, G_y, t)$ は次式で表わされる。

$$F(G_x, G_y, t) = e^{-2\tau/T_2} \sum_k \int C_k(x, y) e^{-t/T_2} \exp \{ i\gamma [(E(x, y) - H_c \sigma_k) t + G_x x t_x + G_y y t_y] \} dx dy \quad (30)$$

$F(G_x, G_y, t)$ の3次元フーリエ変換は、

$$S(f_x, f_y, f) = \int F(G_x, G_y, t) e^{-2\pi i(f_x G_x + f_y G_y + f t)} dG_x dG_y dt \quad (31)$$

と表わされるので (30) 式を (31) 式に代入し、

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-2\pi i(f_1 - f_2)G} dG = \delta(f_1 - f_2)$$

と

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-t/T_2} \cos [2\pi(f_1 - f_2)t] dt = \frac{T_2}{1 + [2\pi T_2(f_1 - f_2)]^2}$$

を用いると、 $S(f_x, f_y, f)$ の実数部は

$$R_e[S(f_x, f_y, f)] = e^{-2\tau/T_2} \sum_k C_k(f_x, f_y)$$

$$\frac{T_2}{1 + \left\{ 2\pi T_2 \left[f + \frac{\gamma}{2\pi} H_0 \sigma_k - \frac{\gamma}{2\pi} E(f_x, f_y) \right] \right\}^2}$$
(32)

となる。ここで $f_x = \frac{\gamma}{2\pi} x t_x$, $f_y = \frac{\gamma}{2\pi} y t_y$ であり、 $R_e[A]$ は複素量 A の実部を表わす。

(32) 式は、おのおののケミカルシフトスペクトルに対して、磁場の不均一性がスペクトルの中心周波数に、磁場誤差 $E(x, y)$ に比例したずれを与えるが、スペクトルの広がりには影響を与えないことを示している。この点が、サンプルボリューム内の磁場不均一性によって周波数分解能が制限される NMR 分光計の場合と大きく異なる点である。このケミカルシフトイメージングの NMR 分光計的な方法（例えば TMR など）に対する利点は Maudsley ら⁴⁾ によって指摘されている。

(32) 式はまた、磁場誤差分布 $E(x, y)$ の有効な測定法を示唆している。すなわち、図 8 のパルスシーケンスを用い、各絵素に対して特定スペクトルの中心周波数をプロットすれば、 $E(x, y)$ のマップを得ることができる⁵⁾。

3 計算機によるシミュレーション

第 2 章での議論により得られた結果を確認するため計算機によるシミュレーションを行った。このシミュレーションでは、画像マトリックスは 128×128 とし、 x, y 方向の絵素サイズは等しく p と表記される。磁場誤差分布を以下のように仮定する。

$$E(x, y) = \Delta H(x^2 + y^2) / (64p)^2 \quad (33)$$

このように仮定すると ΔH は視野内の磁場誤差の最大値となる。

3.1 投影再構成法のシミュレーション

33 個の同一濃度を持つ円形からなるパターンが投影再構成法シミュレーションのために仮定され

た。(33) 式で示された不均一性を仮定し、128 個の点からなる 128 方向の投影を計算する。すなわち、 m 番目の方向の n 番目のデータ点における投影データ $p_m(f_n)$ は

$$P_m(f_n) = \sum_{f_{n-1} < f < f_n} C(x, y) \quad (34)$$

$$(n=1, 2, \dots, 128, m=1, 2, \dots, 128)$$

から計算する。ここで f は点 (x, y) における共鳴周波数であり

$$f = \frac{\gamma G}{2\pi} (x \cos \theta + y \sin \theta) + \frac{\gamma}{2\pi} E(x, y) \quad (35)$$

で与えられる。(34) 式から計算される投影データをフィルタリングし、画像マトリックス上に逆投影することにより、画像を再生する。

シミュレーションの結果を図 9 と図 10 に示す。図 9 は均一磁場による像であり、図 10 は $\Delta H = 1 \times 10^{-5} T$ および $\Delta H = 2 \times 10^{-5} T$ の場合の像である。このシミュレーションでは磁場傾斜は $3.9 \times$

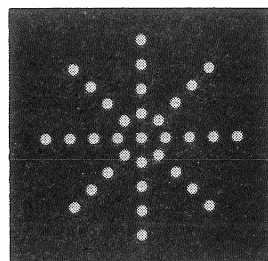
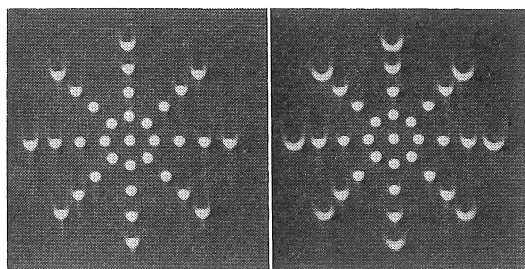


図 9 均一磁場における投影再構成法シミュレーション結果



(a) $\Delta H = 1 \times 10^{-5} T$ (b) $\Delta H = 2 \times 10^{-5} T$

図 10 不均一磁場における投影再構成法シミュレーション結果

$10^{-6} T/\text{pixel}$ すなわち、25 cm の視野に対して $2.0 \times 10^{-5} T/\text{cm}$ と仮定した。図 10 から、磁場の不均一さが画像に対してボケを引きおこし、ボケの程度がその位置での磁場誤差 $E(x, y)$ に比例することがわかる。

3.2 フーリエイメージングのシミュレーション

フーリエイメージングに対しては、同一の濃度を持った 32 個の四角形から成るパターンを仮定した。この四角形の一辺を $2d$ 、中心座標を (α_j, β_j) と表記すると、まずフーリエ変換マトグラフィによって得られる 2 次元信号 $F(t_x, t_y)$ は以下の式から計算できる。

$$F(t_x, t_y) = \sum_{j=1}^{32} \int_{(\alpha_j-d)p}^{(\alpha_j+d)p} \int_{(\beta_j-d)p}^{(\beta_j+d)p} \exp\{i\gamma[E(x, y) + G_x x]t_x + (E(x, y) + G_y y)t_y\} dx dy \quad (36)$$

また、スピンワープ法によって得られる 2 次元信号 $F(G_x, t_y)$ は

$$F(G_x, t_y) = \sum_{j=1}^{32} \int_{(\alpha_j-d)p}^{(\alpha_j+d)p} \int_{(\beta_j-d)p}^{(\beta_j+d)p} \exp\{i\gamma[E(x, y)t_0 + G_x x]t_x + (E(x, y) + G_y y)t_y\} dx dy \quad (37)$$

を用いて計算する。また 180° パルスによるスピンエコー形成を利用したフーリエイメージングに対しては、

$$F(G_x, t_y) = \sum_{j=1}^{32} \int_{(\alpha_j-d)p}^{(\alpha_j+d)p} \int_{(\beta_j-d)p}^{(\beta_j+d)p} \exp\{i\gamma[G_x x]t_x + (E(x, y) + G_y y)t_y\} dx dy \quad (38)$$

から観測 2 次元信号を計算できる。

これらの式を用いて $F(t_x, t_y)$ または $F(G_x, t_y)$ を離散点において計算し、2 次元フーリエ変換により画像を再生した。均一磁場における像を図 11 に示す。図 12, 13, 15 にそれぞれ、フーリエ変換マトグラフィ、スピンワープ法、 180° パルスを用いたフーリエイメージングによる実数部

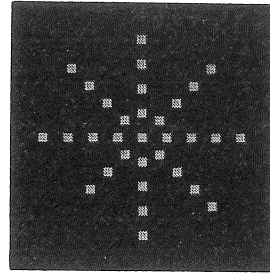
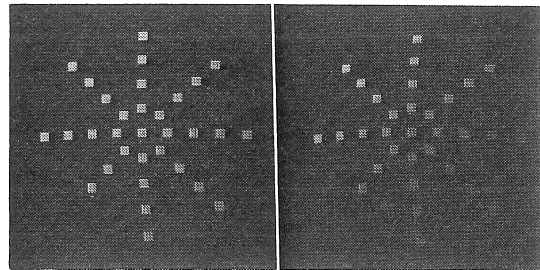
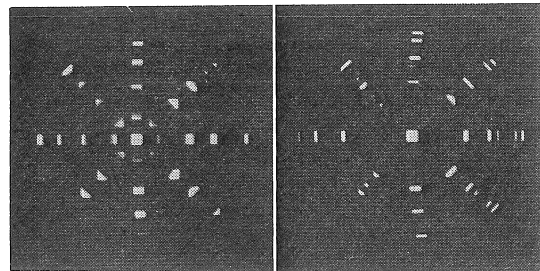


図 11 フーリエイメージングシミュレーションにおける均一磁場の像



(a) $\Delta H = 1 \times 10^{-5} T$ (b) $\Delta H = 2 \times 10^{-5} T$

図 12 不均一磁場におけるフーリエ変換マトグラフィのシミュレーション結果

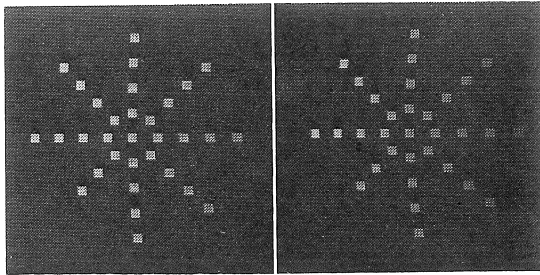


(a) $\Delta H = 1 \times 10^{-5} T$ (b) $\Delta H = 2 \times 10^{-5} T$

図 13 スピンワープ法による不均一磁場での実数部像

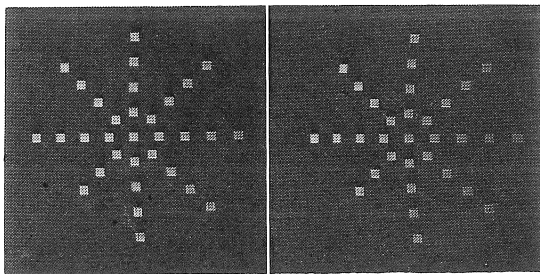
の像を示す。また、スピンワープ法における絶対値像を図 14 に示す。

これらの計算において、磁場不均一さは $\Delta H = 1 \times 10^{-5} T$ および $\Delta H = 2 \times 10^{-5} T$ と仮定され、リードアウト勾配 G_y の大きさは、投影再構成法シ



(a) $\Delta H=1 \times 10^{-5} T$ (b) $\Delta H=2 \times 10^{-5} T$

図 14 スピンワープ法による不均一磁場での絶対値画像



(a) $\Delta H=1 \times 10^{-5} T$ (b) $\Delta H=2 \times 10^{-5} T$ の場合における実数部像

図 15 180° パルスを用いたフーリエイメージンに対するシミュレーション結果の場合における実数部像

シミュレーションの場合と等しく $3.9 \times 10^{-6} T/\text{pixel}$ と仮定した。また、スピンワープ法のシミュレーションにおいて、 $t_0=10 \text{ msec}$ と仮定し、フーリエズグマトグラフィーの計算では G_x はやはり $3.9 \times 10^{-6} T/\text{pixel}$ と仮定した。これらのシミュレーションでは T_2 緩和を無視しているため図 14 に示されたスピンワープ法の絶対値像と図 15 に示された 180° パルスを用いたフーリエイメージングによる実数部の像とは全く同じものである。

これらのシミュレーション結果から、フーリエイメージング法では静磁場の不均一性が濃度変化を伴った画像のゆがみを引き起こすこと、また、スピンワープ法および、 180° パルスを用いた

フーリエイメージング法ではこれらのゆがみが一方方向のみ引き起こされること、スピンワープ法では、実数部像は磁場不均一さによって生じた位相誤差により大きな影響をうけることなどが確認できる。また、図 10 と図 12, 14, 15 を比べ、投影再構成法による画像がフーリエイメージングによる画像よりも静磁場不均一性の影響をより大きく受けることが示されている。

4 静磁場不均一性の影響からの画像の回復

4.1 投影再構成法に対する画像の回復

第 2 章において、不均一な静磁場が投影データに対して周波数シフトを引き起こすこと、およびこの周波数シフトは被検体が置かれている位置での磁場不均一性にのみ依存することが指摘されている。したがって、これらの周波数シフトは磁場誤差分布が既知であれば補正できるものである。Lai⁶⁾ はこの補正が逆投影の過程で行えることを示した。

図 16 に逆投影時の周波数軸と像面との関係を示す。通常の逆投影では、図に示される通り、角度 θ から点 (x, y) への逆投影データは次の f_B で示される周波数位置から取られる。

$$f_B = \gamma G(x \sin \theta + y \cos \theta) / 2\pi + f_0 \quad (39)$$

けれども、静磁場の不均一性の影響で点 (x, y) の共鳴周波数は上式の f_B ではなく、 $f_B' = f_B + f_e$ で与えられる f_B' となる。したがって、磁場不均一性が既知であれば、この f_B' を逆投影の座標計算において f_B の代わりに用いることにより静磁場不均一性の影響を補正できる。

この方法の計算機シミュレーション結果を図 17 (a) に示す。図 17 (a) に示される画像は $\Delta H = 2 \times 10^{-5} T$ の画像であり、通常の逆投影で再生すると図 10 (b) となる。図 17 (a) と図 10 (b) を比較し、磁場不均一さによるボケは回復されているものの、アーチファクトが残っていることがわかる。Lai の解析によれば、これは静磁場不

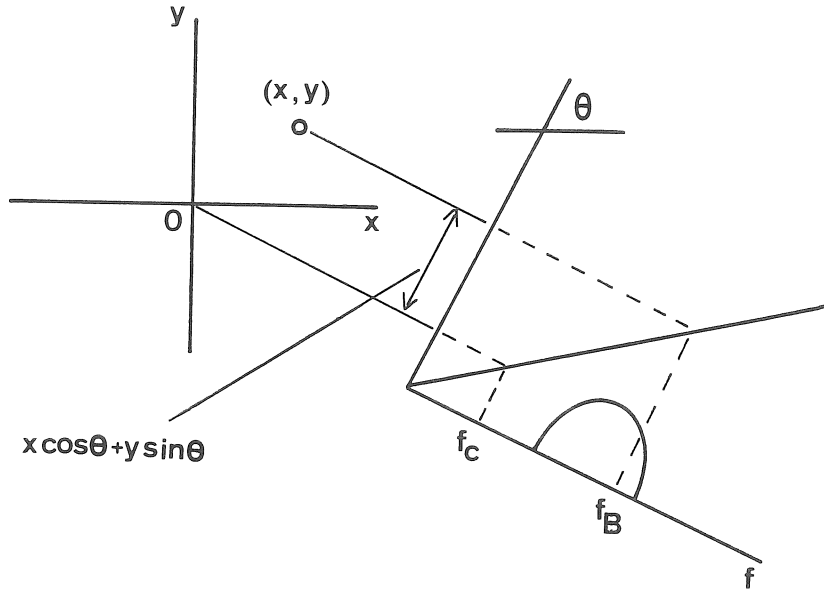
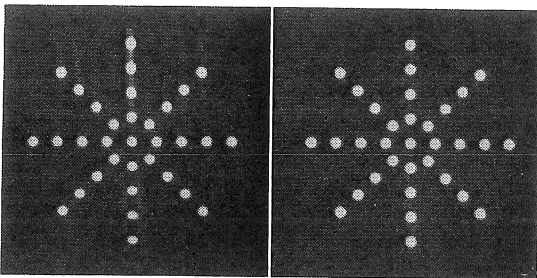


図 16 逆投影過程における周波数軸と像面との関係



(a) 投影データ中の周波数シフトのみを補正
(b) 傾斜磁界の印加に対する Lai の提案の実験結果

図 17 投影再構成法における画像回復実験の結果

均一さのため視野内において局所的に磁場傾斜が 180° 回転しないためである。これに基づいて、彼は傾斜磁界を以下の角度に印加して投影を計測し、前述の補正を行うことを提案した。

$$0^\circ, 180^\circ + \Delta\theta, 2\Delta\theta, 180^\circ + 3\Delta\theta, \dots, 180^\circ - 2\Delta\theta, 360^\circ - \Delta\theta$$

ここで、 $\Delta\theta$ は投影データの角度間隔であり、このシミュレーションでは $180^\circ/128$ である。図 17

(b) にこのように磁場勾配を印加し計測した投影に対し、逆投影時に補正をほどこした結果を示す。同図に示された画像では、静磁場不均一性の影響は、ほとんど除去されている。

4.2 フーリエイメージングに対する画像の回復
関原らは⁷⁾、フーリエイメージングによって得られた画像に対して、磁場不均一性の影響を補正する方法を提案した。この方法は 2.2 節での解析を基にしたものである。

実際には、画像は離散点で得られるので、連続量 (x, y) を絵素単位の離散量 (I, J) に

$$\begin{aligned} x &= p \left(I - \frac{M}{2} \right) \\ y &= p \left(J - \frac{M}{2} \right) \end{aligned} \quad (40)$$

を用いて変換する。ここで画像は $M \times M$ のマトリックスで構成されるとした。この離散変数を用いて、磁場不均一性の影響を回復した像 $S_R(I, J)$ はフーリエズグマトグラフィーを例とした場合

以下の手順により求められる。

1) もとの (I, J) 点のスピンドensity分布が画像となる点 (η, ζ) を

$$\eta = I + \frac{1}{G_x p} E(I, J) \quad (41)$$

$$\zeta = J + \frac{1}{G_y p} E(I, J)$$

から求め、さらに

$$\begin{aligned} I' &= [\eta] \\ J' &= [\zeta] \end{aligned} \quad (42)$$

から (I', J') を計算する。ここで $[A]$ は A を越えない最大の整数を表わす。

2) この (I', J') を用い、次の補間により幾何学的なゆがみのみを補正した像 $S(I, J)$ を求める。

$$\begin{aligned} S(I, J) &= (1-D_1)(1-D_2)S(I', J') \\ &\quad + D_1(1-D_2)S(I'+1, J') \\ &\quad + (1-D_1)D_2S(I', J'+1) \\ &\quad + D_1D_2S(I'+1, J'+1) \end{aligned} \quad (43)$$

ここで

$$\begin{aligned} D_1 &= \eta - I' \\ D_2 &= \zeta - J' \end{aligned}$$

である。

3) 次に、画像の濃度変化を補正するため (13) 式の $W(I, J)$ を以下のように計算する。

$$\begin{aligned} W(I, J) &= 1 + \frac{1}{G_x p} \{E(I+1, J) - E(I, J)\} \\ &\quad + \frac{1}{G_y p} \{E(I, J+1) - E(I, J)\} \end{aligned} \quad (44)$$

4) 不均一静磁場の影響を除いた像 $S_R(I, J)$ は $S(I, J)$ および $W(I, J)$ を用いて以下の通りに求める。

$$S_R(I, J) = S(I, J) W(I, J) \quad (45)$$

この $S_R(I, J)$ は、もし磁場誤差分布 $E(I, J)$ の正確な値がわかっているならば、もとの分布 $C(I, J)$ に非常に近いものである。この場合、 $S_R(I, J)$ に入り込む誤差としては (43) 式の補間誤差と (44) 式の $W(I, J)$ の計算において微分を差分で置き

換えたことに起因する誤差のみである。

180° パルスを用いたフーリエイメージングあるいはスピノープ法における絶対値像に対しては (41) 式と (44) 式のかわりに

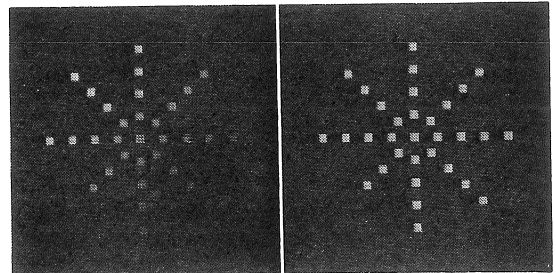
$$\begin{aligned} \eta' &= I \\ \zeta' &= J + \frac{1}{G_y p} E(I, J) \end{aligned} \quad (45)$$

および

$$W(I, J) = 1 + \frac{1}{G_y p} \{E(I, J+1) - E(I, J)\} \quad (46)$$

を用いればよい。

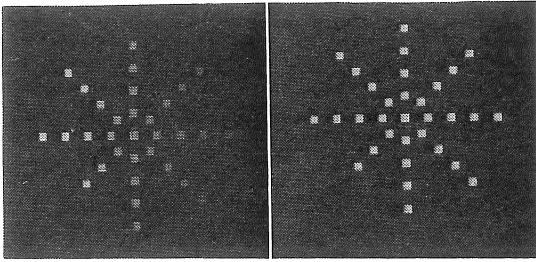
この方法によるフーリエズグマトグラフィー法に対する像回復結果を図 18 に示す。同図の画像は不均一磁場の影響をうけた図 12 (b) に示される画像から得られたものである。図 18 (a) は幾何学的なゆがみのみを補正した $S(I, J)$ であり、図 18 (b) は濃度の補正まで行った $S_R(I, J)$ である。この $S_R(I, J)$ の画像から、前述の方法により、不均一磁場の影響をほとんど除去できることがわかる。



(a) $S(I, J)$: 幾何学的なゆがみのみを補正した結果
(b) $S_R(I, J)$: 濃度値をも補正した結果

図 18 フーリエズグマトグラフィーに対する画像回復の実験結果

180° パルスを用いたフーリエイメージングに対しては、図 15 (b) に示されるゆがんだ像からの回復結果を図 19 に示す。図 19 (a) は幾何学的なゆがみのみを補正した $S(I, J)$ であり、図 19 (b) は濃度値の補正まで行った $S_R(I, J)$ である。



(a) $S(I, J)$: 幾何学的なゆがみのみを補正した結果
 (b) 画像の濃度値をも補正した結果

図 19 180°パルスを用いたフーリエイメージングに対する画像回復実験の結果

5 まとめ

投影再構成法およびフーリエイメージングの両方法に対して、静磁場の不均一性が画像にどのような影響を与えるかを議論し、この影響が前者に対しては画像のぼけとなり、後者に対しては画像のゆがみとなることを明らかにした。そして、これらの影響と不均一磁場との間の定量的関係を不均一磁場を考慮したブロッホ方程式の解を基にした議論により導いた。

また、不均一磁場の影響からの画像回復についても議論を行い、もし磁場の誤差分布があらかじめ知られていれば、投影再構成法およびフーリエイメージングの両方法に対して静磁場不均一性の影響を除去する有効な方法が存在することを明らかにした。

参考文献

- 1) Lauterbur P.C. (1973) Nature 242 190-1.
- 2) Kumar A., Welti D. and Ernst R.R. (1975) J. Magn. Reson. 18 69-83.
- 3) Edelstein W. A., Hutchison J. M. S., Johnson G. and Redpath T. (1980) Phys. Med. Biol. 25 751-6.
- 4) Maudsley A. A., Hilal S. K., Perman W. H. and Simon H. E. (1983) J. Magn. Reson. 51 147-52.
- 5) Maudsley A. A., Oppelt A. and Ganssen A. (1979) Siemens R/D Report Vol. 8 326-31.
- 6) Lai C. M. (1982) J. Phys. E: Sci. Instrum. 15 1093-100.
- 7) Sekihara K., Kuroda M. and Khono H. (1984) Phys. Med. Biol. 29 15-24.