

Unilateral NMR システムにおける核磁化の運動解析[†]

大 塚 和 明*・本 間 一 弘**・山 崎 憲*・溝 手 宗 昭***

ABSTRACT This paper proposed the new method of the quantitative analysis about the behavior of a macroscopic magnetization vector in inhomogeneous magnetic fields, in which the static magnetic field and the RF magnetic field are not orthogonal to each other, and described the effectiveness.

In recent years, unilateral NMR systems were developed as substitute for general NMR systems. Those systems are capable of measuring objects which are larger compared with the probe, because the measured area is not contained between magnets. Moreover, it is also possible to move the system, and miniaturization of the system provides a lot of advantage. However, a problem with those NMR systems is that, as the entire system becomes compact, the signal detecting area also becomes narrower. With such situation as background, we are studying a unilateral NMR system capable of detecting signals in wide areas for the purpose of achieving miniaturization of the system.

In this paper, we analyzed behaviors of macroscopic magnetization vector in inhomogeneous magnetic fields by means of computer simulation. This analysis is useful in designing a unilateral NMR system, because it can be applied to NMR system of any desired shape.

1. 緒 言

近年, 空間的に均一な磁場の領域で測定を行う一般的な NMR^{1,2)} システムに対し, Unilateral NMR システムの研究が行われている^{3~8)}. Unilateral NMR システムは, 測定領域が磁石に挟まれていないため, システムに対して大きな対象を測定することが可能である. また, 小型の永久磁石を用いているため, 材料コストやランニングコストが低い. さらに, システムを移動することも可能であり, システムの小型化は多くの利点を有する. しかしながら, Unilateral NMR システムは, 一般的な NMR システムに比べて, 静磁場と高周波磁場が極めて不均一であることが問題点として挙げられる. したがって, Unilateral NMR システムの設計を行うためには, その特性を理解し, 合理的で信頼性のあ

るシステムの設計方法が必要とされており, 不均一な磁場における核磁気共鳴の計算方法が必要不可欠となる. 従来, 不均一な磁場における核磁気共鳴の計算方法の一つとして, 測定領域をボクセルに分割し, 領域ごとに核磁化の運動を計算する方法が提案されている⁹⁾. 本論文では, 測定領域ごとに高周波磁場を静磁場と合致する成分及び静磁場と直交する成分に分解することが可能であることに着目して, 不均一な磁場における核磁化の運動について定量的に解析する方法を提案し, その有効性を検討した.

2. 方 法

永久磁石により生じる磁場 $B_0(\mathbf{r})$ と RF により生じる高周波磁場 $B_1(\mathbf{r}, t)$ の空間分布を三次元電磁界解析ソフトウェア (MagNet Ver.6) により算出して, 核磁化 $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ の運動を計算機シミュレーションで解析する.

2.1 磁場の空間分布

図 1 に Unilateral NMR システムの概略図を示す. システムは永久磁石及び継鉄を用いた磁気回路と表面コイルで構成する. ここで, 座標系 $O-lwh$ を定義する. NMR 信号を測定する領域は $h > 0$ となり, 磁石に挟まれていないため, システムに対して大きな対象を測定することが可能となる.

図 2 に永久磁石の特性を示す. 永久磁石方式 MRI 用

Analysis of the Behavior of Macroscopic Magnetization Vector in Unilateral NMR System. By Kazuaki Ohtsuka (College of Industrial Technology, Nihon University), Kazuhiro Homma (National Institute of Advanced Industrial Science and Technology), Ken Yamazaki (College of Industrial Technology, Nihon University) and Muneaki Mizote (Faculty of Health Science, Teikyo Heisei University).

* 日本大学生産工学部

** 産業技術総合研究所

*** 帝京平成大学健康メディカル学部

† 2005 年 2 月 10 日受付 2005 年 7 月 6 日再受付

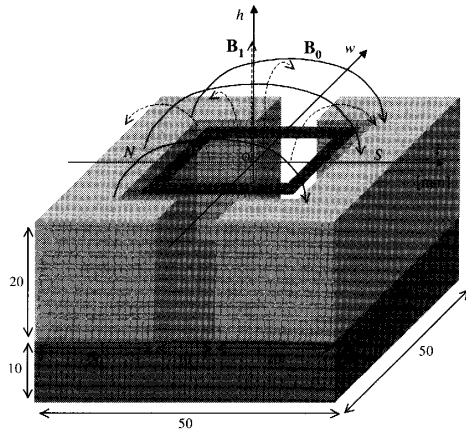


図1 Schematic diagram of the unilateral NMR system

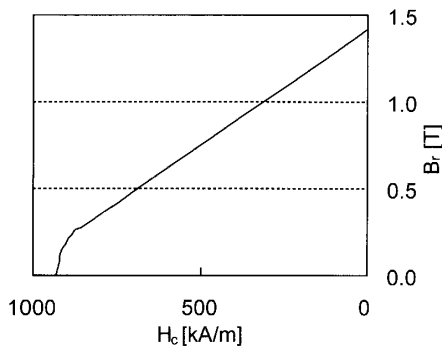


図2 Characteristic of the permanent magnet

磁気回路^{10, 11)}では, Nd-Fe-B 磁石^{12, 13)}が一般的に使用されている. したがって, 解析では, 永久磁石の残留磁束密度 B_r は 1.42 [T], 保磁力 H_c は 930 [kA/m] とし, Nd-Fe-B 磁石の特性を入力した. また, 磁化方向は, $l < 0$ に配置した磁石を $+h$ 方向, $l > 0$ に配置した磁石を $-h$ 方向とした.

図3に継鉄の特性を示す. 継鉄は純鉄として, 非線形の特性を入力した. 表面コイルの形状は正方形とし, コイルの素材は銅で, 導電率を 5.77×10^7 [S/m] とした.

図4に静磁場 $B_0(\mathbf{r})$ と高周波磁場 $B_1(\mathbf{r}, t)$ のベクトル分布を示す. $B_0(\mathbf{r})$ は実線, $B_1(\mathbf{r}, t)$ は点線で表示している. 図4では, $h = 5$ における代表的な9点のベクトル分布を表示している. ただし, $B_1(\mathbf{r}, t)$ は $B_0(\mathbf{r})$ と比較して非常に小さいため, 大きさを調整して表示している. このように, Unilateral NMR システムは, 磁石とコイルの形状からシステムの小型化が可能となるが, $B_0(\mathbf{r})$ と $B_1(\mathbf{r}, t)$ の分布は空間的に不均一となる. したがって, 不均一な磁場における核磁気共鳴の検討が必要不可欠となる.

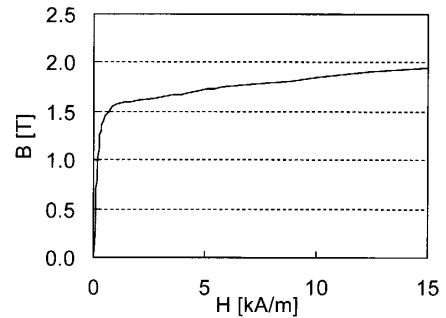
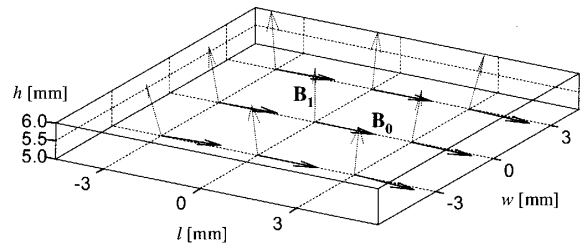


図3 Characteristic of the yoke

図4 Vector distribution of static magnetic field $B_0(\mathbf{r})$ and RF magnetic field $B_1(\mathbf{r}, t)$

2.2 不均一な磁場における核磁化の運動

一般的な NMR システムにおける核磁気共鳴現象の計算は, 磁場が均一であるため, $B_0(\mathbf{r})$ の方向が全て一方向で, $B_0(\mathbf{r})$ の方向に対して直交する方向に $B_1(\mathbf{r}, t)$ が発生するという理想的な条件で行う^{14, 15)}. しかしながら, Unilateral NMR システムに一般的な計算方法を適用すると, 磁場の不均一性から, 計算結果に誤差が生じる. したがって, $B_0(\mathbf{r})$ と $B_1(\mathbf{r}, t)$ が直交しない不均一な磁場における核磁化の運動について, 定量的に解析する方法が必要となる.

ここで, 勾配磁場が大きい系における拡散の寄与について検討する. 一般的に CPMG 法を含むスピンエコー法でエコーを計測する場合には, 核磁化の拡散がその信号強度を減少させる. スピンエコー法で印加される 180° パルスは不均一磁場の影響を取り除くことが出来るが, それは核磁化が拡散しない状態でのみ有効となる. 核磁化が拡散しない場合, 90° パルスを印加後, 不均一磁場(時間的に変動しない)によって乱された位相が 180° パルスにより再収束されてスピンエコーが発生する. これに対して核磁化が拡散している場合, 核磁化が不均一磁場中を移動しているため, 180° パルスによる位相再収束が不完全になりスピンエコーを減少させる. 特にこの信号の減少は, 核磁化の拡散, 不均一磁場の強度が上昇すれば上昇するほど大きくなる¹⁶⁾.

MRIの場合、逆フーリエ変換による画像再構成が必要のため、傾斜磁場(意図的に不均一磁場を発生させる)によるエンコーディングを行わなければならない。このことからMRIで得られる画像には拡散の効果が含まれている。しかしながら、実際には傾斜磁場の印加時間が短く、印加強度が大きくないため、拡散の効果は無視できる量である。Unilateral NMRシステムの場合、常に磁場が不均一であるため、核磁化の拡散効果が大きく影響を及ぼすと考えられるが、分子拡散による信号の減衰は、一つのエコーから次のエコーの間で起こるため、エコー間隔を短くすることにより、この効果を小さくすることが可能である¹⁷⁾。今回、我々は不均一磁場における核磁化の基礎的な運動解析に主眼を置いたため、核磁化の拡散が無い理想的な条件でシミュレーションを行った。

図5に解析方法を示す。解析では3組の座標系を空間位置ごとに定義する。まず、システムが存在する座標系 $O-lwh$ を定義し、基本ベクトルを $\mathbf{u}_l, \mathbf{u}_w, \mathbf{u}_h$ とする。

次に $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ の方向を $+z$ 方向として、 $\mathbf{B}_1(\mathbf{r}, t)$ を $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ と合致する成分 $\mathbf{B}_{1z}(\mathbf{r}, t)$ 及び $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ と直交する成分 $\mathbf{B}_{1x}(\mathbf{r}, t)$ に分解し、 $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ と直交する方向を $+x$ 方向とする座標系 $O(\mathbf{r})-xyz(\mathbf{r})$ を定義する。ここで、座標系 $O(\mathbf{r})-xyz(\mathbf{r})$ における基本ベクトルを $\mathbf{i}(\mathbf{r}), \mathbf{j}(\mathbf{r}), \mathbf{k}(\mathbf{r})$ とする。

座標系 $O(\mathbf{r})-xyz(\mathbf{r})$ における基本ベクトル $\mathbf{k}(\mathbf{r})$ は次式となる。

$$\mathbf{k}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{B}_0(\mathbf{r})}{|\mathbf{B}_0(\mathbf{r})|} \quad (1)$$

次に $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ と $\mathbf{B}_1(\mathbf{r}, t)$ のなす角を $\theta(\mathbf{r})$ とすると、 $\mathbf{B}_{1x}(\mathbf{r}, t)$ は次式で示される。

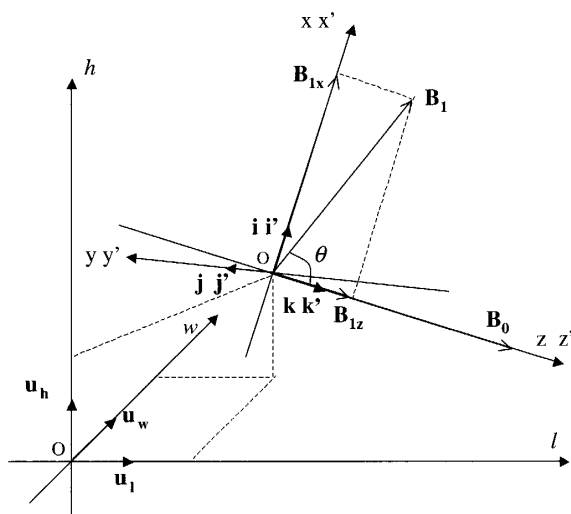


図5 Analytical method

$$\mathbf{B}_{1x}(\mathbf{r}, t) = |\mathbf{B}_1(\mathbf{r}, t)| \cos(\theta(\mathbf{r})) \mathbf{k}(\mathbf{r}) \quad (2)$$

ここで、 $\mathbf{B}_{1x}(\mathbf{r}, t)$ は、 $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ に対して非常に小さいため、空間位置ごとの共鳴周波数の計算では、 $\mathbf{B}_{1x}(\mathbf{r}, t)$ を無視した。

また $\mathbf{B}_{1x}(\mathbf{r}, t)$ は $\mathbf{B}_1(\mathbf{r}, t)$ と $\mathbf{B}_{1z}(\mathbf{r}, t)$ との差で示される。

$$\mathbf{B}_{1x}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_1(\mathbf{r}, t) - \mathbf{B}_{1z}(\mathbf{r}, t) \quad (3)$$

したがって、高周波磁場を照射した時のフリップ角 $\alpha(\mathbf{r})$ は、 $\mathbf{B}_{1x}(\mathbf{r}, t)$ の大きさに比例するとして計算する。

さらに、基本ベクトル $\mathbf{i}(\mathbf{r})$ は次式となる。

$$\mathbf{i}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{B}_{1x}(\mathbf{r}, t)}{|\mathbf{B}_{1x}(\mathbf{r}, t)|} \quad (4)$$

基本ベクトル $\mathbf{j}(\mathbf{r})$ はベクトル積の関係から次式で示される。

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mathbf{k}(\mathbf{r}) \times \mathbf{i}(\mathbf{r}) \quad (5)$$

また、座標系 $O(\mathbf{r})-xyz(\mathbf{r})$ の z 軸を回転軸とする座標系 $O(\mathbf{r})-x'y'z'(\mathbf{r})$ を定義する。座標系 $O(\mathbf{r})-x'y'z'(\mathbf{r})$ の基本ベクトルは $\mathbf{i}'(\mathbf{r}), \mathbf{j}'(\mathbf{r}), \mathbf{k}'(\mathbf{r})$ とする。

上記に示した座標系の関係式を用いて、不均一な磁場における核磁化の運動を算出する。

3. 結果および検討

$\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ と $\mathbf{B}_1(\mathbf{r}, t)$ の空間分布に基づき、高周波磁場を照射した時の座標系 $O(\mathbf{r})-x'y'z'(\mathbf{r})$ におけるフリップ角及び座標系 $O-lwh$ から観測される核磁化の緩和現象¹⁸⁾を算出する。さらにCPMGシーケンス¹⁹⁾における核磁化の運動から、RFコイルで検出されるNMR信号を算出する。

3.1 高周波磁場を照射した直後の核磁化

座標系 $O(\mathbf{r})-x'y'z'(\mathbf{r})$ におけるフリップ角 $\alpha(\mathbf{r})$ は空間位置ごとに異なり、次式で示される。

$$\alpha(\mathbf{r}) = \gamma |\mathbf{B}_{1x}(\mathbf{r}, t)| t_p \quad (6)$$

ここで、 γ は核磁気回転比で核種に固有の定数(^1H では $2.67513 \times 10^8 [\text{rad/s} \cdot \text{Tesla}]$)であり、 t_p は高周波磁場の印加時間である。フリップ角は座標系 $O(\mathbf{r})-x'y'z'(\mathbf{r})$ で算出されているため、座標系の関係式から、座標系 $O-lwh$ に変換して、高周波磁場を照射した直後の核磁化を算出する。

高周波磁場を $+x'$ 方向に照射した場合、核磁化の運動は次式で示される。

$$\begin{bmatrix} M_x(\mathbf{r}, 0+) \\ M_y(\mathbf{r}, 0+) \\ M_z(\mathbf{r}, 0+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\alpha(\mathbf{r})) & \sin(\alpha(\mathbf{r})) \\ 0 & -\sin(\alpha(\mathbf{r})) & \cos(\alpha(\mathbf{r})) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} M_x(\mathbf{r}, 0-) \\ M_y(\mathbf{r}, 0-) \\ M_z(\mathbf{r}, 0-) \end{bmatrix} \quad (7)$$

ここで、高周波磁場を照射する直前の時刻を $t = 0-$ 、照射した直後の時刻を $t = 0+$ と定義した。静磁場の存在下では核磁化の方向は静磁場の方向に合致する。したがって高周波磁場を照射する直前の核磁化の状態は $M_x(\mathbf{r}, 0-) = 0, M_y(\mathbf{r}, 0-) = 0, M_z(\mathbf{r}, 0-) = M_0(\mathbf{r})$ となる。

図6に高周波磁場を照射した直後の核磁化 $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ を示す。核磁化の空間位置は図4と対応している。ここで、高周波磁場を照射する直前の核磁化を $\mathbf{M}_0$ 、高周波磁場を照射した直後の核磁化を $\mathbf{M}_{0+}$ として表示している。高周波磁場において、印加時間と周波数の幅は、反比例の関係が成立することを前提に計算を行った^{20, 21)}。すなわち、印加時間を短くすることにより、周波数の幅が広くなり、逆に、印加時間を長くすることにより、周波数の幅は狭くなる。図6で照射した高周波磁場は、中心周波数を 14.2 [MHz]、周波数の幅を 312.5 [kHz]、印加時間を 3.2 [μ s] とした。高周波磁場を照射した直後の核磁化は、 $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ の方向の違い、及び、 $\mathbf{B}_{1x}(\mathbf{r}, t)$ の強度の違いにより、空間位置ごとに異なる方向を持つと考えられる。したがって、自由歳差運動(free induction decay: FID)²²⁾の初期値に影響を及ぼすと考えられる。ここで、FIDとは、90°パルスの印加などにより横磁化が発生した際、横磁化は自由歳差運動をしながら横緩和時間 T_2 あるいは実効横緩和時間の時定数 T_2^* をもって減衰するが、これに応じてファラデーの誘導起電力として観測される NMR 信号(自由誘導信号)である。

3.2 緩和現象

ブロッホの方程式より核磁化の緩和現象を算出する。まず、核磁化の緩和現象は座標系 $O(\mathbf{r})-xyz(\mathbf{r})$ で算出する。高周波磁場を $+x'$ 方向に照射した直後における

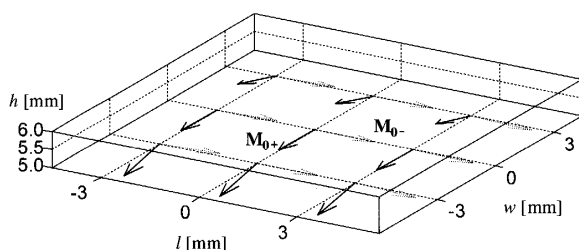


図6 Macroscopic magnetization vector $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ immediately after irradiation of RF magnetic field $\mathbf{B}_1(\mathbf{r}, t)$

核磁化の状態は $M_x(\mathbf{r}, 0+) = 0, M_y(\mathbf{r}, 0+) = M_0(\mathbf{r}) \sin(\alpha(\mathbf{r})), M_z(\mathbf{r}, 0+) = M_0(\mathbf{r}) \cos(\alpha(\mathbf{r}))$ である。したがって、核磁化の緩和現象は次式で示される。

$$M_x(\mathbf{r}, t) = M_0(\mathbf{r}) \sin(\alpha(\mathbf{r})) \sin(\gamma B_0(\mathbf{r}) t) \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \quad (8)$$

$$M_y(\mathbf{r}, t) = M_0(\mathbf{r}) \sin(\alpha(\mathbf{r})) \cos(\gamma B_0(\mathbf{r}) t) \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \quad (9)$$

$$M_z(\mathbf{r}, t) = M_0(\mathbf{r}) \cos(\alpha(\mathbf{r})) \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) + M_0(\mathbf{r}) \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)\right] \quad (10)$$

ここで、 $M_0(\mathbf{r})$ は熱平衡状態における核磁化の大きさ、 T_1 は縦緩和時間、 T_2 は横緩和時間、 t は時刻である。核磁化の緩和現象は座標系 $O(\mathbf{r})-xyz(\mathbf{r})$ で算出しているため、座標系 $O-lwh$ に変換する。

図7に座標系 $O-lwh$ から観測した核磁化 $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ の緩和現象を示す。核磁化の空間位置は図6に対応している。 $M_0(\mathbf{r})$ は 1、 T_1 は 560 [ms]、 T_2 は 34 [ms] とし、算出した。高周波磁場を切った時刻を 0 [s] として 0 [s] から 3000 [ms] まで変化させて緩和現象を算出した。

横磁化は T_2 で減衰し、縦磁化は T_1 で回復していく。時間が十分に経過すると、核磁化は熱平衡状態となり、その方向は $\mathbf{B}_0(\mathbf{r})$ の方向と合致する。

提案した解析方法を Unilateral NMR システムに適用した結果、核磁化の運動を定量的に解析できることを確認した。

3.3 CPMG 法

CPMG 法は 90°パルスから、位相を 90°ずらした 180°パルスを一定の間隔で繰り返し照射して、スピネコー²³⁾の列を発生させる方法である。CPMG シーケンスは、 T_2 を計測するために用いられる。 T_2 計測の応用例として、多孔質媒質を満たす含水素流体の T_2 値から、多孔質媒質における空隙のサイズが推定される²⁴⁾。

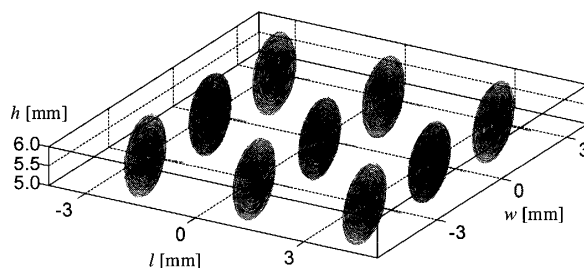


図7 Relaxation phenomena of macroscopic magnetization vector $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ observed from the coordinate system $O-lwh$

Unilateral NMR システムは、不均一な磁場を生成するため、空間位置ごとにフリップ角 $\alpha(\mathbf{r})$ が異なる。したがって、Unilateral NMR システムに CPMG シーケンスを適用した場合、 $\alpha(\mathbf{r})$ パルスを照射し、その後に $2\alpha(\mathbf{r})$ パルスを繰り返し照射することになる。ここで表面コイルは l - w 平面に配置しているため、核磁化の h 成分を観測する。したがって $+x'$ 方向で位相が揃うように高周波磁場を照射する。すなわち、 $\alpha(\mathbf{r})$ パルスは $-y'$ 方向に照射し、 $2\alpha(\mathbf{r})$ パルスは $+x'$ 方向に繰り返し照射する。

$\alpha(\mathbf{r})$ パルスを $-y'$ 方向に照射した場合、核磁化の運動は次式で示される。

$$\begin{bmatrix} M_{x'}(\mathbf{r}, 0+) \\ M_{y'}(\mathbf{r}, 0+) \\ M_{z'}(\mathbf{r}, 0+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\alpha(\mathbf{r})) & 0 & \sin(\alpha(\mathbf{r})) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\alpha(\mathbf{r})) & 0 & \cos(\alpha(\mathbf{r})) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} M_{x'}(\mathbf{r}, 0-) \\ M_{y'}(\mathbf{r}, 0-) \\ M_{z'}(\mathbf{r}, 0-) \end{bmatrix} \quad (11)$$

$\alpha(\mathbf{r})$ パルスを $-y'$ 方向に照射した直後における核磁化の状態は $M_{x'}(\mathbf{r}, 0+) = M_0(\mathbf{r}) \sin(\alpha(\mathbf{r}))$, $M_{y'}(\mathbf{r}, 0+) = 0$, $M_{z'}(\mathbf{r}, 0+) = M_0(\mathbf{r}) \cos(\alpha(\mathbf{r}))$ である。したがって、核磁化の緩和現象は次式で示される。

$$M_{x'}(\mathbf{r}, t) = M_0(\mathbf{r}) \sin(\alpha(\mathbf{r})) \cos(\gamma B_0(\mathbf{r}) t) \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \quad (12)$$

$$M_{y'}(\mathbf{r}, t) = -M_0(\mathbf{r}) \sin(\alpha(\mathbf{r})) \sin(\gamma B_0(\mathbf{r}) t) \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \quad (13)$$

$$M_{z'}(\mathbf{r}, t) = M_0(\mathbf{r}) \cos(\alpha(\mathbf{r})) \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) + M_0(\mathbf{r}) \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)\right] \quad (14)$$

$\alpha(\mathbf{r})$ パルスと $2\alpha(\mathbf{r})$ パルスの間隔を τ とし、 $2\alpha(\mathbf{r})$ パルスをエコー間隔 2τ で繰り返し照射する。 $2\alpha(\mathbf{r})$ パルスを $+x'$ 方向に繰り返し照射した場合、核磁化の運動は次式で示される。

$$\begin{bmatrix} M_{x'}(\mathbf{r}, (2n-1)\tau+) \\ M_{y'}(\mathbf{r}, (2n-1)\tau+) \\ M_{z'}(\mathbf{r}, (2n-1)\tau+) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\alpha(\mathbf{r})) & \sin(2\alpha(\mathbf{r})) \\ 0 & -\sin(2\alpha(\mathbf{r})) & \cos(2\alpha(\mathbf{r})) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} M_{x'}(\mathbf{r}, (2n-1)\tau-) \\ M_{y'}(\mathbf{r}, (2n-1)\tau-) \\ M_{z'}(\mathbf{r}, (2n-1)\tau-) \end{bmatrix} \quad (15)$$

ここで n は $2\alpha(\mathbf{r})$ パルスを照射した回数 ($n=1, 2, 3, \dots$) である。

$2\alpha(\mathbf{r})$ パルスを $+x'$ 方向に照射した直後における核磁化の状態を $M_{x'}(\mathbf{r}, (2n-1)\tau+)$, $M_{y'}(\mathbf{r}, (2n-1)\tau+)$, $M_{z'}(\mathbf{r}, (2n-1)\tau+)$ とすると、核磁化の緩和現象は次式で示される。

$$M_{x'}(\mathbf{r}, t) = \begin{bmatrix} M_{x'}(\mathbf{r}, (2n-1)\tau+) \cos(\gamma B_0(\mathbf{r}) t) \\ + M_{y'}(\mathbf{r}, (2n-1)\tau+) \sin(\gamma B_0(\mathbf{r}) t) \end{bmatrix} \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \quad (16)$$

$$M_{y'}(\mathbf{r}, t) = \begin{bmatrix} M_{y'}(\mathbf{r}, (2n-1)\tau+) \cos(\gamma B_0(\mathbf{r}) t) \\ + M_{x'}(\mathbf{r}, (2n-1)\tau+) \sin(\gamma B_0(\mathbf{r}) t) \end{bmatrix} \exp\left(-\frac{t}{T_2}\right) \quad (17)$$

$$M_{z'}(\mathbf{r}, t) = M_{z'}(\mathbf{r}, (2n-1)\tau+) \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right) + M_0(\mathbf{r}) \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T_1}\right)\right] \quad (18)$$

式(15)及び式(16), 式(17), 式(18)を繰り返し計算することにより、時刻 $t = 2\tau n$ ($n=1, 2, 3, \dots$) で、 $+x'$ 方向に核磁化の位相が揃う。しかしながら、スピンエコーにおいても核磁化の位相は完全に集束されない。CPMG法は 180° パルスの不均一性の影響を解消できるため、偶数番目のエコーの信号強度に着目して、 T_2 を計測する。

図8に CPMG 法によって観測される核磁化 $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ の h 成分 M_h ($2\tau = 5$ [ms], $t_p = 3.2$ [μ s]) を示す。高周波磁場の中心周波数は 14.2 [MHz], 周波数の幅は 312.5 [kHz], $\alpha(\mathbf{r})$ パルスの印加時間 t_p は 3.2 [μ s] とし、 $2\alpha(\mathbf{r})$ パルスは $\alpha(\mathbf{r})$ パルスの2倍の強度であるとした。また、 $M_0(\mathbf{r})$ の大きさは 1 , T_1 は 560 [ms], T_2 は 34 [ms] とし、エコー間隔は $2\tau = 5$ [ms] とした。サンプルは、1辺が 10 [mm] の立方体とし、均一であるとした。したがって、図1の座標系において、サンプルは l 軸方向が $-5 \leq l \leq +5$, w 軸方向が $-5 \leq w \leq +5$, h 軸方向が $0 \leq h \leq +10$ の空間位置に存在することになる。磁場の空間分布は、 1 [mm] 間隔で測定しており、核磁化は 1331 点の空間位置に存在するとした。さら

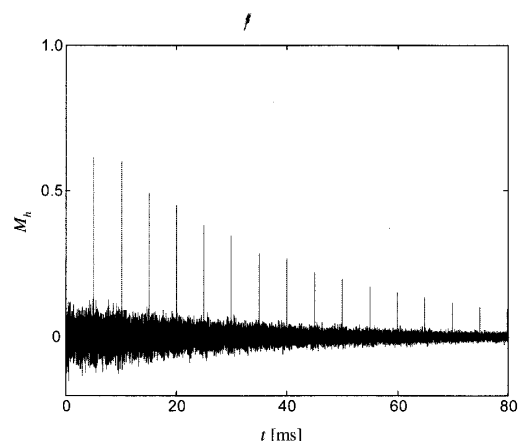


図8 Component M_h of macroscopic magnetization vector $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ in CPMG sequence ($2\tau = 5$ [ms], $t_p = 3.2$ [μ s])

に、高周波磁場の条件から、共鳴する核磁化を抽出し、644点の空間位置について計算した。 M_h は644点の平均として算出した。

$\alpha(\mathbf{r})$ パルスを照射した後、FIDが生じる。核磁化の受けている磁場の違いにより、空間位置ごとに共鳴周波数が異なるため、横磁化が減衰する。この時の時定数は T_2^* となる。Unilateral NMRシステムが生成する磁場は極めて不均一となるため、 T_2^* は非常に短くなると考えられる。

また、偶数番目のエコー信号強度は、奇数番目のエコーと比較して、 $2\alpha(\mathbf{r})$ パルスの不均一性の影響を受けないことが確認できる。これは、CPMG法では、最初の 90° パルスを $+x'$ 軸方向に、その後の一連の 180° パルスを $+y'$ 軸方向にかけることにより、全て正の信号を得る。ここで、 180° パルスが不完全な場合、最初と奇数番目のパルスによるエコーは少し小さくなるが、偶数番目のエコーがその高さを修正するため、誤差は蓄積しない。したがって、CPMG法は、磁場の不均一性の影響を受けにくく²⁵⁾、これらのエコー信号から、 T_2 による核磁化の緩和を求めることができる。しかしながら、正確な T_2 を計測するためには、 $\alpha(\mathbf{r})$ パルスの角度を 90° に近い値となるように高周波磁場の強度や印加時間を設定することが必要となる。

図9にCPMG法によって観測される核磁化 $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ の h 成分 $M_h(2\tau=2\text{ [ms]}, t_p=3.2\text{ [\mu s]})$ を示す。計算の条件は、図8と等しい。エコー間隔 2τ を短くすることで、拡散の影響が小さい T_2 を計測することが可能となる。

3.4 NMR信号

NMR信号は、核磁化の周りに発生する磁束 Φ が時間的に変化することによってコイルに生じる誘導起電

力であり、核磁化がコイルを通過する磁束は次式で示される。

$$\Phi(t) = \int_{\text{sample}} \mathbf{B}_r(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \quad (19)$$

ここで、 $\mathbf{B}_r(\mathbf{r})$ は、コイルに1[A]流した時に生じる磁場の空間分布であり、次式で示される。

$$\mathbf{B}_r(\mathbf{r}) = B_{r,l}(\mathbf{r}) \mathbf{u}_l + B_{r,w}(\mathbf{r}) \mathbf{u}_w + B_{r,h}(\mathbf{r}) \mathbf{u}_h \quad (20)$$

したがって、コイルに誘導される起電力は、次式で示される。

$$\begin{aligned} V(t) &= -\frac{\partial \Phi(t)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{sample}} \mathbf{B}_r(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} \\ &= -\frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{sample}} \left[B_{r,l}(\mathbf{r}) M_l(\mathbf{r}, t) + B_{r,w}(\mathbf{r}) M_w(\mathbf{r}, t) \right. \\ &\quad \left. + B_{r,h}(\mathbf{r}) M_h(\mathbf{r}, t) \right] d\mathbf{r} \end{aligned} \quad (21)$$

ここで算出される値はNMR信号と等しい。Unilateral NMRシステムでは、表面コイルが l - w 平面に配置しているため、 h 成分を観測することになる。

図10にCPMG法によって観測されるNMR信号 $S(t)$ の h 成分 $S_h(2\tau=2\text{ [ms]}, t_p=3.2\text{ [\mu s]})$ を示す。図9で示した核磁化に、コイルの感度分布を考慮した。ここで、コイルの感度分布は、コイルに1[A]流した時に生じる磁場の空間分布に等しい¹⁵⁾。計算の条件は、図9と等しく、印加時間を $t_p=3.2\text{ [\mu s]}$ とすると、空間位置 $(l, w, h)=(0, 0, 5)$ における核磁化のフリップ角が 90° となる。図10よりNMR信号を検出することができ、 T_2 を計測することが可能であることが示された。

本論文では、図1に示すシステムに本解析方法を適用して、不均一な磁場における核磁化の運動を定量的に解析した。また、CPMG法を用いることで T_2 の計測

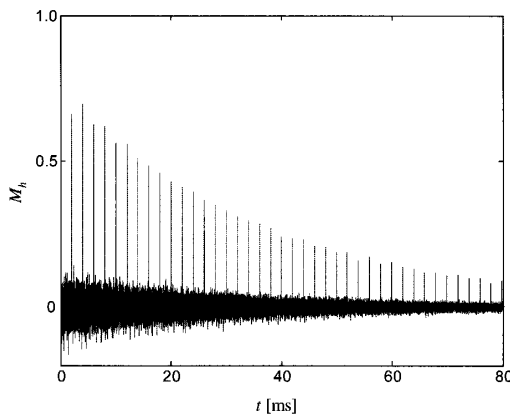


図9 Component M_h of macroscopic magnetization vector $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ in CPMG sequence ($2\tau=2\text{ [ms]}$, $t_p=3.2\text{ [\mu s]}$)

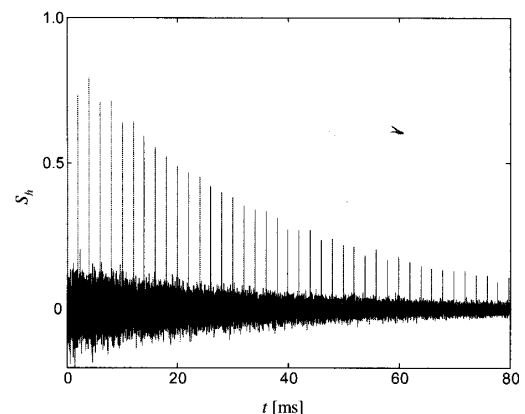


図10 Component S_h of NMR signal $S(t)$ in CPMG sequence ($2\tau=2\text{ [ms]}$, $t_p=3.2\text{ [\mu s]}$)

が可能であることを明らかにした。

さらに、円柱型磁石とダブルDコイルで構成したシステムについても、本方法を適用して核磁化の運動を解析した^{26, 27)}。その結果、円柱型NMRシステムは、図1に示すシステムと比較して、小型化が可能であること、磁場の分布を利用して選択的に核磁化を励起することが可能であること等の利点があることを示した。しかしながら、NMR信号が微弱になるという欠点があることも明らかとなった。

4. 結論

静磁場と高周波磁場が直交しない不均一な磁場における核磁化の運動について定量的に解析する方法を提案し、その有効性を検討した。その結果、核磁化の運動を定量的に解析することが可能であることを明らかにした。また、CPMG法を用いることにより、 T_2 の計測が可能であることを示した。本解析方法は任意形状のシステムに適用することが可能であるため、Unilateral NMRシステムを設計する際に有用である。今後は、拡散の影響を考慮した不均一磁場における核磁化の運動に関するシミュレーションを行う予定である。

謝辞

本研究を進めるにあたり、放射線技師として、有益な御助言を頂いた独立行政法人産業技術総合研究所人間福祉医工学研究部門医用計測グループ沼野智一氏に深く感謝致します。

参考文献

- 1) E. M. Purcell, H.C. Torrey, and R.V. Pound: Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid, *Phys. Rev.*, **69**, 37/38 (1946)
- 2) F. Bloch, W. W. Hansen, and M. Packard: Nuclear Induction, *Phys. Rev.*, **69**, 127 (1946)
- 3) G. Eidmann, R. Savelsberg, P. Blumler, and B. Blumich: The NMR MOUSE, A Mobile Universal Surface Explorer, *J. Magn. Reson.*, **122**, 104/109 (1996)
- 4) Pablo J. Prado, Bernhard Blumich, and Udo Schmitz: One-Dimensional Imaging with a Palm-Size Probe, *J. Magn. Reson.*, **144**, 200/206 (2000)
- 5) Pablo J. Prado: Single-Sided Imaging Sensor, *Magn. Reson. Imaging*, **21**, 397/400 (2003)
- 6) B. Blumich et al.: Simple NMR-MOUSE with a Bar Magnet, *Magn. Reson. Imaging*, **21**, 397/400 (2003)
- 7) F. Casanova, and B. Blumich: Two-Dimensional Imaging with a Single-Sided NMR Probe, *J. Magn. Reson.*, **163**, 38/45 (2003)
- 8) J. Perlo, F. Casanova, and B. Blumich: 3D Imaging with a Single-Sided Sensor: an Open Tomograph, *J. Magn. Reson.*, **166**, 228/235 (2004)
- 9) F. Balibanu, Kidist Hailu, R. Eymael, D. E. Demco, and B. Blumich: Nuclear Magnetic Resonance in Inhomogeneous Magnetic Fields, *J. Magn. Reson.*, **145**, 246/258 (2000)
- 10) 宮本毅信: 永久磁石方式MRI用磁気回路の開発, 日本応用磁気学会誌, **13-2**, (1989)
- 11) 太田公春: MRI用磁気回路と永久磁石材料, 日本応用磁気学会誌, **22-1**, (1998)
- 12) 佐川真人: 希土類磁石と新しい応用, 日本応用磁気学会誌, **11-4**, (1987)
- 13) 宮本毅信, 他: Nd-Fe-B磁石のMRIへの応用, 日本応用磁気学会誌, **13-4**, (1989)
- 14) Zhi-Pei Liang, Paul C. Lauterbur, and Zhi-Pei Lang: Principle of Magnetic Resonance Imaging - Signal Processing Perspective, John Wiley & Sons Inc (2000)
- 15) E. Mark Haacke, Robert W. Brown, Michel R. Thompson, and Ramesh Venkatesan: Magnetic Resonance Imaging - Physical Principle and Sequence Design, John Wiley (1999)
- 16) E. O. Stejskal, and J. E. Tanner: Spin Diffusion Measurements: Spin Echoes in the Presence of a Time-Dependent Field Gradient, *J. Chem. Phys.*, **42**, 288/292 (1965)
- 17) 巨瀬勝美: NMRイメージング, 33, 共立出版 (1999)
- 18) F. Bloch: Generalized Theory of Relaxation, *Phys. Rev.*, **105**, 1206/1222 (1946)
- 19) S. Meiboom, and D. Gill: Modify Spin-Echo Method for Measuring Nuclear Relaxation Times, *Rev. Sci. Instrum.*, **73**, 688/691 (1958)
- 20) M. Todica, R. Frechete, and B. Blumich: Selective NMR Excitation in Strongly Inhomogeneous Magnetic Fields, *J. Magn. Reson.*, **164**, 220/227 (2003)
- 21) 荒木力: MRI「再」入門 - 臨床からみた基本原理 -, 92, 南江堂 (1999)
- 22) F. Bloch: Nuclear Induction, *Phys. Rev.*, **70**, 460/485 (1946)
- 23) EL. Hahn: Spin Echoes, *Phys. Rev.*, **80**, 580/594 (1950)
- 24) 中島善人: 多孔質媒質の空隙サイズのプロトン横緩和時間への影響: NMR検層のための基礎実験, 物理探査, **55**, 31/44 (2004)
- 25) 杉村和朗: 標準MRI - 画像・図から学ぶ基礎と臨床応用 -, 141, オーム社 (2004)
- 26) 大塚和明, 本間一弘, 山崎憲: マイクロMRI装置における核スピンの挙動, 第23回日本シミュレーション学会発表論文集, 6-2, 211/214 (2004)
- 27) K. Ohtsuka, K. Homma, N. Naotaka, and K. Yamazaki: A Basic Study Regarding Realization of Unilateral Nuclear Magnetic Resonance System, *APCMBE*, PA-2-70, (2005)