

別冊・数理学

# 量子の新世紀

## 量子論のパラダイムとミステリーの交錯

### I. 序論

佐藤 文隆	いま、量子力学とは？
並木美喜雄	量子力学の発展 試行錯誤の歴史と将来展望
筒井 泉	量子力学の非常識な魅力
和田 純夫	波動関数の解釈に対する視点
町田 茂	量子力学の面白さ

### II. 解釈問題

和田 純夫	状態の共存と波動関数の解釈
井元 信之	量子力学の解釈問題
小嶋 泉	量子論の基本概念：その物理的解釈と超選択則
福田礼次郎	場の量子論と解釈問題
早田 次郎	宇宙波動関数と解釈問題 量子宇宙から古典宇宙へ

### III. 量子測定と観測問題

清水 明	量子測定の原理とその問題点
山本 喜久 O. アルター	量子測定の限界と量子ゼノ効果
村山 良昌	メソスコピック系の物理と観測問題
足立 聡	Bellの不等式について

### IV. 量子情報、エンタングルメント、テレポーテーション

細谷 暁夫	量子情報理論と相対性理論 情報は光より速く伝わらない
A. ミラノヴィツ 玉木 潔	量子テレポーテーション
和達 三樹 三宅 章雅	量子計算と量子情報の幾何学
大矢 雅則	量子情報・量子コンピュータ

### V. 巨視的量子現象

高木 伸	巨視的量子現象と観測問題
上田 正仁	ボース・アインシュタイン凝縮と巨視的量子現象
鈴木 増雄	マクロな現象とプランク定数

### VI. 量子がつくる幾何学の世界

矢吹 治一	量子力学的位相
谷村 省吾	量子力学におけるトポロジーと対称性
倉辻比呂志	プランク定数とトポロジー
全 卓樹 筒井 泉	特異点と1次元量子論

サイエンス社

# 量子の新世紀

## 量子論のパラダイムとミステリーの交錯

### I. 序論

いま、量子力学とは？	佐藤 文隆	6
量子力学の発展 試行錯誤の歴史と将来展望	並木美喜雄	13
量子力学の非常識な魅力	筒井 泉	20
波動関数の解釈に対する視点	和田 純夫	29
量子力学の面白さ	町田 茂	31

### II. 解釈問題

状態の共存と波動関数の解釈	和田 純夫	38
量子力学の解釈問題	井元 信之	46
量子論の基本概念：その物理的解釈と超選択則	小嶋 泉	56
場の量子論と解釈問題	福田礼次郎	65
宇宙波動関数と解釈問題 量子宇宙から古典宇宙へ	早田 次郎	73

### III. 量子測定と観測問題

量子測定の原理とその問題点	清水 明	82
量子測定の限界と量子ゼノ効果	山本喜久・O. Alter	90
メソスコピック系の物理と観測問題	村山 良昌	97
Bellの不等式について	足立 聡	107

## IV. 量子情報, エンタングルメント, テレポーテーション

量子情報理論と相対性理論 情報は光より速く伝わらない	細谷 暁夫	118
量子テレポーテーション	A. Miranowicz・玉木潔	124
量子計算と量子情報の幾何学	和達三樹・三宅章雅	131
量子情報・量子コンピュータ	大矢 雅則	140

## V. 巨視的量子現象

巨視的量子現象と観測問題	高木 伸	152
ボース・アインシュタイン凝縮と巨視的量子現象	上田 正仁	161
マクロな現象とプランク定数	鈴木 増雄	168

## VI. 量子がつくる幾何学的世界

量子力学的位相	矢吹 治一	176
量子力学におけるトポロジーと対称性	谷村 省吾	183
プランク定数とトポロジー	倉辻比呂志	190
特異点と1次元量子論	全卓樹・筒井泉	197

初出一覧…………… 4

本別冊は、「数理科学」(月刊)に掲載された論文を再編集し、これに書き下ろし数本を加え、構成されています。再録する論文については、増補・訂正を加えたものがありますことをおことわりいたします。

数理科学編集部

### 初出一覧

<=は原題名>	( ) は発行年月号.
いま、量子力学とは?	佐藤 文隆 (新規)
量子力学の発展 試行錯誤の歴史と将来展望	並木美喜雄 ('98.05)
量子力学の非常識な魅力	筒井 泉 ('02.11)
波動関数の解釈に対する視点	和田 純夫 ('02.07)
<=特集「波動関数のミステリー」について>	
量子力学の面白さ	町田 茂 (新規)
状態の共存と波動関数の解釈	和田 純夫 ('02.07)
量子力学の解釈問題	井元 信之 ('02.07)
量子論の基本概念: その物理解釈と超選択則	小嶋 泉 ('02.07)
場の量子論と解釈問題	福田礼次郎 ('02.07)
宇宙波動関数と解釈問題 量子宇宙から古典宇宙へ	早田 次郎 ('02.07)
量子測定の問題とその問題点	清水 明 ('02.07)
量子測定の限界と量子ゼノ効果	山本喜久・O. Alter ('02.11)
メソスコピック系の物理と観測問題	村山 良昌 ('96.02)
Bell の不等式について	足立 聡 ('02.07)
量子情報理論と相対性理論 情報は光より速く伝わらない	細谷 暁夫 ('02.11)
量子テレポーテーション	A. Miranowicz・玉木潔 ('02.11)
量子計算と量子情報の幾何学	和達三樹・三宅章雅 ('02.11)
量子情報・量子コンピュータ	大矢 雅則 ('03.08)
<=量子情報・量子コンピュータ その根底にある虚数の世界>	
巨視的量子現象と観測問題	高木 伸 ('02.07)
ボース・アインシュタイン凝縮と巨視的量子現象	上田 正仁 ('02.11)
マクロな現象とプランク定数	鈴木 増雄 ('03.07)
量子力学的位相	矢吹 治一 ('03.08)
量子力学におけるトポロジーと対称性	谷村 省吾 ('02.11)
プランク定数とトポロジー	倉辻比呂志 ('03.07)
特異点と1次元量子論	全卓樹・筒井泉 (新規)

## 量子テレポーテーション

Adam Miranowicz · 玉木 潔

### 1. はじめに

テレポーテーション, それは移動手段の一種で, 物体や人がある場所から消し, どこか違う場所にその物体や人を再現するような空想上のものだと一般的には思われている. したがって, テレポーテーションは, スキャンしているときに元の物体を壊してしまいが, 3次元的な物体まで送れる特殊な“ファックス”みたいなものである. この意味では, マンガ『ドラえもん』に出てくる「どこでもドア」はこのテレポーテーションの道具だと考えられるし, 映画『スター・トレック』では, テレポーテーションはエレベーター並にありふれた移動手段の役割をしている. また, デビット・クローネンバーグの有名な映画『ザ・フライ』では, 不完全なテレポーテーションが引き起こし得る危険が描かれていた. これらすべての例は完全に非現実的なもののように思える.

最近まで, 物理学者はテレポーテーションの可能性を排していた. というのも, ハイゼンベルクの不確定性原理に暗に含まれている理論である「量子状態のコピー不可能定理 (No Cloning Theorem)」により, 未知の量子状態の厳密なコピーは作れないからである. ところが, ベネットら6人の科学者からなる国際チーム<sup>1)</sup>は1993年に, 量子テレポーテーションと呼ばれる方法により, 未知の量子状態のある場所からある場所へ, その状態に関

係する物理的な物体を直接空間的に伝播させることなく移動できることを示した. ザイリンガーのグループによる1997年のテレポーテーションの初めての実験の成功<sup>2)</sup>は『サイエンティフィック・アメリカン』(月刊『日経サイエンス』の原本<sup>3)</sup>)を含めた多くの雑誌や, 世界中の新聞にも大きく掲載された. これらの素晴らしい偉業は多くのうわさをも生み出したものである.

量子テレポーテーションが基づいている原理は, 「どこでもドア」や, 『スター・トレック』に出てくる人を包むビームとは明らかに異なる. 量子テレポーテーションを可能にしているのは, アインシュタイン・ポドルスキー・ローゼンの相関 (EPR 相関) とも呼ばれている量子エンタングルメントである. このエンタングルメントは粒子同士の特別な相関で, たとえ粒子同士がどんなに離れていようとも, ある粒子に対して何かを観測することが, エンタングルしている別の粒子の測定結果に即座に影響を与えるような相関である. 例えば, 2つの光子を相互作用させれば, エンタングルさせることができる. このとき, それぞれの光子の(測定前の)偏光状態はあいまいで, ある特定の偏光状態になっていないが, これら2つの光子ははっきりとした相関を持っている. もし, 片方の光子に対して偏光が縦か横かを見分けるような測定をし, その結果が例えば縦偏光になっていたら, もう一方の光子の偏光は必ず縦偏光とは直交している水平偏光になっている. 縦横の代わりに, 偏光

が右回りか左回りかを見分ける測定をしたときも、右という測定結果が出たら、もう片方の光子は必ず右とは直交している左偏光の状態になっている。このように、片方の光子をどのような偏光で測ろうと、その測定結果ともう片方の光子の状態が必ず相関している。この相関は非常に奇妙なもので、この効果を予言したアインシュタインでさえもこれが本当のものとは思えなかった。彼はこれを幽霊のようなもの<sup>4)</sup>と呼んでいた。2つの部分系からなるエンタングル状態はこれらの部分系の直積の状態として記述できない。この意味で、エンタングルした系は分離不可能であり、非局所的である。エンタングルメントは普通、少数の微視的な粒子で成り立っている系で明確に現れるものであるが、最近、 $10^{12}$  個の原子から成り立っている系においても現れていることが実験的に確かめられた<sup>5)</sup>。このことはメソスコピック系や、巨視的な物体のテレポーテーションの研究に向けての希望の光のように思える。エンタングルメントは量子力学の中で最も深遠な特徴の一つであり、量子テレポーテーションにとって重要であるだけでなく、一般に量子コンピューターや量子暗号にとっても重要なものである。

## 2. 量子テレポーテーションの原理

ここでは、ベネットらが1993年に発明した量子テレポーテーションの方法<sup>1)</sup>について述べたいと思う。この方法は量子ビット、またはキュービットと呼ばれている2準位の量子系のテレポーテーションに限られている。しかし、多準位系、または無限準位系のテレポーテーションへの一般化は概念的には単純である。

テレポートされるキュービットの状態の具体例はいろいろ考えられる。例えば、単一光子の偏光状態 ( $|\uparrow\rangle$  と  $|\leftrightarrow\rangle$ ), または  $|\text{Q}\rangle$  と  $|\text{C}\rangle$ ), キャビティー内の光子数状態 ( $|0\rangle$  と  $|1\rangle$ ), 電子のようなスピン  $\frac{1}{2}$  粒子の準位 ( $|\uparrow\rangle$  と  $|\downarrow\rangle$ ), 原子やイオンの基底状態と励起状態 ( $|g\rangle$  と  $|e\rangle$ ) 等である。し

かし、これらすべてのキュービットの状態の表現方法は数学的には等価である。したがって、量子テレポーテーションの原理を述べるために、キュービットの状態を標準的で情報論的な記述方法である  $|0\rangle$  と  $|1\rangle$  を用いて表すことにする。

量子テレポーテーションの核心はエンタングルメントと、4つの最大限にエンタングルした状態を基底としたベル測定と呼ばれる結合測定<sup>2)</sup>の2つである。この最大限にエンタングルした状態はベル状態、または EPR 状態と呼ばれ、

$$|\Phi_A\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|1\rangle - |1\rangle|0\rangle),$$

$$|\Phi_B\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|1\rangle + |1\rangle|0\rangle),$$

$$|\Phi_C\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|0\rangle - |1\rangle|1\rangle),$$

$$|\Phi_D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle|0\rangle + |1\rangle|1\rangle)$$

と表せる。

量子テレポーテーションでは、送信者 (アリス) と受信者 (ボブ) があらかじめ1対のエンタングルした状態を共有しているという前提の下で、1キュービットの任意の量子状態をある場所から別の場所へ古典通信を用いて送ることができる。詳しくは次の通りである (図1も参照のこと)。まず、アリスは入力状態として未知のキュービット1を持っており、その状態はアリスにとって未知の係数  $a$  と  $b$  を用いて  $|\text{in}\rangle_1 = a|0\rangle_1 + b|1\rangle_1$  と表されているとする。さらに、アリスの持っているキュービット2は初め、ボブのキュービット3と最大限にエンタングルしており、それらの状態は例えば  $|\Phi_A\rangle_{23}$  であるとする。ここで、添え字2と3はそれぞれのキュービットを表している。テレポーテーションの最終目標は、アリスのキュービット1の状態をボブのキュービット3に移すことである。全初期状態は  $|\text{in}\rangle_1|\Phi_A\rangle_{23}$  で表され、キュービット1と2のベル状態を用いて、

$$\frac{1}{2} [ |\Phi_A\rangle_{12}(a|0\rangle_3 + b|1\rangle_3) + |\Phi_B\rangle_{12}(a|0\rangle_3 - b|1\rangle_3) - |\Phi_C\rangle_{12}(a|1\rangle_3 + b|0\rangle_3) - |\Phi_D\rangle_{12}(a|1\rangle_3 - b|0\rangle_3) ]$$

と (本質的でない全体の位相因子  $e^{i\pi} = -1$  を除いて) 書き換えることができる。アリスはキュー

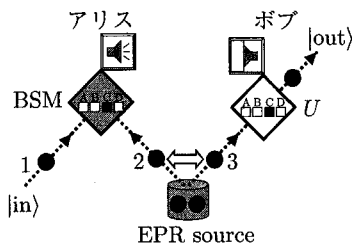


図1 ベネットら<sup>2)</sup>によって提案された量子テレポーテーションの原理. まず, アリスはテレポートしたい状態  $|\text{in}\rangle$  を持っている. さらに, アリスとボブは, EPR ソースから放出されたエンタングルメント対 (2 と 3) を共有している. アリスは, キュービット 1 の系とエンタングルメント対の 1 つ (キュービット 2) の系に対して, 一括測定であるベル測定 (BSM) を行い, ベル状態と呼ばれる 4 つの直交状態 (A, B, C, D) のうちの 1 つ (図の例では C) の状態に確率的に射影する. そして, アリスはこの測定結果を古典チャンネル (ここでは, スピーカー) を用いて, ボブに伝える. この結果に応じて, ボブはキュービット 3 に対して適当なユニタリ変換を施せば, 入力の状態  $|\text{in}\rangle$  と全く同じ出力の状態  $|\text{out}\rangle$  を得る.

ビット 1 と 2 に対してベル測定をして  $\{A, B, C, D\} \equiv \{00, 01, 10, 11\}$  (ベル状態の古典ビット表示) のうちの 1 つの結果を得る. 図 1 の箱 BSM はこのベル測定を表している. 入力の状態が何であろうと, アリスの測定結果は一様に分布した 2 ビットの古典的な情報になる. しかし, この測定はボブのキュービット 3 の状態とアリスのキュービット 1 の初期状態との違いを明らかにする.

(A) もしアリスの測定後, キュービット 1 と 2 の状態が  $|\phi_A\rangle_{12}$  だと分かれば, つまりアリスの測定結果が 00 であるならば, ボブのキュービット 3 の状態は  $|\text{out}\rangle_3 = a|0\rangle_3 + b|1\rangle_3$  となるが, これはアリスの入力状態と全く同じであり, これ以上何の変換も施す必要がない ( $U_A = I$ ). (B) もし, アリスの測定結果が 01 ならば, ボブの状態は  $|\text{out}_B\rangle_3 = a|0\rangle_3 - b|1\rangle_3$  となり, これは, アリスの入力状態  $|\text{in}\rangle_1$  とは異なる. しかし, パウリ演算子  $U_B = \sigma_z$  で表される位相反転の演算をキュービット 3 に施せば, ボブはアリスの入力状

態と全く同じ状態  $|\text{out}\rangle_3 = U_B|\text{out}_B\rangle_3$  を得る. 同様にして, (C) のときには  $U_C = -\sigma_x$  (ビット値反転) を, (D) のときには  $U_D = -i\sigma_y$  (位相 + ビット値反転) を施せば, アリスと全く同じ状態を得る. したがって, テレポーテーションを成功させるためには, アリスの測定結果の情報, つまり 2 ビットの古典情報をボブに伝えなければならない. こうすることによって, ボブは状態の変換  $U$  ( $I, \sigma_z, -\sigma_x$ , または  $-i\sigma_y$ ) を正しく行うことができ, アリスの初期状態を得る. ここで, テレポーテーションは光より速くはできないことに注意してほしい. というのも, ボブは, アリスの測定結果が届くのを待たなければならないからである. もう一つの重要な点は, アリスのベル測定により光子の初期状態  $|\text{in}\rangle_1$  が壊れてしまっていることである. この破壊は量子テレポーテーションが「量子状態のコピー不可能定理」に反していない理由になっている.

これまでは, キュービットのテレポーテーションについてのみ述べてきた. 他の例として, キュービットの状態のテレポーテーションのみならず, 状態の一部だけをテレポートするような方法がある. 図 2 は, ペグら<sup>6)</sup>によって提案された「量子シザーズ (量子切り取り)」と呼ばれる方法の説明である. 実際, この方法は量子テレポーテーションとみなすことができる. というのも, この方法は (i) エンタングルメント, つまり非局所性と, (ii) ベル測定, というベネットらの元の方法と全く同じ原理に基づいているからである. この方法において, エンタングルメントは入力状態  $|0\rangle$  と  $|1\rangle$  からボブのビームスプリッター BS2 によって作られる. ここで注意してもらいたいのは, 入力の状態  $|\text{in}\rangle$  から出力の状態  $|\text{out}\rangle$  へは直接光が届いていないので, この過程は量子エンタングルメントに基づいた非局所的な現象である, ということである. アリスはベル測定を BS1, フォトンカウンター D1 と D2 を用いて行っている. そして, テレポーテーションに必要とされているようにアリスの元の状態  $|\text{in}\rangle$  はベル測定によって破壊されている. この量子シザーズの初の実験は, コンス

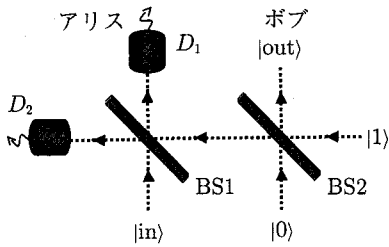


図2 量子シザーズを用いたテレポーテーションと状態の切り取り<sup>6)</sup>。もし、ビームスプリッター BS2 の入力に単一光子  $|1\rangle$  と真空  $|0\rangle$  であり、アリスの光子カウンター  $D_1$  が単一光子を検知し  $D_2$  が真空を検知したら、入力の状態  $|\text{in}\rangle = c_0|0\rangle + c_1|1\rangle + c_2|2\rangle + \dots$  はテレポートされ、そして  $|\text{out}\rangle = c_0|0\rangle + c_1|1\rangle$  (を適当に規格化した状態) のように切り取られる。したがって、入力が  $|\text{in}\rangle = c_0|0\rangle + c_1|1\rangle$  であるならば、これはテレポーテーションになる。ボブはアリスに測定結果を教えてもらえば、 $|\text{out}\rangle = |\text{in}\rangle$  だと分かる。しかし、アリスが  $D_2$  で1光子を検出し、 $D_1$  で真空を検知することもある。このとき、ボブはアリスにこの測定結果を知らせてもらった後、ユニタリ変換  $\sigma_z$  を施せば欲しい状態が得られる。もしアリスの検知した合計の光子数が0 または 2 の場合はテレポーテーションは失敗する。

タンツ大学のアレックス・ルボフスキーのグループによって行われた<sup>7)</sup>。

ベネットらの方法は、任意のキュービットの状態に対して、どのような測定結果をアリスが得ようともテレポーテーションは必ず成功するので非確率的である。古澤ら<sup>8)</sup>の実験や、ニールセンら<sup>9)</sup>の実験も非確率的である。しかし、ザイリンガーらの実験<sup>2)</sup>やデ・マルティニのグループの実験<sup>10)</sup>、そして、量子シザーズの実験は確率的である。これらのテレポーテーションはアリスの測定結果が適当なものであるときのみ成功する。

### 3. 原子状態のテレポーテーション

これまでは、光子のキュービットに対してのテレポーテーションの方法を述べてきた。というの

も最初のテレポーテーションの提案<sup>1)</sup>や、現在までの実験の多くは<sup>2, 8, 10)</sup>は光学の系で行われてきたからである。しかし実用的な観点から考えると、光子のキュービットは、光をキャビティーに閉じ込めても外に漏れてしまうといったように、ある特定の場所にとどめておくのが非常に難しく、長時間の量子情報の保持には向いていない。したがって、量子コンピューターの実用的な応用を考える際、原子核、または原子を用いたキュービットのテレポーテーションは非常に興味深いものであり、ニールセンら<sup>9)</sup>の原子核キュービットを用いた完全なテレポーテーションの実験には目を見張るものがある。この実験では、核磁気共鳴を用いて、炭素の量子状態が数原子間距離離れた水素の原子核にテレポートされた。原子(その中の電子、または原子核)は長時間の量子情報の保持に向いているが、速く移動できず、また、環境系と強く相互作用してしまうため、長距離の伝達には向いていない。これとは対照的に、光子の量子状態は量子情報の長距離伝達に向いているが、保持には向いていない。ここでは、ナイトと彼のグループ<sup>11)</sup>の原子状態の巨視的な距離のテレポーテーションという、興味深い提案について述べたいと思う。この方法は光学系が量子情報の伝達に向いているという利点と、原子系が量子情報の保持に向いているという利点の両方をうまく用いている。

このテレポーテーションの方法では、キャビティーからの光子のリークが重要な役割を果たしている。励起された量子系からのこのようなリークは、その系のコヒーレンスの消失(デコヒーレンスと呼ばれる)の例であることはよく知られており、したがって、通常は量子情報を破壊してしまう役割をしている。しかし、ナイトらはこのリークを積極的に用いてエンタングルメントを得る術のみならず、テレポーテーションのような量子情報処理を完全に行うための方法をも示した。この驚くべき結果は、系からリークした光子を観測することにより、リークが起こる前の系についての情報を得ることができる、ということに注意すると理解できる。



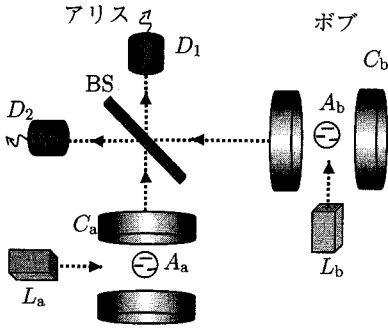


図3 光子のリークによる原子状態のテレポーション<sup>11)</sup>. キャビティー  $C_a$  中にトラップされたアリスの原子  $A_a$  の未知の量子状態が, フォトンカウンター  $D_1$  と  $D_2$  による結合測定により, キャビティー  $C_b$  中のボブの原子  $A_b$  にテレポートされる. 準備段階では, 原子  $A_a$  と  $A_b$  はレーザー  $L_a$  と  $L_b$  によって照射されている. テレポートされる量子状態は原子の内部状態であり, これは量子情報の保持に向いている. 一方, 量子情報の長距離の伝達に向いている光子の量子状態が, アリスからボブへ量子情報を伝える.

この方法の概略を図3に示す. この実験系は2つのキャビティーから成り立っていて, アリスのキャビティー  $C_a$  とボブのキャビティー  $C_b$  は同じ周波数  $\omega_a^{(C)} = \omega_b^{(C)}$  に同調されている. 各々のキャビティーには1つの3準位系の原子 ( $A_a$  または  $A_b$ ) がトラップされており, この原子には適当な時間, 古典的なレーザー場 ( $L_a$  または  $L_b$ ) が照射されている. 原子のエネルギー準位は図4のようになっている.

周波数  $\omega_n^{(L)}$  の古典的なレーザー光を適当な時間照射することにより, アリス (添え字  $n = a$  で示す) とボブ ( $n = b$ ) は  $|e\rangle_n \leftrightarrow |r\rangle_n$  という遷移を起こすことができる. もう一方の遷移である  $|g\rangle_n \leftrightarrow |r\rangle_n$  は量子化されたキャビティー場の周波数  $\omega_n^{(C)}$  によって引き起こすことができる. 重要なのは, 離調幅  $\Delta_n$  が十分大きくて, 上準位  $|r\rangle_n$  は2つの下準位の時間発展と実効的に分離していると仮定できることである. したがって, 量子情報は  $|g\rangle_n$  と  $|e\rangle_n$  の2つの準位に保持されていると考えてよい. アリスとボブのキャ

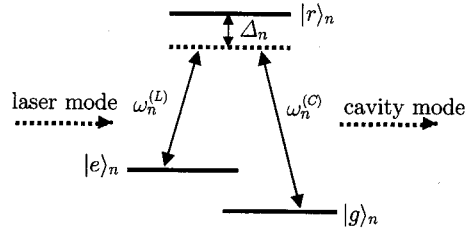


図4 キャビティー中にトラップされている原子 ( $A_a$  または  $A_b$ ) のエネルギー準位.  $|g\rangle_n$  と  $|e\rangle_n$  は量子情報を保持するための準位であり,  $|r\rangle_n$  は原子の励起準位,  $\omega_n^{(C)}$  はキャビティー場の振動数,  $\omega_n^{(L)}$  は古典レーザー光の振動数, そして,  $\Delta_n$  は離調幅を表す.

ビティーは初め光子を含んでおらず, このキャビティーの状態は真空状態  $|0\rangle_n$  によって記述され, また, ボブの原子は初め状態  $|e\rangle_b$  にある. アリスは自分の持っている原子の量子状態を知らず, それはアリスにとって未知な係数  $c$  と  $c'$  を用いて  $|\psi\rangle_a = c|g\rangle_a + c'|e\rangle_a$  と表せる. 目標は, このアリスの状態  $|\psi\rangle_a$  をボブにテレポートすることである. まず, 状態の準備段階として, アリスは自分の原子  $A_a$  にレーザー  $L_a$  を適当な時間照射することにより自分のキャビティーの中にある原子状態  $|\psi\rangle_a$  を, キャビティーモードの重ね合わせの状態に写し込む.

その一方で, ボブも自分の原子  $A_b$  にレーザー  $L_b$  を適当な時間照射することにより原子-キャビティー場のエンタングル状態  $|\Psi\rangle_b = \frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle_b|0\rangle_b + i|g\rangle_b|1\rangle_b)$  を作る. ここで,  $|1\rangle_b$  と  $|0\rangle_b$  はボブのキャビティーの状態であり, キャビティーに1個光子がある状態と1個もない状態をそれぞれ表している. 両方のキャビティーから出た光子は透過率と反射率の等しいビームスプリッター BSによって混ぜられるため, アリスとボブは, これらの準備段階の操作が同時に終わるように同期をとらなければならない. キャビティーはこの BS に近いほうの側からのみ光子が出るようにしておく. 次のステップは, アリスのフォトンカウンター  $D_1$ , または  $D_2$  による, ある一定時間内の光子計測である. 異なるキャビティー  $C_a$  と  $C_b$  から漏れ出した光子に対するこれらのフォトンカウンターによ

る結合計測は、アリスの原子  $A_a$  の量子情報をボブの原子  $A_b$  へと目に見えない形で運ぶような観測になっている。アリスの光子カウンターの両方もが光子を検出していない場合と、両方もが検出した場合はテレポーテーションが失敗したことになり除外される。この観測の後、光子カウンター  $D_1$  と  $D_2$  のうちどちらかが光子を検出したかに応じて、ボブは自分の変換された原子に適切な位相変換を施す。このステップは図 1 中のユニタリ変換  $U$  に対応している。このテレポーテーションの方法は、最初のテレポーテーションの提案とは違って、確率的であることに注意されたい。というのも、テレポーテーションが失敗したときにも、アリスの元の状態が破壊されているからである。

しかし、この方法は改良することができ、その改良された方法<sup>11)</sup>では、アリスの初めの原子  $A_a$  を、やはり同じキャビティー  $C_a$  中にトラップされていて、失敗したときの保険の役割を果たす原子  $A_r$  とエンタングルさせることにより、 $A_a$  の状態が破壊されても、もう一回だけ再試行することができるようになっていく。

#### 4. エンタングルメントスワッピング

キュービットの量子テレポーテーションは量子通信の基礎的なものであるが、これの一般化したものとして、エンタングルしたキュービットをテレポートするエンタングルメントスワッピング<sup>1,12)</sup>、と呼ばれているものがある (図 5 を見よ)。量子テレポーテーションとエンタングルメントスワッピングは量子通信の道具の中で、本質的なものである。テレポーテーションとスワッピングの類似性を分かりやすくするために、図 1 と図 5 では同じ記号を用いた。図 5 のスワッピングを理解するには、2 つの同等な考え方がある。キュービット 1 がキュービット 3 にテレポートされたか、もう一つはキュービット 2 がキュービット 4 にテレポートされたかである。

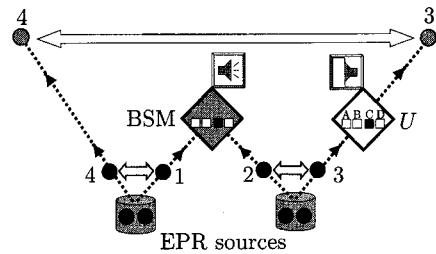


図 5 エンタングルメントスワッピングの原理。これは、テレポーテーションの応用により、相互作用の全くしていないキュービット対をエンタングルさせるものである。2 つの EPR ソースはそれぞれエンタングルしたキュービット対である 1-4 と 2-3 (短い白矢印) を作る。図 1 で説明したように、ベル測定 (BSM) をキュービット 1 と 2 に対して行う。この測定は出力であるキュービット 3 と 4 (長い白矢印) をエンタングルさせる。

エンタングルメントスワッピングの初めての実験は、ザイリンガーらのグループ<sup>13)</sup>によって、テレポーテーション用のセットアップを少し改造したものによって行われた。ザイリンガーのグループは、物理的に全く相互作用をしていない、もしくは力学的に全く関連のない 2 つの自由粒子をエンタングルさせることに成功した。これはおそらく、共通のソースから放出する、もしくは、過去に相互作用をさせることなく量子状態をエンタングルさせた初めての実験である。

#### 5. 今後の展望と結び

ザイリンガーは、原子同士の巨視的な距離のテレポーテーションは数年のうちに実現でき、また、分子同士のテレポーテーションは 10 年ぐらいで実現できると考えているようである。ニールセンら<sup>9)</sup>の微視的な距離ではあるが、核スピンのテレポーテーションの実験は良い前兆である。しかし、おそらく最も素晴らしく、そして有望な実験はデンマークのボルチックらのグループ<sup>5)</sup>の実験であろう。彼らは、 $10^{12}$  個の原子を含むセシウムガス雲同士という、巨視的な物同士のエンタングルメ

ントを実現したのである。彼らの実験では、2つのサンプルは数ミリメートルしか離れていなかったが、原理的には、ずっと遠い距離間でもエンタングルさせることができる。セシウムガスのような気体のエンタングルメントは、スピンの集団のようにバルク的な性質を持っており、それをあるガス雲から別のガス雲へとテレポートさせることができる。したがって、ポルチックらの実験は、(固体も含めた)巨視的な原子集団間の量子テレポーテーションへの道を開いたことになるであろう。

それでは、人間や他の巨視的な物をテレポートするためには、何が最も大きな問題になっているのか、という疑問が自然に湧いてくるであろう。テレポーテーションの方法によると、このようなテレポートのために我々は、まず人間のどんな小さな情報をもすべて読み取り、どこかの粒子にこの情報を移動し、次にこれらの情報すべてをかき集め、そして、全く同一な人間を再現しなければならない。ここで最大の問題は、人間はおよそ $10^{27}$ という莫大な数の原子から成り立っているため、これら原子の情報(ポルチックらのように集団としての性質のみならず)をすべて送るのには、最新の技術を適用しても宇宙の年齢以上の時間がかかってしまう、ということである。したがって、科学者によって強調されているように生物という複雑なもの、それがバクテリアやウイルスであっても、それを近似的に量子テレポートするということが、我々の現在の技術では完全にお手上げなことである。

新しい移動手段としては、非現実的な夢であるにもかかわらず、量子テレポーテーションは単なる手品ではなく、ここ10年の間、量子情報の研究における中核の一つをなすものであった。テレポーテーションは、量子コンピューターの本質的な技術<sup>14)</sup>になっており、そしてこのコンピューターができると、今度は宇宙のシミュレーションや、非常に精度の良い天気予報や、人工知能等が可

能になる。しかし、我々はこの量子の世界において、なぜ量子テレポーテーションができるのかということはまだ知り始めたばかりにすぎない、ということ謙虚に受け止めなければならない。

最後になりましたが、平山祥朗氏、井元信之氏、小芦雅斗氏、Yu-xi Liu氏、Şahin K. Özdemir氏、そして、山本俊氏らとの、大変有意義な議論と共同研究に感謝します。また、この記事を書く機会を与えてくださった筒井泉教授に深く感謝します。

#### 参考文献

- 1) C.H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W.K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1895 (1993).
- 2) D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle, M. Eibl, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Nature* **390**, 575 (1997).
- 3) A. ザイリンガー, “量子テレポーテーション”, 日経サイエンス 6月号 (2000).
- 4) A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Phys. Rev.* **47**, 777 (1935).
- 5) B. Julsgaard, A. Kozhekin, and E.S. Polzik, *Nature* **413**, 400 (2001).
- 6) D.T. Pegg, L.S. Phillips, and S.M. Barnett, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1604 (1998); C.J. Villas-Bôas, N.G. de Almeida, and M.H.Y. Moussa, *Phys. Rev. A* **60**, 2759 (1999).
- 7) S.A. Babichev, J. Ries, and A.I. Lvovsky, “Quantum scissors: teleportation of single-mode optical state by means of a nonlocal single photon”, *Europhysics Letters* **64**, 1 (2003).
- 8) A. Furusawa, J. Sørensen, S.L. Braunstein, C.A. Fuchs, H.J. Kimble, and E.S. Polzik, *Science* **282**, 706 (1998).
- 9) M.A. Nielsen, E. Knill, and R. Laflamme, *Nature* **396**, 52 (1998).
- 10) D. Boschi, S. Branca, F. De Martini, L. Hardy, and S. Popescu, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 1121 (1998).
- 11) S. Bose, P.L. Knight, M.B. Plenio, and V. Vedral, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5158 (1999).
- 12) M. Żukowski, A. Zeilinger, M.A. Horne, and A.K. Ekert, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 4287 (1993).
- 13) J.-W. Pan, D. Bouwmeester, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3891 (1998).
- 14) D. Gottesman and I.L. Chuang, *Nature* **402**, 390 (1999); G. Brassard, *Physica D* **120**, 43 (1998).

(アダム・ミラノヴィッツ, Adam Mickiewicz 大学および SORST) (たまき・きよし, NTT 物性科学基礎研究所)