

## NMRによる量子コンピュータ実験

ークロホルム分子を用いた量子コンピュータ実験ー

鄭 実生・水野 陽一<sup>\*</sup>・萬本 義徳・澤江 隆一<sup>\*\*</sup>

財部 健一<sup>\*\*\*</sup>

岡山理科大学工学部電子工学科

\*岡山理科大学大学院工学研究科電子工学専攻

\*\*岡山理科大学理学部応用数学科

\*\*\*岡山理科大学理学部基礎理学科

(2002年11月1日 受理)

我々は、これまでに位数発見問題の量子計算<sup>1, 2, 3)</sup>と分割表上の量子ランダムウォークのシミュレーション<sup>4)</sup>を行ってきたが、これと平行してNMR量子計算実験の研究を開始した。まず手始めとして、グローバーのファイル検索アルゴリズムを2キュービットの量子コンピュータ上で実行した。この量子コンピュータは、クロホルム分子で構成されており、この分子中の水素原子と<sup>13</sup>C炭素原子の2つの核スピンの役割をしている。これらのキュービットの初期化、演算、読み出しの操作は、核磁気共鳴法を用いて実行される。

### 1. はじめに

NMRによる量子コンピュータの実験的研究は、有名なShorの因数分解量子アルゴリズム<sup>5)</sup>が発見された4年後に、IBMのChuangらのグループ<sup>6, 7)</sup>によって、世界に先駆けて行われた。その後Jonesらのグループ<sup>8, 9)</sup>も実験に成功し、現在では2000年にChuangらが行った5キュービットの実験<sup>10)</sup>が最高と思われる。今後、5キュービットを大きく超える実験が期待されるが、我々は手始めとして、クロホルム分子を用いた2キュービットのNMR量子コンピュータ上でグローバーのファイル検索量子アルゴリズムを実行したので報告する。

### 2. 実験

#### 2-1 NMR量子コンピュータ

クロホルム分子中の<sup>1</sup>H核スピンと<sup>13</sup>C核スピンは、双極子相互作用、および電子スピンと核スピン間のフェルミ接触相互作用による、J結合と呼ばれる弱い相互作用をしている。*z*軸方向に磁場をかけた場合、溶液中では、この相互作用の*xy*成分は分子運動のために消えるため、磁場中でのハミルトニアンは近似的に、

$$H = -\hbar\omega_H I_z - \hbar\omega_C S_z + 2\pi\hbar J I_z S_z \quad (1)$$

と書くことができる。ここで、 $I_z$ は<sup>1</sup>H核スピン演算子の*z*成分、 $S_z$ は<sup>13</sup>C核スピン演算子の*z*成分、 $\omega_H$ は<sup>1</sup>H核スピンの共鳴角周波数、 $\omega_C$ は<sup>13</sup>C核スピンの共鳴角周波数、 $\hbar$ はプランク定数 $h$ を $2\pi$ で割ったもの、 $J$ は<sup>1</sup>Hと<sup>13</sup>Cとの核スピン間の相互作用定数とし、磁場は*z*軸の正方向にかけられているものとする。<sup>1</sup>H核スピンおよび<sup>13</sup>C核スピンはスピン1/2で、 $I_z$ および $S_z$ の固有値は $\pm 1/2$ の2種類の値をとる。この2つの状態に対応して、それぞれの核スピンの1キュービットを表し、 $+1/2$ のときの状態を $|0\rangle$ 、 $-1/2$ のときの状態を $|1\rangle$ とする。任意の状態 $|x\rangle$ はベクトルを用いて、

$$|x\rangle = x_0|0\rangle + x_1|1\rangle = \begin{bmatrix} x_0 \\ x_1 \end{bmatrix} \quad (2)$$

と表すことができる。このとき、 $I_z$ と $S_z$ はパウリ行列を用いて、

$$I_z, S_z = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (3)$$

と表すことができる。 $^{13}\text{C}$ 核スピンを下位キュービット、 $^1\text{H}$ 核スピンを上位キュービットとすると、(1)式は、2行2列の単位行列  $e$  を用いて、

$$H = -\hbar\omega_H I_z \otimes e - \hbar\omega_C e \otimes S_z + 2\pi\hbar J I_z \otimes S_z \quad (4)$$

と表すことができる。これを行列で表すと、

$$= \frac{\hbar}{2} \begin{bmatrix} -\omega_H - \omega_C + \pi J & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\omega_H + \omega_C - \pi J & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \omega_H - \omega_C - \pi J & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \omega_H + \omega_C + \pi J \end{bmatrix}$$

となる。この対角成分は、それぞれ次の状態、

$$\psi_0 = |00\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \psi_1 = |01\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \psi_2 = |10\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \psi_3 = |11\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \quad (5)$$

の固有エネルギーに対応している。

## 2-2 NMR量子コンピュータの演算

量子コンピュータにおける演算は2種類の基本ゲートと制御ノットで実行可能であるが、NMR量子コンピュータにおいては、固有エネルギーの差に対応するそれぞれの共鳴周波数の交流パルス磁場、およびJ結合を利用して行われる。共鳴周波数で回転する座標系において  $x$  軸方向にパルス磁場をかけたときのハミルトニアン  $H$  は、共鳴する核スピんに注目すると、

$$H = -\hbar\omega_1 I_x \quad (6)$$

と書くことができる。このときの状態を表す波動関数  $\psi(t)$  の時間変化はシュレーディンガー方程式、

$$-\frac{\hbar}{i} \frac{\partial \psi(t)}{\partial t} = H\psi(t) \quad (7)$$

に従うので、 $t$ 秒後の波動関数  $\psi(t)$  は、

$$\psi(t) = e^{i\omega_1 t I_x} \psi(0) = X(\theta) \psi(0) \quad (8)$$

と書くことができる。ここで、 $\theta = \omega_1 t$  である。 $I_x$  は行列であらわすと、

$$I_x = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (9)$$

であり、パウリ行列のユニタリー性に注意して  $X(\theta)$  をテイラー展開すると、

$$X(\theta) = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + 2i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) I_x = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) & i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{bmatrix} \quad (10)$$

が得られる。したがって、 $J \ll \omega_1$  とすると、 $^1\text{H}$ 核スピンの共鳴角周波数  $\omega_H$  のパルス磁場を加えた場合の波動関数の変化は演算子、

$$X_H(\theta) = X(\theta) \otimes e$$

で与えられる。また、 $^{13}\text{C}$ 核スピンの共鳴角周波数  $\omega_C$  のパルス磁場を加えた場合は、

$$X_c(\theta) = e \otimes X(\theta)$$

である。同様にして、回転系の  $y$  軸方向にパルス磁場をかけたときの波動関数の変化はユニタリー演算子、

$$Y(\theta) = \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) + 2i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) I_y = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) & \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ -\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{bmatrix} \quad (11)$$

で与えられる。それぞれの核スピンの注目して、 $\omega_H$  および  $\omega_C$  で回転する 2 重回転系において、パルス磁場がかけられていないときのハミルトニアン  $H$  は、

$$H = 2\pi\hbar J I_z S_z$$

と書くことができる。したがって、このときの波動関数の時間変化は、

$$\psi(t) = e^{i2\pi\hbar J_z S_z} \psi(0) = T(\theta) \psi(0)$$

と表すことができ、同様に  $T(\theta)$  を展開すると、

$$T(\theta) = \begin{bmatrix} \cos\frac{\theta}{4} + i \sin\frac{\theta}{4} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\frac{\theta}{4} - i \sin\frac{\theta}{4} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\frac{\theta}{4} - i \sin\frac{\theta}{4} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cos\frac{\theta}{4} + i \sin\frac{\theta}{4} \end{bmatrix} \quad (12)$$

が得られる。これら 3 つのユニタリー変換、 $X(\theta)$ 、 $Y(\theta)$ 、 $T(\theta)$  の組み合わせによって演算が実行される。表 1 に量子コンピュータで用いられる代表的なユニタリー変換と対応するパルス系列および量子コンピュータダイアグラムを示す。表で示した、制御ノットのパルスシーケンスは Jeener-Broekaert シーケンス<sup>11)</sup> と原理的には同じものである。表中の演算とパルスシーケンスは位相因子の違いが存在するが、結果には影響しないため無視するものとする。また、表で示したパルス系列と、それに含まれる全てのパルスの位相を同じだけ変えたものは等価である。例えば、 $\{X(\theta) \rightarrow Y(\theta), Y(\theta) \rightarrow X(-\theta)\}$  の置換は演算を変えない。この操作は、演算を多数実行する際にパルス系列を短縮化するのに大いに役立つ。

表 1 基本変換とパルス系列

変換	パルス系列	量子コンピュータダイアグラム
否定	$X(\pi)$	
ウォルシュ・アダマール	$X(\pi) Y(-\pi/2)$	
制御ノット	$Y_H(\pi/2) T(\pi) X_H(\pi/2)$	
選択的半回転 ( $R_3$ )	$Y_C(\pi/2) X_C(\pi/2) Y_C(-\pi/2)$ $Y_H(\pi/2) X_H(\pi/2) Y_H(-\pi/2) T(\pi)$	
スワップ	$Y_H(\pi/2) T(\pi) X_H(\pi/2)$ $Y_C(\pi/2) T(\pi) X_C(\pi/2)$ $Y_H(\pi/2) T(\pi) X_H(\pi/2)$	

### 2-3 NMR量子コンピュータの状態

クロロホルム1分子のスピンの状態の波動関数 $\psi$ は(5)式で与えられる状態の和で、次式で表される。

$$\psi = \sum_{i=0}^3 w_i |i\rangle \quad (13)$$

しかしながら、NMR量子コンピュータではアボガドロ数程度の分子を一度に取り扱うため(13)式のような純粋状態を直接取り扱うことはできない。そのため統計的な混合状態を取り扱う必要がある。そこで、次式で定義される、

$$\rho_{nm} = \overline{w_n w_m^*} \quad (14)$$

密度行列 $\rho$ を導入する。ここで、(14)式中のバーはアンサンブル平均を取ることの意味する。また、熱平衡状態において、状態を占める確率はボルツマン分布に従うと仮定し、高温近似を用いると、状態を占める確率の差は、状態のエネルギーに比例する。したがって、熱平衡状態における密度行列 $\rho_0$ は、NMRにおいては成分の差の相対値のみ有効であるので、単位行列に比例する項は取り除くことができ、 $\omega_H : \omega_C = 4.0 : 1.0$ および $\omega_H, \omega_C \gg J$ であるため、(1)式より、

$$\rho_0 = \begin{bmatrix} 1.0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0.6 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0.6 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1.0 \end{bmatrix} \quad (15)$$

と便宜的に書くことができる。ここで、非対角成分が0であるのは、それぞれの分子の波動関数の位相因子がランダムのためである。

### 2-4 状態の読み出し

状態は密度行列の4つの成分 $\rho_{00}, \rho_{11}, \rho_{22}, \rho_{33}$ の相対値を知れば十分であるが、NMRでは、 $X_C(\pi/2)$ 、 $X_H(\pi/2)$ などの90度パルスを加えることにより、 $\omega_C/2\pi - J/2$ の周波数の位置に $\rho_{00} - \rho_{11}$ 、 $\omega_C/2\pi + J/2$ に $\rho_{22} - \rho_{33}$ 、および $\omega_H/2\pi - J/2$ に $\rho_{00} - \rho_{22}$ 、 $\omega_H/2\pi + J/2$ に $\rho_{11} - \rho_{33}$ に比例した強度の信号を観測でき、4つの成分を調べることができる。ただし、今回用いた実験装置では、 $^1\text{H}$ を観測しながら $^{13}\text{C}$ にパルスを照射することができないため、スワップ演算を用いて、 $^{13}\text{C}$ の信号を観測することにより、間接的に $^1\text{H}$ の信号を観測し、上位キュービットの情報を得ることにした。熱平衡状態の $^{13}\text{C}$ の信号およびスワップ演算後の信号をそれぞれ図1と図2に示す。横軸の周波数は100.533220MHzからの値である。

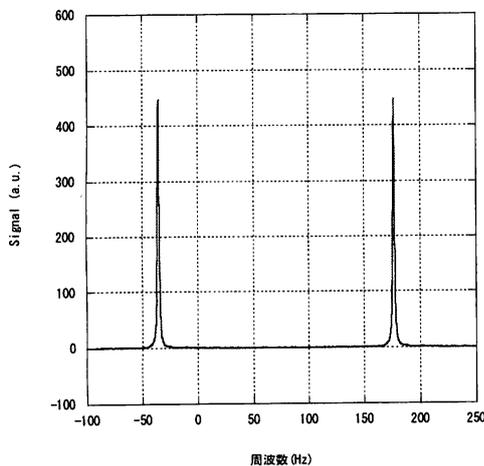


図1 熱平衡状態の $^{13}\text{C}$ の信号

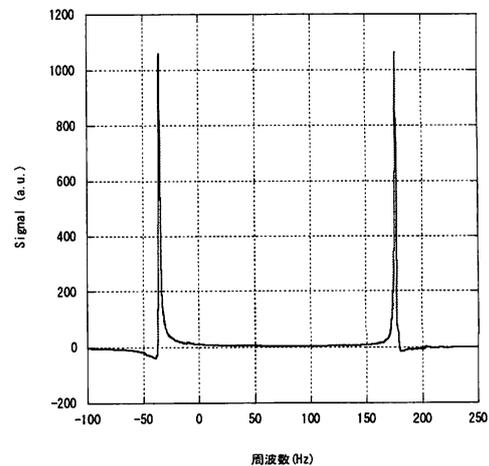


図2 スワップ演算後の $^{13}\text{C}$ の信号

得られたデータに次式で定義されるフィッティング関数 $F(\nu)$

$$F(\nu) = a \left( \frac{d \cos \theta}{d^2 - (\nu - \nu_c)^2} + \frac{(x - \nu_c) \sin \theta}{d^2 - (\nu - \nu_c)^2} \right) \quad (16)$$

を用いて得られた値を表2に示す。この結果から、 $J=212.3$  Hz、 $T_2^*=1.3$  s であることがわかる。

表2 熱平衡状態の $^{13}\text{C}$ 信号のフィッティング結果

	$f_1$	$f_2$	$f_1$ (スワップ)	$f_2$ (スワップ)
信号強度 (面積)	350.5	351.0	881.9	827.4
位相 (deg)	-0.3	-0.5	20.3	-13.2
中心周波数 (Hz)	-35.80	176.52	-35.72	176.56
線幅 (Hz)	0.765	0.772	0.780	0.743

## 2-5 状態の初期化

量子コンピュータの入力として基点となる純粋状態を作る必要があるが、先ほども述べたように、NMR量子コンピュータではアボガドロ数程度の分子を取り扱うため純粋状態を直接取り扱うことができない。その代わりとして有効純粋状態と呼ばれる状態を用意する。この有効純粋状態は、密度行列の対角成分のうち1つの成分の値のみが違い、他の成分が等しい状態である。例えば、 $\rho_{00} \neq 0$ で、それ以外の成分は全て0の状態である。この密度行列がさす混合状態は、純粋状態 $|00\rangle = [1, 0, 0, 0]^t$ と等価な状態として取り扱うことができる。なぜならば、この純粋状態が作る密度行列と等価なためである。(純粋状態 $[1, 1, 1, 1]^t$ が作る密度行列は対角成分が1で非対角成分が0の密度行列と等価でないことに注意。) この有効純粋状態はユニタリー変換では作れないため、何らかの緩和過程またはユニタリー変換の和をとることによって作られる。今回の実験ではテンポラル法<sup>1,2)</sup>と呼ばれるユニタリー変換の和をとる方法で有効純粋状態を作ることにした。この方法は、熱平衡状態に置換 $P_1 = \{|10\rangle \leftrightarrow |11\rangle, |11\rangle \leftrightarrow |01\rangle\}$  および  $P_2 = \{|11\rangle \leftrightarrow |01\rangle, |10\rangle \leftrightarrow |11\rangle\}$  を施すことにより、密度行列の要素 $\rho_{11}$ 、 $\rho_{22}$ 、 $\rho_{33}$ 、を入れ替え、それらの3つの状態の和をとり、有効純粋状態を作る方法である。つまり、

$$\rho_m = \rho_0 + P_1 \rho_0 P_1^{-1} + P_2 \rho_0 P_2^{-1} \quad (17)$$

を意味する。密度行列の単位行列に比例する項は、ユニタリー変換では変化しないためNMRでは無視できるので、 $\rho_{ii}$ の状態は純粋状態 $\phi_0 = |00\rangle$ と実効的に等価として取り扱うことができる。このときの $^{13}\text{C}$ の信号およびスワップ演算後の $^{13}\text{C}$ 信号をそれぞれ図3と図4に示す。また、関数 $F(\nu)$ でフィッティングして得られた結果を表3に示す。

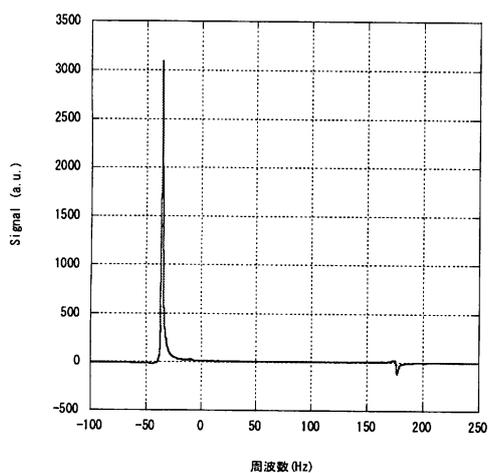


図3 初期状態の $^{13}\text{C}$ の信号

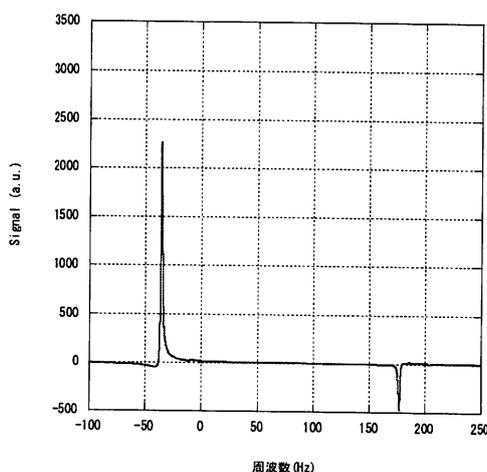


図4 スワップ演算後の $^{13}\text{C}$ の信号

表3 初期状態の<sup>13</sup>C信号のフィッティング結果

	$f_1$	$f_2$	$f_1$ (スワップ)	$f_2$ (スワップ)
信号強度 (面積)	2422.0	-112.0	1885	-359.9
位相 (deg)	8.2	46.1	14.7	-13.1
中心周波数 (Hz)	-35.78	176.29	-35.67	176.51
線幅 (Hz)	0.771	0.743	0.788	0.703

2-6 グローバーの量子検索アルゴリズムの実行

集合  $\{0, 1, \dots, n-1\}$  の要素  $x$  について  $x=z$  のとき  $f(x)=1$  で  $x \neq z$  のときは  $f(x)=0$  となるオラクル関数  $f(x)$  を考える。古典的にはこのオラクル関数を使って  $z$  を発見するには  $O(n)$  回の試行が必要である。ところが、グローバーの量子アルゴリズム<sup>13)</sup>を用いると  $O(\sqrt{n})$  回の試行で発見することができる。量子アルゴリズムでは、 $f(x)$  の代わりに  $x, y$  成分に  $R_z(x, y) = (-1)^{f(x)} \delta_{xy}$  を持つ選択的回転変換  $R_z$  を考える。すると平均に関する反転変換を  $D = -W R_0 W$  とすると、ユニタリー変換  $D_z = D R_z$  をすべての状態が等しい確率をもつ状態  $\phi_0 = W \phi_0$  に、およそ  $\pi\sqrt{n}/4$  回施すことによって解を見つけることができる。特に、2キュービットの場合は一回の試行で見つけることができる。2キュービットの  $z=3$  のときの量子コンピュータダイアグラムを図5に示す。

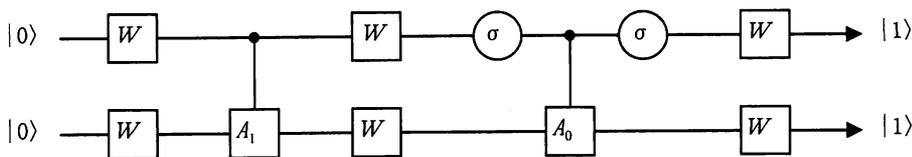


図5  $z=3$  の場合のグローバーの量子コンピュータ

ただし、

$$A_0 = \begin{bmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, A_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \tag{18}$$

である。図に示した演算  $U_3 W$  を (17) 式で示される状態に施した後の<sup>13</sup>Cの信号およびスワップ演算後の<sup>13</sup>C信号をそれぞれ図6と図7に示す。図からわかるように、状態  $\phi_3 = |11\rangle$  が観測されており、一度の演算で解  $z=3$  が見つけられている。観測データを関数  $F(\nu)$  でフィッティングして得られた値を表4に示す。

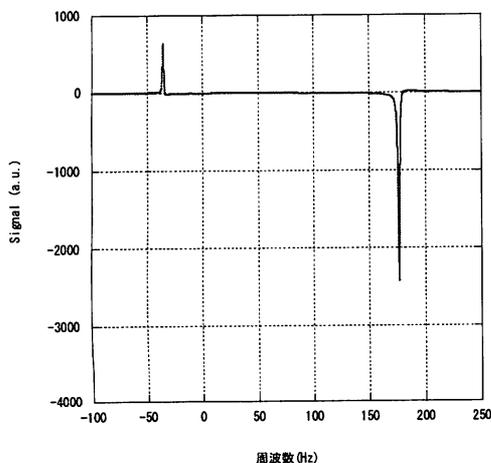


図6 演算  $U_3 W$  後の<sup>13</sup>Cの信号

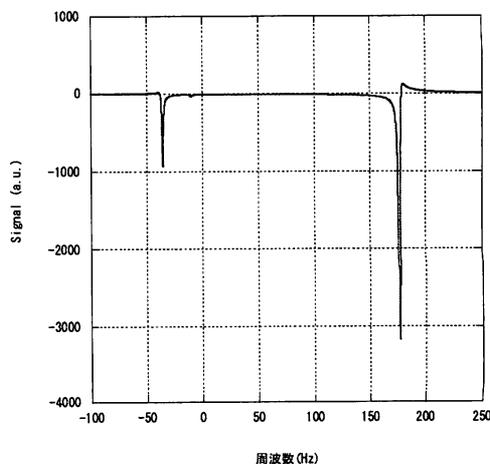


図7 スワップ演算後の<sup>13</sup>Cの信号

表4 演算  $U_3W$  後の  $^{13}\text{C}$  信号のフィッティング結果

	$f_1$	$f_2$	$f_1$ (スワップ)	$f_2$ (スワップ)
信号強度 (面積)	372.5	-1944.6	-650.8	-2556.7
位相 (deg)	-9.4	-8.2	13.4	-18.5
中心周波数 (Hz)	-35.68	176.59	-35.96	176.48
線幅 (Hz)	0.567	0.789	0.641	0.707

### 3. ディスカッション

実験結果から、一応2キュービットのNMR量子コンピュータ上でグローバーの量子アルゴリズムを実行する実験は成功したとあってよい。しかし、表2から逆算して得られる熱平衡状態の密度行列  $\rho_{ex}$  は、およそ

$$\rho_{ex} = \begin{bmatrix} 1.0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0.3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0.3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1.0 \end{bmatrix} \quad (19)$$

である。(15)式と比べるとかなりの実験誤差がある。これはスワップ演算後の信号強度が理論値に比べて3~4割程度小さいためである。この原因は、おもにパルス磁場の不均一によるものと考えられるが、他の演算に比べて誤差が大きく、パルスの組み合わせや、演算後のスピン温度が熱平衡状態から大きくずれていることも影響していると思われる。

今後、5キュービットを越える実験が期待されるが、最も障害になるとと思われるのは、キュービット数が増えるにしたがって分子が大きくなり、スピン間の距離が増大し、J結合が弱くなることである。J結合の強度は、1原子離れるごとに数分の1から10分の1程度に減少する。これは、直接的なキュービット間の演算は、直線的な分子では3~5キュービットが限界であることを示している。隣接間の相互作用のみで量子コンピュータを構成する方法も考案されているようで、高キュービットNMR量子コンピュータを実現するには、この方向の検討が必要ではなかろうか。

### 参考文献

- 1) R. Sawae, T. Sakata, Y. Matuda, K. Fukuda, M. Tei and K. Takarabe: "Quantum random walks on the set of contingency tables", The fourth Quantum Information Technology Symposium, Tokyo, Japan (2000)
- 2) R. Sawae, T. Sakata, Y. Matuda, K. Fukuda, M. Tei and K. Takarabe: "Optimal Probabilistic Guess of Quantum Order-Finding Computation by Linear Programming Theory", in Proceeding of the first International Conference on Experimental Implementation of Quantum Computation, Sydney, Australia, to be appeared (2000)
- 3) R. Sawae, K. Takarabe, T. Sakata, M. Tei, K. Fukuda and Y. Matuda: "Quantum order-finding by linear programming theory", Technical Report of IEICE. p49-54 (2001)
- 4) R. Sawae, T. Sakata, K. Takarabe and M. Tei: "Quantum random walks on the set of three way contingency tables", The 5<sup>th</sup> Quantum Information Technology Symposium, Atugi, Japan (2001)
- 5) P. W. Shor: "Polynomial-time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer", SIAM Journal on Computing, 26, pp1484-1509 (1997)
- 6) I. L. Chuang, N. Gershenfeld and M. Kubinec: "Experimental Implementation of Fast Quantum Searching", Phys. Rev. Lett. 80, pp. 3408-3411 (1998)
- 7) I. L. Chuang, L. M. K. Vandersypen, X. Zhou, D. W. Leung and S. Lloyd: "Experimental realization of a quantum algorithm", Nature 393, pp. 143-146
- 8) J. A. Jones, M. Mosca and R. H. Hansen: "Implementation of a quantum search algorithm on a quantum computer", Nature 393, pp. 344-346
- 9) J. A. Jones and M. Mosca: "Implementation of a quantum algorithm on a nuclear magnetic resonance quantum computer", J. Chem. Phys. 109, pp. 1648-1653
- 10) L. M. K. Vandersypen, M. Steffen, G. Breyta, C. S. Yannoni, R. Cleve and I. L. Chuang: "Experimental realization of order-finding with a quantum computer", Phys. Rev. Lett. 85, pp. 5452-5455 (2000)
- 11) J. Jeener, P. Broekaert: "Nuclear Magnetic Resonance in Solids: Thermodynamic Effects of a Pair of rf Pulses", Phys. Rev. 157, p232 (1967)
- 12) E. Knill, I. Chuang, and R. Laflamme: "Effective pure states for build quantum computer", Phys. Rev. A 57, p3348 (1998)
- 13) L. K. Grover: "Quantum Mechanics Helps in Searching for a Needle in a Haystack", Phys. Rev. Lett. 79, p325 (1997)

# NMR Quantum Computer Experiment

—Quantum computer experiment with a solution of  
chloroform molecules—

Minaru Tei, Yoichi Mizuno\*, Yoshinori Manmoto, Ryuichi Sawae\*\*,

Kenichi Takarabe\*\*\*

*Department of Electronic Engineering, Faculty of Engineering,*

*\*Graduate School of Engineering,*

*\*\*Department of Applied Mathematics, Faculty of Science,*

*\*\*\*Department of Applied Science, Faculty of Science,*

*Okayama University of Science*

*Ridai-cho 1-1, Okayama 700-0005, Japan*

(Received November 1, 2002)

NMR Quantum Computer Experiment was performed using a Carbon-13 labeled solution of chloroform molecules. In this quantum computer, the Carbon-13 nuclear spin and the Proton nuclear spin in a chloroform molecule play role of one qubit respectively. The qubit correspond to the bit of classical computer. In this experiment, the initialization and the Grover's quantum search algorithm were implemented on this 2-qubit quantum computer.