

【公報種別】特許法第 17 条の 2 の規定による補正の掲載

【部門区分】第 1 部門第 2 区分

【発行日】平成28年5月12日(2016.5.12)

【公表番号】特表2014-508591(P2014-508591A)

【公表日】平成26年4月10日(2014.4.10)

【年通号数】公開・登録公報2014-018

【出願番号】特願2013-553915(P2013-553915)

【国際特許分類】

A 6 1 B 5/055 (2006.01)

G 0 1 R 33/48 (2006.01)

【F I】

A 6 1 B 5/05 3 1 1

A 6 1 B 5/05 3 5 0

G 0 1 N 24/08 5 2 0 Y

A 6 1 B 5/05 3 5 5

【誤訳訂正書】

【提出日】平成28年3月11日(2016.3.11)

【誤訳訂正 1】

【訂正対象書類名】特許請求の範囲

【訂正対象項目名】全文

【訂正方法】変更

【訂正の内容】

【特許請求の範囲】

【請求項 1】

検査がされる対象物の選択励起のための、高振動数のパルスを生成する過程及び磁気勾配 (G_x, G_y, G_z) を生成する過程を含む、磁気共鳴法であって、次のステップを含む、磁気共鳴法。

・次の式で表されるトランスバーサル磁化

【数 1】

$$m(\vec{r}, T)$$

を用意するステップ。

【数 2】

$$m(\vec{r}, T) = i\gamma m_0 \exp[-T/T_2] \exp[-iT\omega_s] \int_0^T \exp[t/T_2] \exp[it\omega_s] b_1(t) \exp[i\vec{k}(t) \cdot \vec{r}] dt$$

ここで、 i は虚数単位を表し、 γ は磁気回転比を表し、 m_0 は平衡磁化を表し、 t は時間を表し、

【数 3】

$$\vec{r}$$

は位置ベクトルを表し、 T はパルスの継続時間を表し、 T_2 はトランスバーサル緩和時間を表し、 ω_s は共鳴振動数の変化を表し、 $b_1(t)$ は高振動数のパルスを表し、

【数 4】

$$\vec{k}(t)$$

は磁場勾配によって与えられる k - 空間軌道のベクトルを表す。

・次の信号の式 $s(t)$ によって前記高振動数のパルスを決めるステップ。

【数 5】

$$s(t) = \int_V m(\vec{r}, T) \exp[t/T_2] \exp[it\omega_s] \exp[-ik(T-t) \cdot \vec{r}] d^3r$$

ここで、Vは検査されるボリュームを表し、因子を除いて、前記高振動数のパルスは次の式により得られる。

【数 6】

$$b_1(t) = \frac{J(t)}{i\gamma m_0} s(T-t)$$

ここで、J (t) は、t の数値範囲上への k (t) の全単射の前提の下、時間のパラメタリゼーションと k-空間のパラメタリゼーションとの間の座標変換の依存をもたらすヤコビ行列式である。

- ・前記高振動数のパルスを用いて、検査される前記ボリュームを励起するステップ。
- ・検査される前記ボリュームの中で前記高振動数のパルスにより生成された測定信号を検出するステップ。
- ・測定信号を評価するステップ。

【請求項 2】

請求項 1 に記載の磁気共鳴法であって、
異なる空間伝送特性を有する N 個のコイルが励磁に用いられることを特徴とする磁気共鳴法。

【請求項 3】

請求項 2 に記載の磁気共鳴法であって、
次の式を考慮に入れて高振動数のパルス

【数 7】

$$b_1(t, \vec{r})$$

が生成されることを特徴とする、磁気共鳴法。

【数 8】

$$b_1(t, \vec{r}) = \sum_{n=1}^N \sigma_n(\vec{r}) b_{1,n}(t)$$

ここで、 $\sigma_n(r)$ は n 番目のチャンネルの感度を表し、

$b_{1,n}(t)$ は次の式により決定され、

【数 9】

$$b_{1,n}(t) = \frac{J(t)}{i\gamma m_0} s_n(T-t)$$

当該 $b_{1,n}(t)$ は個々の N 個の伝送チャンネルの検出された高振動数のパルスを表し、

$b_1(t, r)$ は個々の感度重み付けパルスの重ね合わせであって、全ての位置 r における $b_{1,n}(t)$ を表す。

【請求項 4】

請求項 3 に記載の磁気共鳴法であって、
前記感度 $\sigma_n(r)$ は数値シミュレーションに基づいて決定されることを特徴とする、磁気共鳴法。

【請求項 5】

請求項 3 又は 4 に記載の磁気共鳴法であって、

複素共役した受信感度 $\sigma_n^*(r)$ は次の式により決定されることを特徴とする、磁気

共鳴法。

【数 10】

$$s_n(t) = \int_V \sigma_n^*(\vec{r}) m(\vec{r}) \exp[-t/T_2] \exp[-it\omega_s] \exp[-i\vec{k}(T-t) \cdot \vec{r}] d^3r$$

【請求項 6】

請求項 3 に記載の磁気共鳴法であって、

前記感度 $\sigma_n(r)$ は、検査される対象物の磁気共鳴信号に対する一つ又はそれ以上の測定により決定され、前記高振動数のパルスは前記一つ又はそれ以上の先行する測定によって決定されることを特徴とする、磁気共鳴法。

【請求項 7】

磁場勾配を生成する手段、高振動数のパルスを生成する手段、及び静的な主磁界を生成する手段を有し、そしてデータを取得する手段を有する核スピン断層撮影装置であって、

請求項 1 から 6 までのいずれか一項に記載の磁気共鳴法を実行するための制御電子回路を備えることを特徴とする、核スピン断層撮影装置。

【請求項 8】

請求項 7 に記載の核スピン断層撮影装置であって、

N 個の励磁チャンネルを生成するための、異なる空間伝送特性を有する N 個のコイルを備え、N の数は 1 よりも 大きく上限がないことを特徴とする、核スピン断層撮影装置。

【誤訳訂正 2】

【訂正対象書類名】明細書

【訂正対象項目名】全文

【訂正方法】変更

【訂正の内容】

【発明の詳細な説明】

【発明の名称】磁気共鳴法及び当該磁気共鳴法を実行するための核スピン断層撮影装置

【技術分野】

【0001】

本発明は、空間的に選択的な励磁のための高振動数のパルスの発生及び磁気勾配 (G_x , G_y , G_z) の発生を含む、磁気共鳴法に関する。

【背景技術】

【0002】

磁気共鳴励磁は、高振動数の信号と磁気勾配（とりわけ勾配パルス）との組み合わせにより生成することができることが知られている。

【0003】

このような磁気共鳴法は、画像化に及び／又は分光法に用いることができる。

【0004】

また、本発明は、磁場勾配を生成する手段、高振動数のパルスを生成する手段、データを取得する手段、及び静的な主磁界を生成する手段を有する核スピン断層撮影装置に関する。

【0005】

本発明を理解するための基礎となるものとして以下に取り上げられている空間分解核磁気共鳴の基本原理は、例えば、P. Mansfield 及び P. G. Morris によって書かれた "MMR Imaging in Biomedicine" というタイトルの研究論文 (Academic Press, 1982) に記載されている。また、P. T. Callaghan によって書かれた "Principles of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy" というタイトルの研究論文 (Clarendon Press, Oxford 1991, ISBN 0198539444) にも記載されている。さらに、E. Mark Haacke らによって書かれた "Magnetic Resonance Imaging" というテキスト (W

iley-Liss, 1999) には、核磁気共鳴についてだけではなく核磁気イメージングについても詳細に説明されている。さらに、上述のHaackeらによる文献には、核スピン断層撮影装置の構造及び操作についての技術的・機能的な情報が含まれている。本出願は、上述の文献の内容だけではなく、以下に列挙した最新鋭の技術に関連する文献の内容も参照して、十分に活用するものである。

【0006】

本出願は、以下に列挙した最新鋭の技術に関する刊行物だけではなく、上述の刊行物の内容も参照して、十分に活用するものである。

【0007】

Paulyらの"A k-Space Analysis of Small-Tip-Angle Excitation" (J Magn Reson (1998) vol. 81 (1) pp. 43-56) や、Paulyらの"A Linear Class of Large-Tip-Angle Selective Excitation Pulses" (J Magn Reson (1989) vol. 82 (3) pp. 571-587) には、高振動数のパルス及び勾配パルスを有する空間選択的な磁気共鳴励起の設計手法及びk-空間分析について記載されている。

【0008】

Katscherらの"Theoretical and numerical aspects of transmit SENSE" (IEEE T Med Img (2004)) や、Zhuの"Parallel excitation with an array of transmit coils" (Magn Reson Med (2004) vol. 51 (4) pp. 775-84) には、磁気共鳴における多重チャンネル法の利用法について記載されている。

【0009】

さらに、高振動数のパルスを算出するための方法として、様々な方法が知られている (Ullmannら (2005), Grissomら (2006), Zelinskiら (2007), Yipら (2007), Grissomら (2008), Xuら (2008))。

【0010】

さらに、基本的な方法がHogeらの"Density Compensation Functions for Spiral MRI" (Magn Reson Med (1997) vol. 38 (1) pp. 117-128)) に示されている。

【0011】

独国特許出願公開第10 2004 057 030号明細書には、対応するHFパルスシンセサイザー及び増幅器と共に複数の伝送コイルを有するシステムが開示されている。さらに、複合磁場において空間的な時変系を生成するために、各伝送コイルに特有の又は個別的なHFパルスを構成する方法が示されている。

【0012】

最新鋭の技術による磁気共鳴法は、多大な時間を必要とするものであり、また広大な計算作業を必要とするものであった。当該最新鋭の技術のもう一つの難点は、例えば磁場不均等性のような干渉効果が、選択励起に大きな影響を与え、望ましい選択をもたらす代わりに異なる選択をもたらし得るという点である。

【先行技術文献】

【特許文献】

【0013】

【特許文献1】独国特許出願公開第10 2004 057 030号明細書

【発明の概要】

【発明が解決しようとする課題】

【0014】

本発明は、上述の難点を回避することを目的とする。とりわけ、投資する時間が最も少

なくて済み、選択励起を生成するための計算作業が最も少なくて済むような、磁気共鳴法を提案することとなる。ここで、選択励起は外部の干渉効果の影響を受けない。

【課題を解決するための手段】

【0015】

本発明によれば、この目的は独立請求項1の特徴を有する方法により達成される。当該方法の好適な改良は、従属請求項2～6から探り出すことができる。当該目的はまた、請求項7に係る装置により達成される。当該装置の好適な実施形態は、従属請求項8から探り出すことができる。

【0016】

本発明は、高振動数のパルスを生成する過程を含むと共に、検査がされる対象物の選択励起のための磁気勾配 (G_x , G_y , G_z) を生成する過程を含む、磁気共鳴法を実行するための方法を提供する。

ここでこれは、次の信号の式に従った磁気共鳴信号 $s(t)$ が生成されるように行われる。

【数1】

$$s(t) = \int_V m(\vec{r}, T) \exp[t/T_2] \exp[i t \omega_s] \exp[-i \vec{k}(T-t) \cdot \vec{r}] d^3 r$$

【0017】

ここで、

【数2】

$$m(\vec{r}, T)$$

は選択励起の後の所望のトランスバーサル磁化を表し、 t は時間を表し、

【数3】

$$\vec{r}$$

は位置ベクトルを表し、 T はパルスの継続時間を表し、 $s(t)$ は磁気共鳴信号を表し、 V は検査されるボリュームを表し、 T_2 はトランスバーサル緩和時間を表し、 ω_s は共鳴振動数の変化を表す。

【0018】

この示された新しい方法は、磁気共鳴断層撮影装置への適用のために、選択的高振動数のパルスを決断するのに用いられる。この過程においては、当該方法は基本的な物理的・数学的原理を採用し、とりわけ、時間不変性だけではなく相反原理を採用する。これは、逆問題を、同等であるが、仮想上の磁気共鳴信号の取得に基づいたより簡単な説明へと変えるためである。正常化因数を除いては、この信号は取得される高振動数のパルスと同じである。結果として、先行技術の方法と比較して、次の利点が生じる。

- ・曖昧でない解決法の直接的な（双方向的ではない）発見。

- ・この解決法は、分析的な解決法の重ね合わせにより得られ、結果として本質的に並行して行うことができ、そしてそのためとても迅速に利用することができる。

- ・その過程は、磁場の不均一性や緩和のような干渉効果を直接的に考慮する。これは当該解決策がこれらの干渉効果に関して確実に有効なようにするためである。

- ・その方法は、多重励磁チャンネルの場合の沢山の数字上の努力をすることなく、直接的に使用することができる。すなわち、複数の高振動数励磁コイルの空間感度を利用した選択励起である。これは、説明を簡単とするために、以下にコイルとして言及する。

【0019】

本発明は、高振動数のパルス $b_1(t)$ が次の式に基づいて生成されるという特徴がある。

【数 4】

$$b_1(t) = \frac{J(t)}{i\gamma m_0} s(T-t)$$

すなわち、因子を除いては、高振動数のパルスは逆時間磁気共鳴信号に対応する。ここで $J(t)$ は、軌道に沿って k －空間のボリューム・エレメントを示すためのヤコビ行列である。 t の数値範囲上への $k(t)$ の全単射の前提の下、前記ヤコビ行列 $J(t)$ は、時間のパラメタリゼーションと k －空間のパラメタリゼーションとの間の座標変換の依存をもたらす。分析的に与えられた k －空間軌道の場合、 $J(t)$ を明確に算出することができる。こうして、例えばアルキメデス螺旋の場合、 $J(t)$ は次の式で表される。

【数 5】

$$J(t) = \frac{\gamma}{2\pi} |\vec{k}(t) \cdot \vec{g}(t)|$$

ここで、

【数 6】

$$\vec{g}(t) = \frac{2\pi}{\gamma} \frac{\partial \vec{k}(t)}{\partial t}$$

は、勾配のパルス波形を示す。

【0020】

当該方法の改良点は、Paulyによって示された、小さな励磁角についての近似に基づくものである（スモールチップ角の近似，STA）（1988，1989）。これによれば、選択励起磁化は次の式によって表される。

【数 7】

$$m(\vec{r}, T) = i\gamma m_0 \exp[-T/T_2] \exp[-iT\omega_s] \int_0^T \exp[t/T_2] \exp[it\omega_s] b_1(t) \exp[i\vec{k}(t) \cdot \vec{r}] dt \quad (1)$$

ここで、

【数 8】

$$m(\vec{r}, T)$$

は、選択励起の後の所望のトランスバーサル磁化を表し、

【数 9】

$$t, \vec{r}, T$$

はそれぞれ、時間、位置ベクトル、パルスの継続時間を表し、

i ， γ ， m_0 はそれぞれ、虚数単位、磁気回転比、平衡磁化を表し、

T_2 ， ω_s はそれぞれ、トランスバーサル緩和時間、共鳴振動数の変化を表し、

【数 10】

$$b_1(t), \vec{k}(t)$$

はそれぞれ、高振動数のパルス、 k －空間軌道のベクトル（勾配により与えられる）を表す。

【0021】

式(1)は逆問題を説明する。なぜならばこれは、与えられた勾配の k - 空間軌道 k (t)、及び、標的領域を示す与えられた励磁のパターン $M(r, T)$ と共に、高振動数のパルス $b_1(t)$ に基づいて解決されるべきであるためである。

【0022】

式(1)は、パルス時における干渉効果についての追加的な考察を含む点で、Pauly (1988) によるオリジナルの発表とは異なっている。すなわち、トランスバーサル緩和 T_2 及びラーモア周波数の変化 (ω_s) について、考慮に入れているのである。後者は、例えば主磁場における不均一性の存在に起因して生じ得る。式(1)は、パルス時における干渉効果についての追加的な考察を含む点で、Pauly (1988) によるオリジナルの発表とは異なっている。すなわち、トランスバーサル緩和 T_2 及びラーモア周波数の変化 (ω_s) について、考慮に入れているのである。ラーモア周波数の変化 (ω_s) は、例えば主磁場における不均一性の存在に起因して生じ得る。

【0023】

本発明に係る方法は、磁気共鳴イメージングの信号の式についての相互関係を利用する。

【数11】

$$s(t) = \int_V m(\vec{r}, T) \exp[t/T_2] \exp[it\omega_s] \exp[-ik(T-t) \cdot \vec{r}] d^3r \quad (2)$$

しかしながら、現行の形式においては、時間反転 ($t: T \rightarrow 0$) を表す。すなわち、検査されるボリューム V に起因する仮想上の磁気共鳴信号 $s(t)$ は、逆向きにトラバースされる k - 空間軌道 $k(T-t)$ に沿って時間に逆行して算出される。この過程においては、最初の磁化は式(1)によって決定され、従って選択励起の標的部位によって決定されるのである。磁気共鳴信号は、式(2)の数値シミュレーションによっても決定されるし、或いはある場合においては、測定により直接的に決定することもできる。その結果、前記高振動数のパルスは次の式で表されると認められる。

【数12】

$$b_1(t) = \frac{J(t)}{i\gamma m_0} s(T-t) \quad (3)$$

すなわち、因子を除いては、高振動数のパルスは時間反転磁気共鳴信号に対応している。ここで、 $J(t)$ は、軌道に沿った k - 空間ボリューム要素のヤコビ行列式である (Hogera, 1997)。

【0024】

本発明のとりわけ好適な実施形態は、異なる空間伝送特性を有する N 個のコイルが励磁に用いられることを特徴とする。

【0025】

結局のところ、異なる空間伝送特性を有する N 個のコイルが励磁に用いられた場合、すなわち、多数の励磁チャンネルが用いられた場合 (Katscherら, 2003; Zhu, 2004)、高振動数のパルスの全ては、空間的に異なる、重み付けされた、個々のチャンネルのパルスの重ね合わせとして取得される。

【数13】

$$b_1(t, \vec{r}) = \sum_{n=1}^N \sigma_n(\vec{r}) b_{1,n}(t) \quad (4)$$

ここで、 $\sigma_n(r)$ は、 n 番目のチャンネルの公知の位置依存性感度を表し、 $b_{1,n}(t)$ は n 番目のチャンネルの検出された高振動数のパルスを表す。

【0026】

式(1)において式(4)を用いることにより、多重チャンネルの場合の選択励起に対する問題の形成がもたらされる。式(2)及び(3)に対応して、仮想上の磁気共鳴信号

を手段として問題を解決するための方策がここに見出される。ここで、対応する受信感度 $\sigma_n * (r)$ を有する n 個の信号が決定されなければならない（'＊'は複素共役を参照する）。

【数 1 4】

$$s_n(t) = \int_V \sigma_n^*(\vec{r}) m(\vec{r}) \exp[-t/T_2] \exp[-it\omega_s] \exp[-i\vec{k}(T-t) \cdot \vec{r}] d^3r \quad (5)$$

【0 0 2 7】

単一のチャンネルの場合と等しく、これらの N 個の信号が、式（5）の数値シミュレーションにより或いは測定により、時間反転軌道 $k(T-t)$ に沿って上述の磁化について決定される場合、検出される高振動数パルスは、次の式で表される。これは式（3）に類似している。

【数 1 5】

$$b_{1,n}(t) = \frac{J(t)}{i\gamma m_0} s_n(T-t) \quad (6)$$

このように、高振動数のパルスの決定、換言すると、単一チャンネル又は多重チャンネルの場合の式（1）の解法は、全体として、磁気共鳴信号の決定に要約される。これは一般的に、数値的に効果的なシミュレーションにより行われるか、あるいはそうでなければ、ある適用においては先行する測定により行われる。

【0 0 2 8】

本発明の改良は、対応する磁気共鳴信号の数値シミュレーションにより式（2）及び（3）によって決定される、選択励起への高振動数のパルスの利用を提供する。

【0 0 2 9】

本発明の改良は、対応する磁気共鳴信号の数値シミュレーションにより式（5）及び（6）によって決定される、選択励起に多重チャンネルシステムと共に高振動数のパルスを利用することを含む。

【0 0 3 0】

本発明の改良は、選択励起に高振動数のパルスを利用することを含む。これは、対応する磁気共鳴信号の第一の測定により、式（2）及び（3）によって決定され、それはそれから第二の測定において高振動数のパルスとして利用される。

【0 0 3 1】

本発明のもう一つの実施形態には、選択励起に多重チャンネルシステムと共に高振動数のパルスを利用することが含まれる。これは、対応する磁気共鳴信号の第一の測定により、式（5）及び（6）によって決定され、それはそれから第二の測定において高振動数のパルスとして利用される。

【0 0 3 2】

本発明の改良は、 k －空間コード化のために、磁気勾配 G_x 及び G_y が同時に用いられることが提供される。ここで、磁気勾配 G_x 及び G_y の時間曲線はサイナス形又はコサイン形を成しており、結果として k －空間のらせん状の範囲を占めている。

【0 0 3 3】

磁気勾配 (G_x, G_y, G_z) は好ましくは空間において互いに直角に延びている。ここで、得られる磁気勾配 g と、得られる k －空間のベクトル k と、の間には次の関数関係が成り立つ。

【数 1 6】

$$\vec{k} = -\gamma \int \vec{g}(t) dt$$

ここで、 t は時間依存性を表す。結果として、 $(k_x, 0, 0)$ 、 $(0, k_y, 0)$ 、及び $(0, 0, k_z)$ は直交している。ギリシャ記号の γ は、検査される試料の磁気回転

運動量と角運動量との磁気回転比を表している。例えば、プロトンの磁気回転比は、 $\gamma_H = 2\pi \times 42.5749 \times 10^6 \text{ rad s}^{-1} \text{ T}^{-1}$ のように表される。k-空間を表すためのデカルト座標系におけるこのような決定は、実質的ではあるが、この方法を実行するのに必須ではない。それどころか、あらゆる望ましいk-空間の表し方を選ぶことができる。必要な場合には、デカルト座標系への変換が行われる。

【0034】

好ましくは、勾配 G_x , G_y , G_z の時間曲線は数学的に次のように表すことができる。

$$\begin{aligned} G_x(t) &= r(t) * \cos(\phi(t)) \\ G_y(t) &= r(t) * \sin(\phi(t)) \\ G_z(t) &= 0 \end{aligned}$$

これは、結果としてk-空間のx-y平面の螺旋状の範囲となる。ここで、 $r(t)$ 及び $\phi(t)$ の値は、ナイキスト基準を考慮に入れた上で決定される。勾配は、好ましくは、可能な限りの最短時間で最大値に到達するように適用されるべきである。

【0035】

好ましくは、高振動数のパルス時における磁気勾配 G_x 及び G_y の振動時間曲線は、カバーできる二次元k-空間の完全なる螺旋状のスキャンングをもたらす。

【0036】

本発明のとりわけ好適な実施形態においては、さらにk-空間をエンコードすることを目的として、少なくともあるセクションにおいては、磁気勾配 G_z は、磁気勾配 G_x 及び G_y の前に適用される。そのために、磁気勾配 G_z は適用の継続時間の間一定の時間曲線を有し、一方で G_x 及び G_y は各 G_z の適用に対して内側又は外側に延びている。その結果、螺旋状の積み重ねが三次元k-空間に表される。

【0037】

代替として、磁気勾配の時間曲線の付加的な実施形態が用いられる。これらは、k-空間の付加的な描写をもたらす。例えば、k-空間は三次元の螺旋によって表すことができる。この三次元の螺旋においては、螺旋巻きのスキャンング平面は、スキャンングの過程の経過中において、一定速度で回転される。

【0038】

三次元k-空間によるボリュームデータの記録の代表的な描写においては、三次元螺旋の開口角度が少なくとも磁気勾配 G_z の大きさを超えることとなる。

【0039】

また、本発明は、本発明に係る方法を実行するのに適切な核スピン断層撮影装置を提供することを目的とする。

【0040】

本発明によれば、この目的は、磁気勾配を生成する手段、高振動数のパルスを生成する手段、及び静磁場を生成する手段を有する核スピン断層撮影装置により達成される。ここで、当該核スピン断層撮影装置は、本発明に係る磁気共鳴法を実行するための制御電子回路を有することを特徴とする。

【0041】

核スピン断層撮影装置の改良は、N個の励磁チャンネルを生成するための、異なる空間伝送特性を有するN個のコイルを備えることを特徴とする。

【図面の簡単な説明】

【0042】

【図1】パルスの生成過程の概略的な描写である。

【図2】コイルの空間感度の描写であり、もう一つの部分的な図（右上）には、もう一つの空間平面（y-面）において振動に対する感度を示している。

【図3】励磁画像の定量的な描写であり、空間分布はx-方向及びy-方向で示してあり、信号強度はz-軸において示してある。

【図4】図3のような場合における励磁パターン。ただし、本発明に係る方法により不均

等性を補正した後のものである。

【図 5】図 4 に係る励磁の分析結果を生成するための振幅及び位相。

【発明を実施するための形態】

【0043】

以下に、図面を参照して、本発明の好適な実施形態について説明する。

【0044】

本発明のその他の利点、特別な特徴、及び実際上の改良点は、以下の図面を参照した好適な実施形態の説明の結果として生じる。

【0045】

説明した新しい方法は、磁気共鳴断層撮影法への適用において選択的高振動数のパルスを決断するのに利用される。この背景において、当該方法は基本的な物理・数学の原理を利用している。とりわけ、数学的反転の問題を、仮想上の磁気共鳴信号の取得に基づいた同等の、しかしより簡単な説明に変換するために、相互主義だけではなく時間差異も利用している。標準化因子を除いて、この信号は検出される高振動数のパルスと同じである。結果として、先行技術に係る方法と比較して以下の利点が生じる。

- ・これは明確な解決策を見つけるための直接的な（双方向的でない）方法である。

- ・分析的解析解の重ね合わせにより数値解法が得られ、そして結果として本質的に並行処理可能であり、そのためとても迅速に利用できる。

- ・過程は、磁場不均一性や緩和のような干渉効果を直接的に考慮に入れ、そのため当該解決策はこれらの干渉効果に対して確実に作用する。

- ・当該方法は、多重励磁チャンネルの場合の多量の数字上の努力をしなくても、直接的に用いることができ、すなわち、いくつかの高振動数励磁コイルの空間感度を用いた選択励起である。

【0046】

本発明の改良は、P a u l y（1988, 1989）によって説明された小さな励起角度（S m a l l - T i p - A n g l e A p p r o x i m a t i o n, S T A）についての近似の適応を含み、ラーモア周波数（ ω_s ）の変化を考慮に入れている。

従って、選択的に励起された磁化は次のように表される。

【数 17】

$$m(\vec{r}, T) = i\gamma m_0 \exp[-T/T_2] \exp[-iT\omega_s] \int_0^T \exp[t/T_2] \exp[it\omega_s] b_1(t) \exp[i\vec{k}(t) \cdot \vec{r}] dt \quad (1)$$

ここで、

【数 18】

$$m(\vec{r}, T)$$

は選択励起の後の所望のトランスバーサル磁化を表し、

【数 19】

$$t, \vec{r}, T$$

は、時間、位置ベクトル、パルスの継続時間を表し、

i , γ , M_0 は、虚数単位、磁気回転比、平衡磁化を表し、

T_2 , ω_s はトランスバーサル緩和時間、共鳴振動数の変化を表し、

【数 20】

$$b_1(t), \vec{k}(t)$$

は、高振動数のパルス、（勾配により与えられる） k －空間軌道のベクトルを表す。

【0047】

式（1）は逆問題である。なぜならば、これは、検出される高振動数のパルス $b_1(t)$ に基づいて、与えられた勾配の k －空間軌道 $k(t)$ と、標的領域を表す与えられた励

磁パターン $M(\mathbf{r}, T)$ と共に、解決されなければならないからである。Pauly (1988) によるオリジナルの発表と対比して、式 (1) はパルス時における干渉効果について付加的に考慮に入れている点で異なる。すなわち、トランスバーサル緩和 (T_2) 及びラーモア周波数 (ω_s) の変化について考慮に入れているのである。後者は、例えば、主磁場における不均一性の存在に起因して起こり得る。

【0048】

新しく発表した方法は、磁気共鳴イメージングからの公知の信号の式についての式 (1) の相互関係を利用している。

【数21】

$$s(t) = \int_V m(\vec{r}, T) \exp[t/T_2] \exp[it\omega_s] \exp[-i\vec{k}(T-t) \cdot \vec{r}] d^3r \quad (2)$$

しかしながら、現行の形においては、時間反転 $t: T \rightarrow 0$ が示されている。すなわち、検査されるボリューム V に起因する仮想上の磁気共鳴信号 $s(t)$ は、逆方向にトラバースされる k - 空間軌道 $\mathbf{k}(T-t)$ に沿って、時間を遡って計算される。この過程においては、最初の磁化は式 (1) により決定され、従って選択励起の標的領域により決定されるのである。磁気共鳴信号は、式 (2) の数値シミュレーションによっても決定されるし、或いはある場合には、測定により直接的に決定することもできる。検出される高振動数のパルスは次のように表される。

【数22】

$$b_1(t) = \frac{J(t)}{i\gamma m_0} s(T-t) \quad (3)$$

すなわち、因子を除いては、高振動数のパルスは時間反転磁気共鳴信号に対応している。ここで、 $J(t)$ はヤコビ行列であり、軌道に沿った k - 空間ボリューム要素を表している (Hogera, 1997)。分析的に与えられた k - 空間軌道の場合、 $J(t)$ を明確に算出することができる。それ故に、例えばアルキメデス螺旋の場合、 $J(t)$ は次のように表される。

【数23】

$$J(t) = \frac{\gamma}{2\pi} |\vec{k}(t) \cdot \vec{g}(t)|$$

ここで、

【数24】

$$\vec{g}(t) = \frac{2\pi}{\gamma} \frac{\partial \vec{k}(t)}{\partial t}$$

は勾配のパルス波形を表す。

【0049】

異なる空間伝送特性を有する N 個のコイルが励磁のために用いられ続けた場合、すなわち、多重励磁チャンネルが用いられた場合 (Katscher et al., 2003; Zhu, 2004)、高振動数のパルスの全体は次のように表される。

【数25】

$$b_1(t, \vec{r}) = \sum_{n=1}^N \sigma_n(\vec{r}) b_{1,n}(t) \quad (4)$$

ここで、 $\sigma_n(\mathbf{r})$ は n 番目のチャンネルの感度を表し、例えば先行する測定により決定される。

$b_{1,n}(t)$ は N 個のチャンネルの検出される高振動数のパルスを表す。

【0050】

式（１）において式（４）を用いることにより、多重チャンネルの場合の選択励起についての問題が形成される。式（２）及び（３）に対応して、時間反転仮想上磁気共鳴信号によって問題を解決する方法をここで見つけることができる。ここで、対応する複素共役した受信感度 $\sigma_n^*(\vec{r})$ を有する N 個の信号が決定されなければならない。

【数２６】

$$s_n(t) = \int_V \sigma_n^*(\vec{r}) m(\vec{r}) \exp[-t/T_2] \exp[-it\omega_s] \exp[-ik(T-t) \cdot \vec{r}] d^3r \quad (5)$$

式（５）は、複数の受信チャンネルを有する信号ピックアップに形式的に対応する（Prußmannら、2001）。ここで、式（２）に係る時間反転がもう一度実行される。単一のチャンネルの場合と同様に、これらの N 個の信号は時間反転軌道 $k(T-t)$ に沿って、上述の磁化について決定される。この決定は、式（５）の数値シミュレーションにより、又は測定により、なされる。そして、検出される高振動数のパルスは次のように表される。

【数２７】

$$b_{1,n}(t) = \frac{J(t)}{i\gamma m_0} s_n(T-t) \quad (6)$$

【0051】

それ故に、全体として見れば、高振動数のパルスの決定は（すなわち、単一のチャンネルの場合は式（１）の解であり、多重チャンネルの場合は、式（３）を考慮に入れたものである）、磁気共鳴信号の決定へと単純化される。当該信号はそれぞれ式（２）又は（４）により与えられ、これらは一般的に数値シミュレーションにより、或いはそうでなければある適用においては先行する測定により直接的に、効率的に得られる。検出された高振動数のパルスの波形はその後それぞれ式（３）又は（６）に従って大きさを変更することによっても取得することができる。高振動数のパルスとしての磁気共鳴信号の解釈の最終的なステップは、式（３）及び（６）によって与えられるが、相互主義に起因し、単一のチャンネルの場合には式（１）及び（２）に数学的に直接的に由来し、多重チャンネルの場合には式（１）、（３）及び（５）に数学的に直接的に由来する。但し、Prußmannら（2001）又はKatscherら（2003）により説明されているように、コイルの感度が位置のコード化において有利な特性を有する場合に限る。最終的には、干渉効果（共鳴振動数の変化だけではなくトランスバーサル緩和も）の空間的変動が弱い場合においても、またこの依存性について式の中において明確に言及していなくても、説明した方法はおおよそ有効性を保ち続けることに注目すべきである。

【0052】

本発明は多くの利点を伴う。とりわけ、検査される対象物の選択領域の系統的磁化として、所望の（選択的な）励磁が生じるように、高振動数の信号を作ることが可能である。

【0053】

本発明及びその適用の範囲は、検査されようとする多くの対象物を検査するのに適切である。検査される対象物は生物であってもよく、物体であってもよい。高速実行ができ、干渉効果（例えば、漂遊磁界に起因するもの）を回避できるおかげで、本発明は医療用診断に特に適合する。

【0054】

とりわけ、高振動数のパルスをリアルタイムで生成することができるので、検査される対象物の選択ボリューム領域におけるコントラスト差が、可能な限り迅速にそして高い信頼度で決定される。

【0055】

検査される対象物についての一つ又はそれ以上の先行する検査を基礎として、そして／又は数値的計算を基礎として、高振動数のパルスを生成することができる。

【 0 0 5 6 】

数値的計算の利点は、決定され得る解決法が曖昧でない点である。これは、分析的な解決法が発見され得るという事実に起因する。

【 0 0 5 7 】

高振動数のパルスの作成の計算された決定が実行された場合、この計算を並行処理することが可能である。

【 0 0 5 8 】

さらに、本発明を非線形の勾配磁場に利用することもできる。

【数 2 8】

$$m(\mathbf{r}, t) = i\gamma m_0(\mathbf{r})\varepsilon(-t)e^{-i\mathbf{k}(t)\cdot\mathbf{r}} \int_0^t b_1(\tau)\varepsilon(\tau)e^{i\mathbf{k}(\tau)\cdot\mathbf{r}} d\tau \quad (7)$$

【 0 0 5 9 】

緩和を無視したら、すなわち、

【数 2 9】

$$\varepsilon(t) \equiv 1$$

であるとしたら、結果は次のようになる。

【数 3 0】

$$m(\mathbf{r}, T) = m(\mathbf{r}) = i\gamma m_0(\mathbf{r}) \int_0^T b_1(\tau)e^{i\mathbf{k}(\tau)\cdot\mathbf{r}} d\tau \quad (8)$$

【 0 0 6 0 】

時間反転軌道の磁気共鳴信号は次のように決定される。

【数 3 1】

$$s(t) = \int_{\mathbb{R}^3} m(\mathbf{r})e^{-i\mathbf{k}(t)\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (9)$$

【 0 0 6 1 】

式 (7)、(8) 及び (9) に基づいて、次の式が導き出される。

【数 3 2】

$$\begin{aligned} s(t) &= \int_{\mathbb{R}^3} m(\mathbf{r})e^{-i\mathbf{k}(T-t)\cdot\mathbf{r}} d\mathbf{r} \\ &= i\gamma m_0 \int_{\mathbb{R}^3} \int_0^T b_1(\tau)e^{i[\mathbf{k}(\tau)-\mathbf{k}(T-t)]\cdot\mathbf{r}} d\tau d\mathbf{r} \\ &= i\gamma m_0 \int_0^T b_1(\tau)\delta(\mathbf{k}(\tau) - \mathbf{k}(T-t)) d\tau \\ &= i\gamma m_0 \int_0^T \frac{b_1(\tau)}{J(\tau)}\delta(\mathbf{k}(\tau) - \mathbf{k}(T-t)) J(\tau) d\tau \\ &\approx i\gamma m_0 \frac{b_1(T-t)}{J(T-t)} \end{aligned} \quad (10)$$

【 0 0 6 2 】

時間反転 k - 空間軌道の高振動数のパルスは、ヤコビ行列により重み付けした対応する信号の結果である。さらに、当該方法は複数のチャンネルに使用することができる。ここで、個々のコイルの個々の高振動数のパルスの重ね合わせに起因して、高振動数のパルスが生成されるように、伝送感度が考慮に入れられる (K a t s c h e r ら 2003, Z h u 2004)。

個々の n 個のチャンネルについての結果は、次のようになる。

【数 3 3】

$$b_1(t, \mathbf{r}) = \sum b_{1,n}(t) \sigma_n(\mathbf{r})$$

【数 3 4】

$$s_n(t) = i\gamma m_0 \sum_{m=1}^N b_{1,m} * \hat{\sigma}_{nm}(T - t) \quad (3)$$

【0063】

個々のチャンネルの感度の相互関係を考慮に入れるために、指標関数を $\chi(\mathbf{r})$ とするコンボリューション (渦巻き) が基本的には可能である。

【0064】

しかしながら、これらの相互関係を無視しつつ、高振動数のパルスの適切な構成を決定することも可能である。

【0065】

説明した方法のステップは、高振動数のパルスについて所望のパルス波形を取得するのに特に適合している。

【0066】

高振動数のパルスの取得についての概略的な描写が図 1 に示してある。

【0067】

図 1 には、パルスの生成過程を描いている。制御及び処理モジュールは、使用されるコイルの感度を測定する。これらは複素共役しており、例示したチェスボードパターンの仮想上イメージングのシミュレーションに用いられる。それによって個々のコイルの信号が取得される。 k から t への座標変換を考慮に入れて、ヤコビ行列式による重み付けの処理が実行された後に、これらのパルスは励磁のために用いられる。

【0068】

本発明に係る磁気共鳴法は、あらゆる核スピン断層撮影装置に使用することができ、また広範囲にわたる磁界強度において使用することができる。しかしながら、本発明は、高い磁界強度 (特に、6 T を超える磁界強度) の下で使用すると特に好ましい。この理由は、磁界強度が高ければ高いほど、強い干渉場が生じ得るからである。

【0069】

とりわけ、漂遊磁界は、高い磁界強度及び／又は高い励起周波数の下で形成され得るのであり、好ましくは数百 MHz の下で形成される。本発明によれば、これらの漂遊磁界は、ここに存在する対策により回避される。

【0070】

以下に示す例においては、400 MHz の高い励起周波数が使用される。

【0071】

以下の実験結果は、1, 000, 000 の等色曲線で、三次元螺旋状軌道で、5.12 ms の継続時間で、演算器を用いたクラスターの範囲内で取得された。演算器は、例えば、それぞれが 1:20 min 以内で 2.4 GHz で操作される 16 AMD オプテロン 2378 8-コアの CPU で構成される。

【0072】

まず始めに、検査される試料が静的主磁界に曝される。この過程は、肉眼的磁化が形成される過程であり、主磁界の経路に対して平行となるように、平衡状態の方向に対応するように、位置付けられる。この平衡状態においては、肉眼的磁化のトランスバーサル成分は、小さいか、又は0に等しい。

【0073】

適用された高振動数のパルスは肉眼的磁化を飽和状態にする。データの取得時間は、理論的には少なくとも、使用される勾配システムの性能に左右されるし、また、検査される試料のあらゆる生理学的な因子（筋肉の電気生理学的な刺激域等）に左右される。

【0074】

検査される試料は、ヒトを含む多くの生命体を含むものとすることができ、あるいは無生物の物体を含むものとすることもできる。特に本発明は、検査される少なくとも一つの材料パラメータの差異の特定、決定、又は正確な局在診断に適している。

【0075】

検査されるボリュームは、特に、検査される対象物の一つ又はそれ以上の部分的な領域を含む。同様に、当該対象物の全体的なスキャンもこれに含まれる。

【0076】

先にした説明は、本発明の好適な実施形態に関する。もちろん、個々に説明した対策を、互いに独立させて使用することも可能である。

【符号の説明】

【0077】

γ	磁気回転比
m_0	平衡磁化
r	位置座標
$k(t)$	k －空間軌道
$m(T, r)$	所望のトランスバーサル磁化
$b_{1,n}(t)$	高周波電磁界
$\chi(r)$	検査されるボリュームについての指標関数
$\wedge$	k －空間の三次元フーリエ変換
$\sigma_n(r)$	n 番目のチャンネルの感度に対応した、 n 番目のコイルの感度
$\sigma_{nm}(k)$	相関行列