科学基礎論学会
秋の研究例会2005・発表要旨集

2005年10月22日 (土) 9:30〜17:50

慶應義塾大学三田キャンパス東館8階ホール

講演プログラム

1	9:30〜10:10	立花幸司 東京大学大学院総合文化研究科	アリストテレスの実践的推論とその生理的側面について
2	10:10〜10:50	北島雄一郎 京都大学大学院文学研究科	代数的場の量子論における非局所性
3	10:50〜11:30	新村公剛 新村公剛公認会計士事務所	シュレディンガー方程式と太陽系
4	11:30〜12:10	佐藤正典 本多電子株式会社	Young の 2 重スリットと EPR 相関
	12:10〜13:30	昼休み ／ 理事会・編集委員会・企画委員会	
5	13:30〜14:10	森元良太 慶應義塾大学大学院文学研究科	情報理論から観た統計力学と自然選択説
6	14:10〜14:50	鈴木 聡 駒澤大学	Lewis のトリヴィアル性結果の再構成
7	14:50〜15:30	三島瑞穂 神戸大学大学院自然科学研究科	J. Piaget の発生的認識論における数学的構造の役割
	15:30〜15:50	休憩	
8	15:50〜16:30	矢田部俊介・稲岡大志 神戸大学工学部・神戸大学大学院文化学研究科	Evans の vague object について
9	16:30〜17:10	原田雅樹 関西学院大学	量子的粒子ー波動、物質ー場という概念構成と、直観・シンボル・実在という哲学的概念
10	17:10〜17:50	白井仁人 一関工業高等専門学校	量子力学への統計力学的アプローチ: 新しい統計解釈の試み

アリストテレスの実践的推論とその生理的側面について

立花幸司 (Kouji TACHIBANA)
東京大学大学院総合文化研究科

人は，どのようにして行為するのか．アリストテレスは，自らにこのように問いかけ,「実践的推論」と後に呼び習わされるものを提示することで，答えている．実践的推論とは，—解釈上の議論に踏み込むことさえしなければ— 普遍的な信念を大前提に位置づけ，個別的な信念を小前提に位置づけることによって，結論を行為として導くものである．たとえば，大前提に「すべての人間はいまはここから立ち去るべきだ」という信念をもち,「わたしは人間だ」という信念を小前提にもったならば,「わたしはここから立ち去る (べきである)」のである．

ところが，この実践的推論には，さまざまな困難がつきまとう．直感的に考えてみても，本当に人はこれで行為できるのか，という疑念が生じる．事実，現代行為論に多大な影響を及ぼしたデイヴィドソンは，アリストテレスやアンスコムが考えたのとは反対に，実践的推論は行為を導く推論の一部に過ぎない，と述べている．

さらに問題なのは，アリストテレスが，実践的推論を動物一般にも適用している点である．このことからは，動物が言語的な命題を把握し，しかも推論をすることによって行為する，ということが帰結しかねない．しかしそれはあまりにも突飛である．

では，アリストテレスにとって，実践的推論とは何であるのか．本発表は，現代行為論を論じる人々にとって，アリストテレスの実践的推論があまりにも言語的なものとして理解されてきたことに対して，疑義を唱えるものである．また，これによりデイヴィドソンの批判をかわすこともできると考える．

本発表は，実践的推論の問題点を提示したのち，主に 2 点について論じる．

(1) 実践的推論が動物にも適用されるものであるとするならば，どのようなものでなければならないのか．この論点からは，実践的推論が言語的なものである必要はない (かもしれない) ということが論じられる．そして，それにかわって，実践的推論とは，その本質において生理的なものであることを論じる．

(2) 実践的推論が，本質的には言語的ではないとしたら，アリストテレスが『動物運動論』や『ニコマコス倫理学』で示している実例は，何をしているのか．ここでは，―一般的には実践的推論そのものと思われている―　実践的推論の実例が，推論の一部でしかないことを論じる．

結論は，実践的推論が生理的であり，それゆえ言語化が本質的でないことを論じることである．これにより，これまでアリストテレスの実践的推論の一般的な理解に対して疑義を唱えるものであるが，とはいえ，実践的推論が生理的であるならば，実際のところどのような仕組みになっているのかという点を具体的に述べるものではない．その点で，本発表は，アリストテレスが実践的推論を生理的なものと考えていたという点を論じるのみであり，ささやかな議論にしか過ぎない，と思われるかもしれない．そして，たしかにそれはささやかである．

しかしながら，生理的なものである行為の構造を，なぜアリストテレスが言語化しようとしたのか．この点を考えることは，生理的なものを扱う学問といわゆる哲学的な問題を扱う学問との間を考える上で，1つのヒントになるのではないか，と思われる．最後のこの点については，出席者の方々の批判を仰ぎたい．

代数的場の量子論における非局所性

北島雄一郎 (Yuichiro KITAJIMA)
京都大学大学院文学研究科

1. はじめに

量子力学における非局所的な性質を示す事例として，ベルの不等式の破れが挙げられる．代数的場の量子論におけるベルの不等式に関する研究として，Landau (1987) や Summers and Werner (1995) や Halvorson and Clifton (2000) などがある．本発表では特に，Halvorson and Clifton (2000) による研究に注目する．Halvorson and Clifton (2000) は，代数的場の量子論の公理から導かれる性質を考慮に入れると，ミンコフスキー空間の互いに空間的な関係にある有界な開集合に対応する局所代数上の多くの正規状態のもとでベルの不等式が破れるということを示した．しかし，これらの結果からは，どのような正規状態のもとでベルの不等式が破れるかはわからない．

代数的場の量子論の公理のもとで，局所代数は σ-有限であるという性質も導かれる．これは局所代数に含まれる任意の互いに直交する射影作用素の集合が高々可算であるということである．本発表では，Halvorson and Clifton (2000) が仮定した条件に加えて，σ-有限という性質も考慮に入れると，多くの忠実な正規状態のもとでベルの不等式が破れるということを示す．

2. 忠実な正規状態におけるベルの不等式

以下，$\mathfrak{A}$ と $\mathfrak{B}$ がフォン・ノイマン代数であるとき，$\mathfrak{A} \bigvee \mathfrak{B}$ を $\mathfrak{A}$ と $\mathfrak{B}$ が生成するフォン・ノイマン代数をあらわすことにする．また，$\mathcal{O}_1$ と $\mathcal{O}_2$ をミンコフスキー空間の互いに空間的な有界な開集合とし，$\mathfrak{N}(\mathcal{O}_1)$ と $\mathfrak{N}(\mathcal{O}_2)$ をそれぞれ $\mathcal{O}_1$ と $\mathcal{O}_2$ に対応したフォン・ノイマン代数であるとする．代数的場の量子論の公理では，$\mathfrak{N}(\mathcal{O}_1) \subseteq \mathfrak{N}(\mathcal{O}_2)'$ であることが仮定される．

定義 1 (ベルの不等式). $\mathfrak{A}$ と $\mathfrak{B}$ を，$\mathfrak{A} \subseteq \mathfrak{B}'$ であるようなフォン・ノイマン代数であるとする．$\mathfrak{A}_1$ を $\mathfrak{A}_1$ の任意の要素 A が $-1 \leq A \leq 1$ である

ような$\mathfrak{A}$の部分集合であるとする．$\mathfrak{B}_1$も同様に定義する．$\mathfrak{A} \bigvee \mathfrak{B}$上の正規状態$\rho$に対して，

$$\beta(\rho, \mathfrak{A}, \mathfrak{B}) := \sup\{\frac{1}{2}\rho(A_1(B_1 + B_2) + A_2(B_1 - B_2)) \Big| A_1, A_2 \in \mathfrak{A}_1 \ \textit{and}\ B_1, B_2 \in \mathfrak{B}_1\}$$

と定義する．$\beta(\rho, \mathfrak{A}, \mathfrak{B}) \leq 1$のとき，$\rho$はベルの不等式をみたすという．$\beta(\rho, \mathfrak{A}, \mathfrak{B}) > 1$のとき，$\rho$はベルの不等式を破るという．

定義 2 (シュリーダー性質). $\mathfrak{A}$と$\mathfrak{B}$をフォン・ノイマン代数であるとする．$\mathfrak{A}$に属する0でない任意の作用素Aと$\mathfrak{B}$に属する0でない任意の作用素Bに対して，$AB \neq 0$であるならば，$\mathfrak{A}$と$\mathfrak{B}$はシュリーダー性質をみたすという．

場の量子論の公理のもとで，$\mathfrak{R}(\mathcal{O}_1)$と$\mathfrak{R}(\mathcal{O}_2)$はシュリーダー性質をみたす (Baumgartel, 1995, Theorem 1.12.3).

代数的場の量子論の公理のもとで，局所代数は固有無限であることが示される (Baumgartel, 1995, Corollary 1.11.6)．Halvorson and Clifton (2000) はこの条件も考慮に入れて，$\mathfrak{R}(\mathcal{O}_1) \bigvee \mathfrak{R}(\mathcal{O}_2)$上の多くの正規状態においてベルの不等式が破れるということを示した．

定理 3 (Halvorson and Clifton, 2000, Proposition 1). $\mathfrak{A}$と$\mathfrak{B}$を$\mathfrak{A} \subseteq \mathfrak{B}'$なる固有無限のフォン・ノイマン代数とし，シュリーダー性質をみたすとする．このとき，$\mathfrak{A} \bigvee \mathfrak{B}$上の正規状態全体の集合の中にノルム位相で稠密な部分集合$\mathbb{V}$が存在して，$\mathbb{V}$に属する任意の正規状態はベルの不等式を破る．

局所代数がσ-有限であるということも考慮に入れると，定理3を用いて，$\mathfrak{R}(\mathcal{O}_1) \bigvee \mathfrak{R}(\mathcal{O}_2)$上の多くの忠実な正規状態でベルの不等式が破れるということを示すことができる．

命題 4. $\mathfrak{A}$と$\mathfrak{B}$を$\mathfrak{A} \subseteq \mathfrak{B}'$なる固有無限のフォン・ノイマン代数とし，シュリーダー性質をみたすとする．また，$\mathfrak{A} \bigvee \mathfrak{B}$は$\sigma$-有限であるとする．このとき，$\mathfrak{A} \bigvee \mathfrak{B}$上の正規状態全体の集合の中にノルム位相で稠密な部分集合$\mathbb{V}$が存在して，$\mathbb{V}$に属する任意の正規状態は忠実であり，$\mathbb{V}$に属する任意の正規状態はベルの不等式を破る．

3. まとめ

代数的場の量子論の公理のもとで，真空状態が非局所的な性質を示すことが指摘されている (例えば，Redhead (1995) や Clifton and Halvorson (2000) など)．しかし，$\mathfrak{N}(\mathcal{O}_1) \bigvee \mathfrak{N}(\mathcal{O}_2)$ 上の真空状態において，ベルの不等式が破れるかどうかはわかっていない (cf. Butterfield and Halvorson, 2004, pp. xxiii-xxvi)．

代数的場の量子論における真空状態は忠実な正規状態である (Baumgartel, 1995, Corollary 1.3.3)．命題 4 によって，$\mathfrak{N}(\mathcal{O}_1) \bigvee \mathfrak{N}(\mathcal{O}_2)$ 上の多くの忠実な正規状態においてベルの不等式が破れているということが示された．しかし，この命題からは真空状態においてベルの不等式が破れているかどうかはわからない．真空状態においてベルの不等式が破れているかどうかは今後の課題であろう．

参考文献

[1] Baumgartel, H., *Operatoralgebraic Methods in Quantum Field Theory* (Akademie Verlag, Berlin, 1995).

[2] Butterfield, J. and Halvorson, H. (eds.), *Quantum Entanglements* (Oxford University Press, New York, 2004).

[3] Clifton, R. and Halvorson, H. (2001) 'Entanglement and open systems in algebraic quantum field theory', *Studies in History and Philosophy of Modern Physics* **32**, 1-31.

[4] Halvorson, H. and Clifton, R. (2000) 'Generic Bell correlation between arbitrary local algebras in quantum field theory', *Journal of Mathematical Physics* **41**, 1711-1717.

[5] Landau, L. J. (1987) 'On the violation of Bell's inequality in quantum theory', *Physics Letters A* **120**, 54-56.

[6] Summers, S. J. and Werner, R. F. (1995) 'On Bell's inequalities and algebraic invariants', *Letters in Mathematical Physics* **33**, 321-334.

[7] Redhead, M. (1995) 'More ado about nothing', *Foundations of Physics* **25**, 123-137.

シュレディンガー方程式と太陽系

新村公剛 (Kimitake SHINMURA)*
新村公剛公認会計士事務所

1. 序論

シュレディンガー方程式は，超ミクロを対象とするのであるが，この方程式を，太陽系のようなマクロを対象に適用しようと試みたのがこの論文である．われわれから見ると，水素原子はきわめて小さいが，宇宙から見ると，太陽系はきわめて小さい．こうした視点から，太陽系に対しシュレディンガー方程式より，距離とエネルギーを求める．

2. 古典力学での基本振動数

ケプラーの法則の公転周期Tを振動数νにして，$\nu = \dfrac{1}{ka^3}$，ニュートンの万有引力$\dfrac{GMm}{a^2}$と遠心力$ma\omega^2$より，$\nu = \sqrt{\dfrac{GM}{4\pi^2 a^3}}$，この式を基本振動数として，振動数の数を$\tau$とすると，$\nu = \sqrt{\dfrac{GM}{4\pi^2 a^3}}\tau\,(\tau = 0, 1, 2, \cdots)$

3. 古典力学での全エネルギーと基本振動数と距離について

全エネルギー$E = \dfrac{GMm}{2a} - \dfrac{GMm}{a} = -\dfrac{GMm}{2a}$で，式を変形して，$a = \dfrac{GMm}{2|E|}$,「2.」の基本振動数に代入すると，$\nu = \sqrt{\dfrac{GM}{4\pi^2\left(\frac{GMm}{2|E|}\right)^3}}\,\tau$，距離$a$は，運動エネルギーより$a = \dfrac{GM}{v^2}$である．

*E-mail: hc42-d3@mzz.sst.ne.jp

4. 前期量子論での距離と全エネルギー

リドベリーの公式$\nu = -\dfrac{Rc}{n^2} + \dfrac{Rc}{m^2}$ (c＝光速度，R＝定数) で，軌道番号$m = n - \tau$とすると，$\nu = \dfrac{2Rc\tau}{n^3}$ で，ボーアの振動数関係式$h\nu = E_n - E_m$.
nを比べ，$E_n = -\dfrac{Rhc}{n^2}$ 及び$n = \sqrt{\dfrac{Rhc}{|E_n|}}$，リドベリーの公式での振動数の式に代入し，$\nu = \dfrac{2Rc}{\left(\sqrt{\left(\frac{Rhc}{|En|}\right)^3}\right)}\tau$,「3.」の振動数より，$R = \dfrac{2\pi^2G^2M^2m^3}{h^3c}$，エネルギー$E_n$に代入して，$E_n = -\dfrac{2\pi^2G^2M^2m^3}{n^2h^2}$ で，ボーアの量子条件$nh = mv \cdot 2\pi a$を代入して$E_n = -\dfrac{G^2M^2m}{2a^2v^2}$，$\hbar = \dfrac{h}{2\pi}$ より，$E_n = -\dfrac{G^2M^2m^3}{2n^2\hbar^2}$.
$-\dfrac{2\pi^2G^2M^2m^3}{n^2h^2} = -\dfrac{GMm}{2a}$ より，距離$a = \dfrac{n^2h^2}{4\pi^2GMm^2} = \dfrac{n^2\hbar^2}{GMm^2}$，ボーアの量子条件より，$a = \dfrac{GM}{v^2}$ で,「3.」の距離aと等しい．E_n式に距離aを代入すると，$E = -\dfrac{GMm}{2a}$ で「3.」の全エネルギーと等しい.

5. 変形したシュレディンガー方程式の導出

一般に，シュレディンガーの方程式 (時間によらない) は,

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\,\triangle\psi + U\psi = E\psi \tag{5.1}$$

である．この (5.1) 式の左辺の第 1 項を以下のように変形する.

$$-\frac{n^2\hbar^2}{2m}\,\triangle\psi + U\psi = E\psi \tag{5.2}$$

アインシュタインのエネルギーEの公式$E = mc^2$とプランクの公式$E = nh\nu\,(n = 0, 1, 2, \cdots)$より，質量$m = \dfrac{nh\nu}{c^2}$ で，$v = c$として運動量に代入，運動量$p = \dfrac{nh\nu}{c^2}c = \dfrac{nh\nu}{c} = \dfrac{nh}{\lambda}$ (λは波長) で波数$k = \dfrac{2\pi}{\lambda} = \dfrac{2\pi p}{nh} = \dfrac{p}{n\hbar}$ である．波動関数$\psi = \psi_0 e^{\{i(kx - wt)\}}$ で，座標xで偏微分などすると，運動量$p = -in\hbar\dfrac{\partial}{\partial x}$ である．$E = \dfrac{P^2}{2m} + U$ に運動量pの式を代入整理すると,

$E\psi = -\dfrac{n^2\hbar^2}{2m}\dfrac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + U\psi$，(5.2) 式である．(5.2) 式に $n = 1$ を代入すると，(5.1) 式になる．ド・ブロイの関係式も，$\lambda = \dfrac{nh}{p}$ に変形できる．

6. 変形したシュレディンガー方程式による距離と全エネルギー

(5.2) 式の変形されたシュレディンガー方程式は，波動関数 $\psi(x, y, z)$，ポテンシアル U として $-\dfrac{n^2\hbar^2}{2m}\ \triangle\psi + U\psi = E\psi$ である．太陽の位置を原点 O，惑星の位置を直交座標 (x, y, z)，太陽と惑星間の距離 $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ として，波動関数 $\psi(r) = \psi(x, y, z)$ を，x, y, z で 2 度偏微分して計算すると，$\triangle\psi = \dfrac{d^2\psi}{dr^2} + \dfrac{2}{r}\dfrac{d\psi}{dr}$ で，万有引力のポテンシアル $U = -\dfrac{GMm}{r}$ より，$-\dfrac{n^2\hbar^2}{2m}\Big(\dfrac{d^2\psi}{dr^2} + \dfrac{2}{r}\dfrac{d\psi}{dr}\Big) - \dfrac{GMm}{r}\psi = E\psi$ となる．この微分方程式を解くと，A と b を定数，$\psi(r) = A\exp(br), r$ で微分して，上記の微分方程式に代入整理すると，$-\dfrac{n^2\hbar^2}{2m}b^2 - \dfrac{1}{r}\Big(\dfrac{n^2\hbar^2 b}{m} + GMm\Big) = E$ となる．この式の $\dfrac{1}{r}$ の係数を 0 とすると，$b = -\dfrac{GMm^2}{n^2\hbar^2} = -\dfrac{1}{a}$ で，距離 a が求まり，エネルギー E は，$E = -\dfrac{n^2\hbar^2}{2m}b^2$，$b$ の式を代入すると，$E = -\dfrac{GMm}{2a}$ となる．「4.」で求めたエネルギーと一致する．別法有．

7. 波動関数 ψ について

「6.」で微分方程式を解いた波動関数 $\psi(r)$ は，「6.」の $b = -\dfrac{1}{a}$ より，$\psi(r) = A\exp\Big(-\dfrac{r}{a}\Big)$ で，この式の A は，規格化して求めた結果，$A = \sqrt{\dfrac{1}{\pi a^3}}$ となる．この A を波動関数に代入すると，$\psi(r) = \sqrt{\dfrac{1}{\pi a^3}}\ \exp\ \Big(-\dfrac{r}{a}\Big)$ となる．

8. 結論

シュレディンガー方程式より，太陽と惑星との間の，距離とエネルギーとを求めた．ボーアの理論では，電子がどの軌道に遷移するのかというスペクトル分析があり，ライマン系列等の規則性が説明される．彗星が，太陽，惑星に衝突するという衝突現象に，ライマン系列等のような規則的なものがないか．星からの電波，宇宙線，赤外線，重力波等，同一の星からの電波等でも，地球で観測する電波等の波長と火星等で観測する電波等の波長とは異ならないか．これも，ライマン系列等のような系列があるためではないか．

Youngの2重スリットとEPR相関
—干渉とは何か，因果律との関係について—

佐藤正典 (Masanori SATO)*
本多電子株式会社

1. はじめに

相対論と量子論は干渉と深く関わっている．Michelson-Morley の実験は干渉実験であり，photon の到着時間の測定でないことを指摘した [1]. 相対論と量子論の出発点が全く別であるにも関わらず，干渉というキーワードで結ばれていることが，相性がよい理由である．ところが，干渉と関係のない EPR 相関になると，とたんに相性が悪くなる．ここでは量子論に的を絞り，干渉とは何か，さらに干渉のない現象について議論する．量子論における干渉の例は，Young の 2 重スリットが上げられる [2]. 一方，干渉とは明らかに異なる現象として，EPR 相関がある [3]．この 2 つを比べることで，量子論の問題点を明確にする．大きな目的は，干渉と干渉でない現象の意味するところと，因果律とのかかわりを探ることである．その前の準備段階として，Young の 2 重スリット，EPR 相関で解決すべき問題を指摘し，議論する．

2. Youngの2重スリット実験

Young の 2 重スリット実験は大きな問題を抱えている．すなわち”which way”(どちらのスリットを通ったか) が分からないから，両方のスリットを通ったという結論である．この結論には納得がいかない．ここでは，photon はどちらか片方のスリットを通り，干渉パターンが形成されると主張する．従来，photon が 2 重スリットのどちらを通ったかと干渉パターンは同時に観測されないとされてきた．従来の議論は，①どちらのスリットを通ったかと干渉パターン形成，②干渉パターン形成メカニズムの 2 つを結びつけていた．今回の議論では，この 2 つを区別し，①について述べる．②の干渉パターン形成のメカニズムとしては Bohm の quantum

*〒 441-3193 豊橋市大岩町小山塚 20，E-mail: msato@honda-el.co.jp

potential が最適であると考える．Bohm 理論では，photon の軌跡が明確に計算でき，同時に干渉パターンができる [P. R. Holland, The quantum theory of motion, Cambridge University Press, 1994]．C. Dewdny による 2 重スリットの photon 軌跡の計算結果を**図 1** に示す．スリット通過後，photon は quantum potential に導かれて干渉パターンを形成して行く．**図 2** は，photon の軌跡の計算例である．photon はスリットを通過後に軌道を変え干渉パターンを形成して行く．スリットに反跳運動量を与えて跳ね返され，干渉パターンを作るという従来の議論とは異なっている．従来議論されている photon の進行方向に直交する運動量 (スリットの反跳運動量) により干渉パターンが形成されるメカニズムは十分に確認されているわけではない．これらの図は，photon はどちらか片方のスリットを通り，干渉パターンが形成されることを十分に示している．

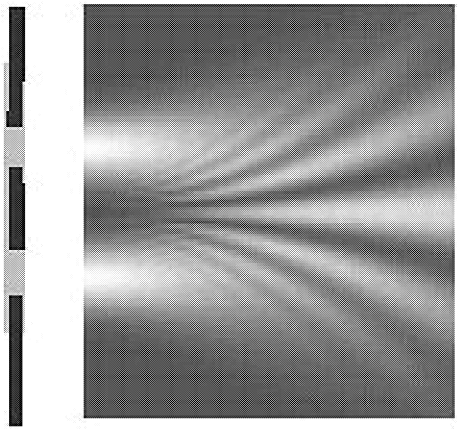

図 1: 2 重スリットの干渉パターン (C. Dewdny の HP より)
`http://web.port.ac.uk/departments/sees/staff/dewdneyC.htm`

2 重スリットのスリットをガラスにすると，photon 通過によってガラスにはストレスが残る．ガラスなどの誘電体媒質に photon が入射すると光速が遅くなり，波長が短くなる．したがって，photon の運動量が大きくなる．この差は運動量保存則からガラス表面に運動量 (ストレス) として残る．この運動量は，両方のスリットに重ね合わせになることなく，どちらか片方のスリットに残る．Heisenberg relations を用いることで，この運動量がどちらのスリットに残ったかを原理的に区別できることが示せる．すなわち，重ね合わせは，完全に分離できる．真空中を飛んできた photon (波数 k_1) が透明な誘電体に入ったとすると，光の速度が小さくな

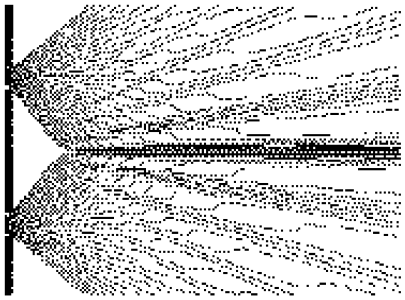

図 2: 軌跡 (S. Goldstein の HP より)
`http://math.rutgers.edu/~oldstein/quote.html#D`

り photon の波数が k_2 に増加する．その差が運動量保存則 $k_1 = k_2 + k_m$ により誘電体表面に k_m で表される放射圧あるいはストレスとして残る．このストレスが photon の軌跡を示す．photon は，どちらか片方のガラスのスリットを通過する．したがって，ストレスがスリットの表裏に残る．

今回の議論は，干渉パターンの形成メカニズムではなく，あくまで，片方のスリットを通ってしかも干渉パターンができることを示すことである．今後，メカニズムを検討する予定であるが，現時点では quantum potential による説明が最適であり，実験による検証を進めるつもりである．

3. EPR 相関

EPR 相関は干渉を示さない．すなわち，完全に確定し干渉パターンを示さず，量子論とは異質である．信号伝達速度に関する EPR 相関と相対論の共存は，EPR 相関では情報伝達ができないことを理由に図られている．しかし，その根拠は統計 (平均化) により情報が消失する [4, 5] という一般的な証明に依っているだけであり，実験で確認されていない．

EPR 相関は，Bell の定理を満たさない例を具体的に示すことで，はっきりする．**図 3** に示すように 2 つの粒子は完全に結ばれており，片方が回転すればもう片方も回転する [3]．例えば矢印をスピンの方向と考えると，これは Bell の定理を満たさない．このモデルは EPR 相関の実験結果を完全に再現する．

ここで，**図 4** に示すように，垂直方向でスピンの方向を確定し，それに引き続いて 45° 方向でスピンを測定する場合を考えてみる．その場合，EPR 相関が保たれるかどうかが論点である．このモデルでは，EPR 相関

は継続することになる．もちろん，この場合は，因果律の問題 (quantum entanglement を介して情報伝達ができるという問題) が出てくる [3]．この決着は実験に依らざるを得ないと考え，現在準備を進めているところである．

図 3: Quantum entanglement のモデル

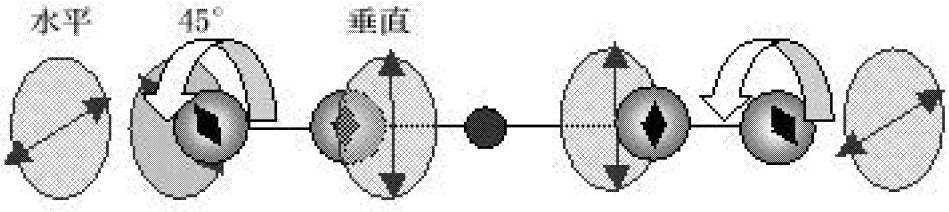

図 4: Quantum entanglement 継続の提案実験

4. まとめ

2 重スリットの干渉と EPR 相関の問題点を指摘した．干渉とそうでないものの例として上げたが，その伝達速度は，因果律の制約を受けていないように見える [6]．因果律を photon による情報伝達速度と定義すれば，干渉の伝達速度，quantum entanglement の伝達速度は因果律の制約を受けない．両者共に photon を介した情報伝達ではないからである．今後，実験による確認を試みる予定である．

5. Appendix

実際に 2 重スリットの実験を行なうと，近距離では**図 1**，**2** のパターンが見られる．しかし，このパターンは Young の 2 重スリットパターンとは異なっている．もう少しスクリーンの距離を離すと，それぞれの輝線が**図 5** のように分かれてくる．これが，Young の 2 重スリットパターンで

ある．Bohm 理論で，もう少し遠距離まで計算すれば，それぞれのパターンがきれいに分かれてくると考えられる．**図 3** のパターンの 1 本 1 本がさらに分かれて，よく知られている**図 5** のパターンが計算されると考えられる．

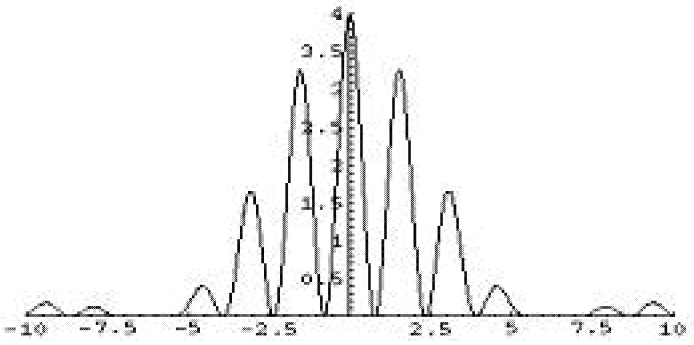

図 5: 2 重スリットの干渉パターン例

参考文献

[1] M. Sato, “ Proposal of Michelson-Morley experiment via single photon interferometer: Interpretation of Michelson-Morley experimental results using de Broglie-Bohm picture, ” physics/0411217.

[2] M. Sato, “ Proposed experiment of which-way detection by longitudinal momentum transfer in Young’s double slit experiment, ” in press, The Annales de la Foundation Louis de Broglie, 30, 0000, (2005)., quant-ph/0406002.

[3] M. Sato, “ Proposed experiment on the continuity of quantum entanglement, ” accepted for publication, The Annales de la Foundation Louis de Broglie, (2005), quant-ph/0405155.

[4] P. H. Eberhard, “ Bell’s Theorem and Different Concepts of Locality, ” *Nuovo Cimento*, **46B**, 392 (1978).

[5] G. Ghirardi, A. Rimini, and T. Weber, “ A general argument against superluminal transmission through the quantum mechanical measurement process, ” *Lett. Nuovo Cimento*, **27**, 293 (1980).

[6] M. Sato, “Proposal of Signaling by Interference Control of Delayed-Choice Experimental Setup, ” quant-ph/0409059, (2004).

情報理論から観た統計力学と自然選択説

森元良太 (Ryota MORIMOTO)
慶應義塾大学大学院文学研究科

現代進化論の主要なメカニズムである自然選択の表現において確率概念は不可欠である．この確率概念を巡り十年程前から生物学の哲学者の間で活発な議論が続いている．この議論は，Darwin が決定論的なニュートン力学をモデルに進化論を考案したにもかかわらず，現代の進化論では確率概念が多用されていることに起因し，確率概念が進化現象の実在性を表わしているか否か，が論議の一つとなってきた．この問題に対し講演者は，進化論の主要なモデルである Fisher の自然選択モデルを取り上げ，それを情報理論の観点から扱い，道具主義的に解釈可能であると主張してきた．本講演では Fisher のモデルに加え，より複雑な Price のモデルや Wright のモデルを取り上げ，これらのモデルと統計力学を情報理論の観点から比較する．これにより，自然選択モデルが道具主義的に解釈可能である，という講演者の元来の主張を補強することが本講演の目的である．

論争の常で，この問題に対し大きく二つの見解がある．一方は，Rosenberg，Graves，Horan によるもので，進化論は巨視的な生物を対象とし，巨視的対象は決定論的なニュートン力学に従うので，進化現象は決定論的であるとする．そして，進化現象が決定論的であるにかかわらず，それを表わす理論に確率概念を用いるのは，私たちが進化現象についての知識を十分に備えていない，つまり私たちの無知のためであると主張し，十分な知識があるならば，進化論に確率概念は不要であると結論する．これは，進化論の確率概念をラプラス的な古典的無知として解釈することであり，確率概念が知識だけに依存するという意味で，道具主義的な解釈である．他方は，Brandon と Cason によるもので，進化現象は量子力学により表されることがあり，その現象は量子力学によると非決定論的であるので，一般的な進化現象にも非決定論が「にじみ出ている」と考える．この場合の確率概念は，私たちの知識と独立な進化現象の非決定論性を表わしているので，確率概念は実在論的に解釈される．

本講演では Rosenberg と Brandon らに対し，二つの批判をおこなう．一つ目の批判は，彼らはニュートン力学，あるいは量子力学を進化論の模範とするが，これらの理論はいずれも粒子の数についの物理的な制約が

ないのに対し，進化論は生物の集団だけを対象としており，理論の扱う対象が異なるというものである．進化が生じるには有利・不利という個体間の差が必要であり，この個体差は個体の特徴ではなく，集団内の差異の特徴である．したがって，Rosenberg や Brandon らのように，ニュートン力学や量子力学をもとに進化論を論じることは，進化論における確率概念の理解には適合しない．二つ目の批判は，Rosenberg と Brandon らは進化論の個別な理論を検討していない，というものである．彼らはいずれも，進化論の個別モデルを詳細に検討することなしに，ニュートン力学や量子力学といった進化論とは別の理論から，進化論の確率概念に対する一般的な結論を導出している．しかし，進化論には自然選択や遺伝的浮動，突然変異といった複数の要因があり，各要因による生物集団の変化を表わすモデルが複数ある．また，自然選択のみでも複数のモデルがある．このような個別のモデルを検討せず，進化論を一般的に論じるのみでは，進化論での確率概念の正確な理解には到達できない．

以上の批判を踏まえ，本講演では進化論の最も主要なモデルである自然選択モデルに注目し，これと粒子の集まりを確率的に扱う統計力学を情報理論の観点から比較する．自然選択モデルとして，単一遺伝子座を前提とする単純な Fisher の自然選択モデルに加え，より複雑な Price や Wright のモデルも取り上げる．これらのモデルはそれぞれ前提条件が異なるが，木村資生の「自然選択の最大原理」と呼ばれる原理で統一的に扱うことができる．自然選択の最大原理とは,「平均適応度の存在などの条件のもとで，最適化法の一つであるラグランジュ未定乗数法を用い，平均適応度増加が最大である時の遺伝子の頻度変化を導出する方法」である．これは，情報理論での「最大エントロピー原理」と同じ手法である．情報理論における最大エントロピー原理とは,「ある値の平均値 (例えば誤った情報が送られる平均回数) の存在などの条件のもと，エントロピーが最大である時の確率分布を求める手法」であり，Jaynes が統計力学を形式的に展開するために導入したものである．統計力学では温度がある値の平均値に対応し，統計力学を情報理論の一部と見なすことで，エルゴード性などといった議論の余地のある概念を導入することなく，最大エントロピー原理により平衡状態の気体粒子の分布を計算できる．Jaynes による情報理論の観点の導入は，自然選択モデルにも適用することができる．また，統計力学と自然選択モデルを比較すると，それらの基本概念であるエントロピーと平均適応度に数学的な共通点を見出すことができる．さらに，統計力学でのアンサンブル概念と自然選択モデルでの生物

集団の概念に，それらの集団概念に階層性があることや，その階層性がラグランジュ未定乗数法と関連しているという共通点がある．これらの共通点は情報理論の観点から統一的に理解することができる．

以上より，本講演では，(1) 自然選択モデルは情報理論の一部とみなしうること，(2) 自然選択モデルにおける確率概念は道具主義的に解釈できることを結論する．また，道具主義を再検討することにより，(3) 科学の目標が実在の記述だけではなく，予測や説明も目標の一つであることを結論する．

Lewisのトリヴィアル性結果の再構成

鈴木 聡 (Satoru SUZUKI)
駒澤大学文学部非常勤講師

Stalnakerの仮説，つまり，条件文の確率とその前件という条件の下でのその後件の確率とが等しいという仮説は，条件文論理やRamseyテストに基礎を与えうるという意味において非常に重要なものである．Stalnakerの仮説の魅力は，何と言ってもその直観的な説得力である．しかし，LewisはStalnakerの仮説が破滅的な結果 ―トリヴィアル性結果― を招来することを示した ([1]).*トリヴィアル性結果について議論したことのある論者は，誰であれ，この結果が**言語の表現力**に関するものであることに違和感を感じたことだろう．この違和感の原因は，Lewisが確率関数を，文を引数とする関数としたことにあると私は考える．**そこで私は，可測空間上の確率測度と文論理とそれらをつなぐ意味論的関数とを用いてLewisの議論を再構成し，この違和感を払拭したい**．これが本発表の目的である．まず，任意の文 α, γ に対して，条件付き確率を

定義 1　$P(\gamma|\alpha) := \dfrac{P(\gamma\&\alpha)}{P(\alpha)}$　（ただし $P(\alpha) > 0$ とする.）

と定義する．**Stalnakerの仮説**を

(SH)　$P(\alpha \to \gamma) = P(\gamma|\alpha)$　（ただし $P(\alpha) > 0$ とする.）

と表現する．条件付けを次のように定義する．

> **定義 2**　$P(\alpha) > 0$ のとき，P_α が，α に基づく条件付けによって P から生じるといわれるのは，
>
> (1)　$P_\alpha(\gamma) = P(\gamma|\alpha)$
>
> が成り立つときである．

*本発表は，第1トリヴィアル性結果のみに焦点を当てる．[1] においては，第2トリヴィアル性結果が提示されており，[2] においては，第3および第4トリヴィアル性結果が提示されている．本発表で私は，[3] とは別の角度からトリヴィアル性結果について論じる．

Lewis は (SH) に次のような仕方で異議を唱える ([1]). 彼は，確率関数の存在について次のように仮定する.

> **仮定 1**　$P(\alpha) > 0$ のときはいつでも (1) が成り立つような確率関数 P_α が存在する.

Lewis は，**定義 1** および (SH) および**仮定 1** から簡単な計算によって

(2)　$P(\alpha\&\beta) > 0$ ならば,$P((\alpha \to \gamma)|\beta) = P(\gamma|(\alpha\&\beta))$

が帰結すると述べる. ここまでが第 1 トリヴィアル性結果を証明するための準備である. 次にこの結果の証明の本体に移ろう. 任意の確率関数 P および任意の文 α と γ とに対して (SH) が成り立つと仮定せよ. $P(\alpha\&\gamma)$ と $P(\alpha\&\neg\gamma)$ とがともに正であるような任意の確率関数 P および任意の文 α と γ とを考えよ. そのとき，$P(\alpha)$ および $P(\gamma)$ も $P(\neg\gamma)$ も正である. (SH) により

(3)　$P(\alpha \to \gamma) = P(\gamma|\alpha)$

が得られる. (2) の β として γ および $\neg\gamma$ をとると

(4)　$P((\alpha \to \gamma)|\gamma) = P(\gamma|(\alpha\&\gamma)) = 1,$
(5)　$P((\alpha \to \gamma)|\neg\gamma) = P(\gamma|(\alpha\&\neg\gamma)) = 0$

が得られる. 任意の文 δ に対して，場合ごとの展開，つまり,

(6)　$P(\delta) = P(\delta|\gamma) \cdot P(\gamma) + P(\delta|\neg\gamma) \cdot P(\neg\gamma)$

が成り立つ. δ として $\alpha \to \gamma$ をとれ. それから (3) および (4) と (5) とを (6) に代入すると

(7)　$P(\gamma|\alpha) = 1 \cdot P(\gamma) + 0 \cdot P(\neg\gamma) = P(\gamma)$

が得られる. よって $P(\alpha\&\gamma)$ および $P(\alpha\&\neg\gamma)$ が正でありさえするならば，α と γ とは P のもとで確率的に独立である. 或る文が可能であるといわれるのは，それが真である可能世界が存在するときであるとする. 2 つの文が両立不可能であるといわれるは，それら両方の文が真である可能世界が存在しないときであるとする. γ と δ と ϵ とを可能ではあるけれども互いに両立不可能な文であるとせよ. P を，この 3 つの文に正の確率を付値する関数とせよ. α を $\gamma \vee \delta$ とせよ. このとき $P(\alpha\&\gamma)$ および

$P(\alpha\&\neg\gamma)$ は正であるけれども，$P(\gamma|\alpha)$ と $P(\gamma)$ とは等しくない．よって α と γ とは P のもとで確率的に独立ではない．任意の確率関数 P および任意の文 α と γ とに対して (SH) が成り立つような文結合記号 $\rightarrow$ を備えている言語であって，可能ではあるけれども互いに両立不可能な 3 つの文を与えられないほど**表現力の乏しい言語**に着目せよ．そのような言語は，$P(\gamma|\alpha)$ と $P(\gamma)$ とが等しくない前述のような場合を与えることができない．次のように定義しよう．

> **定義 3**　或る言語が**トリヴィアル**であるといわれるのは，可能ではあるけれども互いに両立不可能な 3 つの文をその言語が与えることができないときである．

以上の議論から次の**第 1 トリヴィアル性結果**が帰結する．

> (TR)　トリヴィアルな言語において以外，任意の確率関数 P および任意の文 α, γ に対して (SH) が成り立つことはない．

「トリヴィアル」という述定がなされるべきなのは，言語ではなく，言語の文の何らかの意味論的値のクラスであろう．トリヴィアル性結果を再構成するために，可測空間上の確率測度と文論理とそれらをつなぐ意味論的関数とを用意する．標本空間 Ω の σ-加法族を $\mathcal{F}$ とするとき，可測空間 $(\Omega, \mathcal{F})$ 上の非負性・正規化・σ-加法性を充たす確率測度 P を用意する．$\mathcal{F}$ の要素を事象と呼ぶ．**Lewis の議論とは異なり**，文論理の言語 $\mathcal{L}$ に着目する．$\mathcal{L}$ の語彙として，文変数記号 $(A, B, C \ldots)$ および文定数記号 $(\bot)$ および文結合記号 $(\neg, \vee, \wedge, \rightarrow)$ および補助記号 $((,))$ を用意する．$\mathcal{L}$ の論理式を定義し，$\mathcal{L}$ の論理式全体の集合を $WWF_{\mathcal{L}}$ とし，$\rightarrow$ が出現しない $\mathcal{L}$ の論理式全体の集合を $WWF'_{\mathcal{L}}$ とする．A が $\omega \in \Omega$ について真であるということを $\omega \models A$ と表現するとき，任意の文変数記号 A および $\bot$ および任意の $\alpha, \beta \in WWF'_{\mathcal{L}}$ に対して，

1. $[\![A]\!] = \{\omega \in \Omega : \omega \models A\}$,
2. $[\![\bot]\!] = \emptyset$,
3. $[\![\neg\alpha]\!] = \Omega \setminus [\![\alpha]\!]$,
4. $[\![\alpha \wedge \beta]\!] = [\![\alpha]\!] \cap [\![\beta]\!]$,
5. $[\![\alpha \vee \beta]\!] = [\![\alpha]\!] \cup [\![\beta]\!]$,
6. (SH')　$P([\![\alpha \rightarrow \beta]\!]) = P([\![\beta]\!]|[\![\alpha]\!])$

を充たす意味論的関数 $[\![\ ]\!] : WWF_{\mathcal{L}} \longrightarrow \mathcal{F}$ を考える．(SH') は (SH) に対応する．これらの道具立てを用いて Lewis の議論を再構成することは

容易である．**定義 3** と同様に次のように定義する．

> **定義 4**　$\mathcal{F}$ が**トリヴィアル**であるといわれるのは，空でない，互いに排反する 3 つの事象が $\mathcal{F}$ に属さないときである．

(TR) と同様に次の (TR') が帰結する．

> (TR')　$\mathcal{F}$ がトリヴィアルである場合を除いて，上記の $[\![\ ]\!]$: $WWF_{\mathcal{L}} \longrightarrow \mathcal{F}$ は存在しない．

参考文献

[1] Lewis, D., “Probabilities of Conditionals and Conditional Probabilities,” *Philosophical Review* **85**, 297-315, 1976.

[2] Lewis, D., “Probabilities of Conditionals and Conditional Probabilities II,” *Philosophical Review* **95**, 581-589, 1986.

[3] 鈴木 聡,「ラムジーテストおよび形而上学的実在論・確率変数意味論について」，東京大学大学院人文社会系研究科哲学研究室『論集』**16**，92-106 頁，1998 年 3 月．

Piagetの発生的認識論における数学的構造の役割

三島瑞穂 (Mizuho MISHIMA)
神戸大学大学院自然科学研究科

Piagetの発生的認識論は論理的思考の発生と発達過程についての理論である．発生的認識論における発達に関する重要な概念として「均衡化」,「発達段階」,「論理的操作の構造」がある．Piagetは，発達過程を，論理的思考が均衡化によって構造化される過程と考える．そして論理的思考の発達過程はシンボルや言語を獲得する「感覚運動的活動」の段階，具体的な経験を介して論理的操作を行えるようになる「具体的操作」の段階，形式的に抽象的な概念の論理的操作を行えるようになる「形式的操作」の段階の三つの段階に分けられる．Piagetは具体的操作期以降の認識は論理的操作の構造を用いると考え，論理的操作の間に数学的な関係を見出し，論理的操作の構造を数学的に与えた．Piagetは具体的操作の構造をPiaget自身が作り出した「群性体」という数学的構造で，形式的操作の構造を「群」と「束」で表現した．このように数学的構造を用いた表現は発生的認識論の大きな特徴となっている．ただし，Piagetの数学的な議論には不十分な点が少なくなく，用語の曖昧さや議論の進め方の強引さなどに対する批判がある [1]．Grize, J. B. らがPiagetの数学的表現を厳密に公理化しようと試みたり [2]，Flavell, J. H. が群性体を具体的操作の思考の一般的フレームワークであると評価しているものの [3]，Piaget以降は，発生的認識論の数学的表現に関する応用や展開が積極的に論じられることは少なく，発生的認識論の中心的な話題は，発達段階や均衡化の概念についての仮説の見直し，実験の方法についての検証となった．

しかし発生的認識論での数学的構造に関する最も大きな問題点は，議論の数学的な不十分さにではなく，発達段階説と数学的構造の関係が数学的に論じられていないことにある．Piagetは具体的操作から形式的操作への移行について,「具体的基礎の上に，その『操作の操作』つまり二次的操作をきずきつつ，すでにつくられた操作的構造，そしてはじめて安定した操作的構造を完成させる．この二次的操作を構成しているものが形式的操作である」と述べている [4]．そしてこの移行は均衡化によって徐々に完成するとされる．しかし，具体的操作の「群性体」がどのように形式的操作の「群」,「束」につながるかについての数学的な議論は

ない.

数学的構造を用いた表現の特徴は，その表現の対象が具体的な客体であっても抽象的な概念であっても同じ，もしくは同種の数学的構造で表すことができることにある．このことは一般に，人間が客体を理解しようとする論理的思考と，同じ人間の抽象的な概念の論理的思考が同じ構造を持っていることと対応づけられ，表す対象を選ばないことが発生的認識論において数学的構造を用いて論理的思考の構造が表現されたことの理由の一つであると考えられる．しかし，論理的思考の対象，すなわち数学的構造を用いた表現の対象が具体的な客体であるか，抽象的な概念であるかを区別することによって，逆に発生的認識論における数学的構造の役割が明らかになる．つまり具体的操作の段階での「群性体」は具体的な客体と抽象的な概念を繋ぐ構造を表しており，形式的操作の段階での「群」や「束」は抽象的な概念と，さらに一段抽象化された概念を繋ぐ構造を表している．ここで「群性体」と「群」や「束」の果たす役割は論理的思考を客観的に表すことにあるのではなく，抽象化のレベルの異なる二つの概念を繋ぐことにあると言える．

このように考えると，Piaget の発生的認識論で用いられている数学的構造は必ずしも発達段階を特徴付けるものではない．つまり具体的操作の段階と形式的操作の段階に対応する数学的構造の違いが，その構造を繋ぐ二つの概念の抽象化のレベルの違いによるものだとしたら，その二つの段階に対応する数学的構造が同一のものとなる可能性を捨てることはできない．そして，Piaget が論じる具体的操作の段階と形式的操作の段階の違いは，論理的操作の主体の認知的な能力の違いである以前に，観察者がどのような種類の論理的操作に焦点を当てたか，という違いとなる．例えば，具体的操作の段階と形式的操作の段階の違いの一つに，物理的現象の理解が経験に依存したものなのか，もしくは経験から離れて物理的法則によって理解しているのか，という違いがある．しかし，具体的操作の段階の子どもも物理的法則を完全ではないが参照しており，形式的操作の段階の子どももそれほど頼る必要はないが，経験を参照する．観察者がそれぞれの段階の子供を観察したとき，物理的経験に焦点を当てながら具体的操作を観察するので確かに経験に依存した群性体を捉えることになり，物理的法則に焦点を当てながら形式的操作を観察するので抽象的な概念に対応する群や束を見出すことになる．具体的操作の段階では不可能であり，形式的操作の段階で初めて可能になる論理的操作が存在するものの，その操作の対象が具体的な客体か，抽象的な概念か

の区別は「群性体」と「群」と「束」の違いには現れない．発生的認識論では異なる発達段階であっても，均衡化と数学的構造によって発達過程の連続的推移を表現できるとしている．具体的操作の段階の「群性体」に対応する構造は形式的操作の段階にも存在し，その連続的な繋がりが発達過程の連続的推移に対応する．

参考文献

[1] 波多野完治：「ピアジェの認識心理学」，国土社，1965 年.

[2] Grize, J. B. : *Du groupment au nombre*: *Essai de formalisation. Problems de la construction du nombre*; *etude d' epestemologie genetic* XI (Presses Univer. France, 1960).

[3] Flavell, J. B. : *The developmental psychology of Jean Piaget* (Van Nostrand, 1963).

[4] Piaget, J. :「発生的認識論」，滝沢武久訳，白水社，1972 年.

Evans の vague object について

矢田部俊介　稲岡大志 (Shunsuke YATABE　Hiroyuki INAOKA)
神戸大学工学部　神戸大学大学院文化学研究科

曖昧さは自然言語を考える上では避けては通れない．その典型的な例は「大きい」「赤い」などの「曖昧な述語」と呼ばれるもので,「砂山のパラドックス」などのパラドックスを起こすことが知られている．もちろんそれ以外にもパラドキシカルな結論を導く問題 (より抽象度が高いが) が存在する．エヴァンス (Gearth Evans) によって提起された曖昧な object に関する問題である．

エヴァンスは曖昧な object の存在を仮定すると古典論理では矛盾が導かれることを証明した [Eva78]．彼はまず，object a が曖昧であるとは，何らかの object b が存在して a と b と間の identity statement $(a = b)$ が非確定的 (indefinite) であるものとして定義した．$a = b$ が非確定的であることを $\bigtriangledown(a = b)$ で表現する．さて「この世に曖昧な object が存在する」と仮定しよう．このとき，

(I)	$\bigtriangledown(a = b)$,	i.e. $a = b$ が非確定的 (仮定),
(II)	$\lambda x[\bigtriangledown(a = x)]_b$,	i.e. b は a と非確定的に等しい ((I) より),
(III)	$\neg \bigtriangledown (a = a)$,	i.e. $a = a$ はいつも確定的,
(IV)	$\neg\lambda x[\bigtriangledown(a = x)]_a$,	i.e. a は a と非確定的に等しい訳ではない ((III) より),
(V)	$a \neq b$,	i.e. a は b と等しくはない ((II) と (IV) より).

この結論 (V) $a \neq b$ は，最初の仮定「$a = b$ が非確定的」に反し，矛盾しているように見える．従って $a = b$ が非確定的になることはあり得ない．つまりこの世に曖昧な object は存在し得ない，と彼は結論しているようにも見える．

エヴァンスの証明に対してはこれまでさまざまな議論がなされているが，彼の結論を受け入れた人は少なく，多くの反論が寄せられている．それらは曖昧な object の存在を弁護するために古典論理を放棄し，別の論理 (ファジイ論理など) を適切な枠組みとして提案するという立場をとる．しかしこの種の反論は，エヴァンス本人は古典論理で証明したのにもかかわらず，新たに多値論理などを持ち出すことにどのような必然性があるのかを説明していない，という批判 [K&S97] から逃れることはできない．

我々は本発表において，古典論理でも，曖昧な object の存在を許しつつ，エヴァンスの証明も正しいものとして認める方法がある，ということを示す．我々は枠組みとして集合論を採用する．多値論理のファジイ集合論などでは，曖昧さを表現するために membership $\in$ の真理値を使う ($x \in y$ の真理値が $0, 1$ 以外のときに「非確定的」という)．しかし古典論理の集合論においては membership は確定的であるが，$\bigtriangledown(a = b)$ を等号に関する集合論的性質にうまく翻訳することにより，曖昧な object の存在と Evans の証明，両者が整合的に真となるモデルを得ることができる [Ya&In05].

我々の翻訳の詳細は以下の通りである．集合論の枠組みでは，以下の二種類の等号が存在する．

Leibniz equality $x = y$ iff $(\forall z)[(z \in x \leftrightarrow z \in y)\,\&\,(x \in z \leftrightarrow y \in z)]$,

Extensional equality $x =_{\mathrm{ext}} y$ iff $(\forall z)[z \in x \leftrightarrow z \in y]$.

ライプニッツの法則は前者についてのみ成立し，$(\forall x, y)[x = y \rightarrow x =_{ext} y]$ は自明である．外延性公理はその逆 $((\forall x, y)[x =_{ext} y \rightarrow x = y])$ を主張する．ここで我々の曖昧な object を以下のように定義する．

Definition 1

- $\bigtriangledown(a = b)$ であるとは，$a =_{ext} b \,\&\, a \neq b$ が成立する
- a が曖昧な object であるとは，a について外延性公理が成立していない (i.e., $(\exists x)[x =_{ext} a \,\&\, x \neq a]$)

ことであると定義する

以上のように翻訳することにより，エヴァンスの証明を (非外延的な) 集合論の中に整合的に翻訳することができる．

参考文献

[Eva78] Evans, G. 1978. Can there be vague objects? *Analysis* **38**: 208. Reprinted in [K&S97, 317]. *Vagueness: A Reader*, ed. R.Keefe and P.Smith, 317. Cambridge, Mass.:MIT press.

[K&S97] Keefe, R. and Smith, P. 1997. Introduction: theories of vagueness. in *Vagueness: A Reader*, ed. R.Keefe, P.Smith, 1-57. Cambridge, Mass.:MIT press.

[Ya&In05] Yatabe, S. Inaoka, H. “On Evans’s vague object from set theoretic viewpoint”, Accepted by *Journal of Philosophical Logic*.

量子的粒子－波動，物質－場という概念構成と，直観・シンボル・実在という哲学的概念

原田雅樹 (Masaki HARADA)
関西学院大学非常勤講師

量子的実在とは何か．量子物理学において，物理的実在は粒子なのか，波動なのか．量子場の理論において，物理的実在は，物質なのか場なのか．このような問いに純粋な哲学的議論は，解答を与えることはできないであろう．しかしながら，この問いを考えることは,「シンボル的・媒介的思考とは何か」,「直観的・直接的思考とは何か」，さらには「実在とは何か」という重要な哲学的問いを考える材料を与えてくれるだろう．本発表では，量子物理学の歴史をたどりながら，このような伝統的な哲学的問いと対話をしていきたい．もっとも，このような哲学的問いを考えるにあたり，量子物理学の歴史を紐解く必然性はないかもしれない．しかし，量子物理学を例にとることは，以下の理由により，意味あることのように思われる．量子力学は，量子現象を説明することに成功したが，量子力学の形式は，古典物理においてよく機能する諸概念とうまく適合していないがゆえに，ボーアやハイゼンベルクら，量子論の創始者は，量子力学は，非直観的で，純粋にシンボリックなものだと考えた．このような量子力学に対する立場の中で，この理論と実在の関係に関する問いが投じられた．というのも，量子力学の解釈に関するボーア － アインシュタイン論争はこのような物理的実在に対する論争と解することができるからである．この理論は，物理的実在を「説明」しているのか，或いは単に現象を「記述」しているだけなのか．いかにして物理的実在と量子論は，媒介させられているのか．知解可能性というものは，実在の直観的把握というものを伴わなければならないのか．これらの問いは，ボーアとアインシュタインによって，投げかけられた．そこでは，アインシュタインが，量子力学は，物理的実在に完全性をもって関わることはできないと考えたのに対し，ボーアは，実在を現象と理解することによって，量子力学の完全性を主張した．量子論が指示する物理的実在の問題に関して，われわれはいかなる哲学的態度を取ることができるだろうか．ブンゲ（Mario Bunge）が「一つの対象の知識は，それ自体として直接的でも，記述的でもない．それは，回り道を通ってしか，シンボルの介在を通

してしか獲得されないものである」と言ったことを思い起こすことにする．ここで，シンボルの介在ということに関して，量子物理学史における事例を提示したい．量子力学において，量子的実在は粒子なのか，波動なのかという問いに関して，次のような科学史における事実に注目したい．ハミルトンは，古典物理学において，幾何光学と解析力学がシンボリックにアナロジカルな形式によって書かれうることを示した．しかし，このアナロジーは，ハミルトンにとって純粋に形式的・数学的なものであり，物理的実在のアナロジーに関することではない．言い換えれば，粒子と光は物理的にも存在論的にも区別されたものであるにもかかわらず，アナロジカルな数学形式が粒子運動と光の伝播の双方に適用されるとハミルトンは考えたのである．この数学形式こそ，シュレーディンガーによる波動量子力学の構築を準備したのである．シュレーディンガーは，ミクロの世界における波動的伝播と粒子の力学の双方に適用される波動力学を探した．量子力学は，波動と粒子の古典物理における二元論をのりこえることによって構築された物理理論である．波動伝播と粒子運動は，数学形式においてアナロジカルなだけでなく，物理的存在として区別できないものとなったのである．しかし，波動と粒子という区別された古典的・直観的物理概念は，シンボリックなハミルトンの数学形式を媒介として，量子力学において乗り越えられることになるのである．量子力学における波動性と粒子性という切り離すことのできない二重性をどう理解するかという問題に関して，ボーアは相補性の原理という概念を導入した．ボーアは，波動性の存在身分と粒子性のそれとを全く対称的に考えていたのだろうか．そうではなく，量子力学導入以後も，古典的直観に引きずられていた．ボーアにとって電子のような物質（フェルミオン）は，粒子的実在であり，二次的に波動的性質を帯びている．逆に，電磁場のような場（ボゾン）は，波動的実在であり，二次的に粒子的性質を帯びている．このように，波動性と粒子性は，異なった存在身分を持っているのである．それは，古典的・直観的なことであった．シンボル的方法によって量子力学の変換理論を確立したディラックも，ボーアと同様の古典的直観に縛られていた．かれは，物理的自然は，幾何学的に定式化されるという自然観に従って，ボゾン場を生成・消滅演算子の交換関係を用いながら量子化し，場の量子論の端緒を開いた．しかしながら，フェルミオン場（物質場）を量子化することはできなかった．それを成功させたのは，ジョルダンである．彼は，ディラックのような幾何学的直観に頼らずに，代数的シンボルに強く依拠することで，生成・消

滅演算子の反交換関係を用いながら，フェルミオン場の量子化に成功したのである．代数的シンボルこそが，場と物質に，波動性と粒子性に同等な存在身分を与えることに成功し，場の量子論が構築されていったのである．以上に述べたように，量子物理学史をたどることにより，幾何学的直観，代数的シンボル，物理的実在の関係を分析することで，伝統的哲学においても重要な，直観，シンボル，実在といった概念を考察する材料が与えられるように思われるのである．

量子力学への統計力学的アプローチ
―新しい統計解釈の試み―

白井仁人 (Hisato SHIRAI)
一関工業高等専門学校

今までの発表で，ベルの不等式と矛盾しない新しい量子力学の統計解釈を提案してきた．この解釈では，量子力学と統計力学の間の詳細な比較に基づき，統計力学的な概念を用いて量子力学を再解釈しよう試みる．したがって，この解釈は**「量子力学への統計力学的アプローチ」**であると言える．本講演の目的は「可能経路の統計集団の統計力学」という視点から (1) 干渉する量子確率，(2) 量子力学の理論形式，(3) 量子力学の不確定性関係について統一的な形で統計解釈を与えることである．

量子力学の統計解釈とは,「波動関数が表しているものは (同じやり方で準備された) 系の統計集団である」というアインシュタインの考えと「不確定性関係は物理量の統計的分散の下限を与える式である」というポパーらの考えに基づく解釈のことである．この解釈の最大の利点は，観測過程における波束の収縮を新しい統計集団の選択と見なせるため，波束の収縮の問題がなくなることだろう．つまり，粒子波動二重性を「粒子性＝個別系の性質」,「波動性＝統計集団の性質」として無理なく理解できるようになり，統計力学と同様に系を観測から独立させて考えることができるようになる．その意味で実在的な解釈が可能になる．これが大きな利点だが，その利点にもかかわらずあまり支持されてこなかった理由は，統計解釈が Bell の不等式の破れなど NOGO 定理と矛盾すると考えられたためだろう．しかし，量子確率に対し，時間的に非局所的な考え方を取り入れると，量子力学の統計解釈は Bell の不等式の破れと矛盾しない．この新しい統計解釈について説明する．

まず初めに，量子力学に現れるランダムネス (統計性) について考える．確率過程論では，系はある時刻から次の時刻への遷移過程において他の系から擾乱を受け，そこにランダムネスが生じる．このランダムネスによる遷移確率を $f(x' \to x)$ とすると確率分布 $P(x,t)$ は $P(x,t_{i+1}) = \int f(x' \to x)P(x',t_i)dx'$ を満たす．この遷移確率が局所的に与えられて確率分布 $P(x,t)$ に依存しないとき，方程式は必ず確率分布 $P(x,t)$ に線形となる．しかし，量子力学方程式は確率振幅 $\psi(x)$ に線形だが確率分布 $P(x,t)$ に対しては非線形である．したがって，局所的なランダムネス (遷

移確率) という考え方から量子力学方程式が説明できないことは明らかである．そこで，量子力学的なランダムネスは時々刻々と局所的に他の系から与えられるようなランダムネスではなく，自然が本質的に内在させている非局所的なランダムネスとして考える必要がある.「非局所的」とは時間空間全体に対し (装置全体に対して) その統計性が決まっているという意味である．(以上は，私が提案した考え方ではなく，一般的な事実と思われる．以下が，私の提案する考え方である．)

そこで，確率過程のように (全体とは独立した) 局所的なランダムネス (遷移確率) によって確率分布の時系列が決まっていくと考えるのではなく，時空間全体に確率分布を与えるような非局所的なランダムネスを考える．そして，そのランダムネスを規定する統計法則として尤もらしいものが何かを探すことにする．その統計法則を探すとき，Frieden[1994] による量子力学方程式の導出は非常に参考になる．Frieden は「フィッシャー情報量最小」という統計学的な法則を仮定し，そこから変分法的なやり方で量子力学方程式が導出できることを示した．この考え方は，統計解釈にとてもうまく適合する考えである．そこで，確率分布を決める非局所的な統計原理として「フィッシャー情報量最小」という原理を仮定することにする．すると，次のような解釈が可能となる．まず，確率分布 $P(x,t)$ は時々刻々と決まっていくものではなく，想定している時空間全体に対してフィッシャー情報量が最小となるように与えられる．そのため確率分布に対して非線形な形の量子力学方程式を満たすことになる．こうして与えられた分布 $p(x,t)$ は量子力学方程式を満たしつつ，統計集団として扱える．

ここで重要なことは，量子力学方程式を満たす二つの分布 $P_1(x,t)$ と $P_2(x,t)$ があっても，その和である確率分布 $P_1(x,t)+P_2(x,t)$ は量子力学方程式を満たさないということである．これは，$P_1(x,t)$ と $P_2(x,t)$ がそれぞれフィッシャー情報量を全体として最小にしたとしても，$P_1(x,t)+P_2(x,t)$ の全体を考えたときそれは必ずしもフィッシャー情報量を最小にしないためである．つまり，基礎にある統計性の全体性のために加法性が成り立たなくなると解釈できる．他方，ある時刻から別の時刻への分布の遷移という見方をした場合，その遷移確率振幅 $\psi(x,t)$ は加法性を満たす．それは量子力学的方程式が確率ではなく確率振幅に対して線形だからである．別の言い方をすると，量子力学方程式を満たすいかなる確率 P_A に対しても統計集団 Ω_A を対応付けられるが，全体性のために加法性は成り立たない．これに対し，確率振幅には加法性が成り立ち，ある振幅 ψ_A と別

の振幅 ψ_B に対応する統計集団 Ω_A と Ω_B があったとき (測定器を含む実験装置の全体を変えない限り) その和 $\psi_A + \psi_B$ に対しても統計集団 Ω_{A+B} を対応付けることができるが，それは元の統計集団の和 $\Omega_A + \Omega_B$ ではない．このような形で確率分布と確率振幅，統計集団を対応付ける解釈が可能だということである．

この解釈では確率分布は時々刻々と因果的に決まっていくのではなく，実験装置が与えられたとき既に時空全体に対して先に決まっていると考える．では，粒子が発射される前から決まっている確率分布とは何だろうか．それは，可能な経路の統計集団の確率分布だと考えることができる．そう考えたとき，波動関数の中の運動量は個々の経路を規定しているのではなく，経路の統計集団 (分布のあり方) を規定しているという解釈が自然と出てくる．これが運動量の統計解釈である．本発表では，以上の考え方に基づいて更に詳しい説明を行うとともに，量子力学の理論形式や不確定性関係の統計解釈，そして，ベルの不等式がいかに回避できるのかなどについて説明する．

『科学基礎論研究』投稿規定

1. 会員は本誌に投稿することができます。
2. 科学基礎論 (logic, methodology and philosophy of science) に関係のある内容であれば、主題は多岐に亙ってよいと思われますが、基礎的要件として、各分野の人々が理解でき、興味を持ち得ると同時に、独創的であることを求めます。
3. 投稿原稿は、論文、討論に類別されます。投稿者は類別を指定して投稿してください。ただし編集上の判断から類別が変更されることがあります。
4. 投稿原稿は日本語で書き、分量は 16,000 字以内を原則といたします。投稿原稿は 4 部提出してください。
5. 極端に長い標題の原稿、同じ標題の下で番号等を付して区別した複数の原稿の投稿はご遠慮ください。欧文標題をつけ、氏名にローマ字書きをお添え下さい。
6. 投稿原稿の採否は審査を経て編集委員会で決定いたします。掲載されない投稿原稿はお返しいたします。
7. 掲載論文については、別刷り 30 部、掲載号 2 部を著者にお送りします。原稿料は差し上げません。

CALLS FOR PAPERS

Annals of the Japan Association for Philosophy of Science is the official journal of the Japan Association for the Philosophy of Science. It is published semiannually and deals with any topic in logic, methodology, and philosophy of science.

Previously only the members of the Association could submit the articles. Now we welcome submissions of articles from non-members. Submission from overseas are also welcome.

NOTES TO CONTRIBUTORS

Contributors should note the following:

1. The topics of articles should be in some fields in logic, methodology and/or philosophy of science, or deal with some basic problems of interest to specialists in some field of science and philosophy.
2. Articles should be written in English, German or French, and within 8,000 words.
3. Contributors should send four hard copies of their submission. Submission should be accompanied by the telephone and fax numbers, the mailing address and e-mail address of the author. Normally submissions will not be returned.
4. Screening and selection of submitted articles are made by the Editorial Board of the Association.
5. For an accepted submission, we will require a version on floppy disc, preferably in a standard text file on Windows or Mac OS.
6. No contribution fees will be paid for accepted articles. Thirty offprints and two copies of the *Annals* are sent to an author.

All submissions of articles should be sent to: the Japan Association for Philosophy of Science, c/o Department of Philosophy, Faculty of Letters, Keio University, Mita 2-15-45, Minato-ku, Tokyo, Japan 108-8345. (Tel) 81-3-3453-4511 ext.23083. (Fax) 81-3-5427-1578. E-mail: office@phsc.jp.

発行者　科学基礎論学会
〒 108-8345　東京都港区三田 2-15-45
慶應義塾大学文学部哲学研究室内
電話: (03) 3453-4511 (代) 内線 23083
E-mail: office@phsc.jp
URL: http://phsc.jp/

科学基礎論学会
秋の研究例会 2005・発表要旨集

目次

立花幸司	アリストテレスの実践的推論とその生理的側面について	1
北島雄一郎	代数的場の量子論における非局所性	3
新村公剛	シュレディンガー方程式と太陽系	6
佐藤正典	Young の 2 重スリットと EPR 相関	10
森元良太	情報理論から観た統計力学と自然選択説	15
鈴木 聡	Lewis のトリヴィアル性結果の再構成	18
三島瑞穂	J. Piaget の発生的認識論における数学的構造の役割	22
矢田部俊介 稲岡大志	Evans の vague object について	25
原田雅樹	量子的粒子－波動、物質－場という概念構成と、 直観・シンボル・実在という哲学的概念	27
白井仁人	量子力学への統計力学的アプローチ： 新しい統計解釈の試み	30