シュレーディンガー 70 年の夢
—波動関数の観測—

永山国昭

§1 波動関数の実在

量子力学はパラドックスであるという。「電子は波でありかつ粒子である」という言明にどういう物理的内実を与えて良いか困惑する。量子力学のパラドックス性に慣れるに従い研究者の多くは物理的イメージ（実在感）を放棄し、ミクロ世界をあの世のものと割り切る。

歴史的に見ると数学的構築物としての量子力学はこのパラドックスをむしろ積極的に取り入れる形で展開されてきた[1,2]。たとえば有名な不確定性原理もこの正統理論では、電子を粒子的に表象すれば（場所を特定する観測を行えば）波でなくなる（波数が不定となる)。一方電子を波として表象すれば（波数を特定する観測を行えば）粒子でなくなる（場所を特定できない）という形で表現される。そしてこの解釈の背景に観測者の客体への介入という観測問題が顔を出す。

ミクロ世界には我々の日常的感覚（マクロ世界）ではとらえきれない何かがある。だから量子状態と呼ばれるこの何かを実体的に考えてはいけない。現代物理の最高頭脳と言われたファインマンでさえ「量子力学はわからない。しかし使える」と言っているではないか[3]。

このようにして多くの物理学者は物理的イメージを持ち得ないまま正統派理論を受け入れ、物理的実在を問わぬままそれを実践して来た。70 年前、量子力学揺籃期にはアインシュタイン、ド・ブロイ、シュレーディンガーなどのようにこの問題を追究した人々もいたが今では例外を除いて[4-6]この問題（観測問題）を正面から取り組む人はいない。

観測問題の哲学的衝撃に加え、物理的実在を不問にしても使えるという量子論の革命的メッセージは、むしろ科学社会の外で波紋を広げている。科学論 [7]、科学哲学 [8]、哲学[9]ひいては現代文明論[10]に強い影響を与え、その半知半解が

多くの不可知論の温床となっている。パラドックスはやはり我々の世界認識に混乱を与えているのである[11]。

本論文の第1の目的はこの積年のパラドックスを理論と実験の両面にわたって解消することにある。量子的状態（状態ベクトル）の空間表現に波動関数がある。それは電子の時空発展を記述するシュレーディンガー方程式の解であるが、その実体、すなわち物理的実在を問うことでパラドックスの中味を明確にし、問題の解決を探っていきたい。

国際会議でペンローズの隣席になった佐藤は「波動関数は電磁場が存在する程度に在るものか、それとも情報量であって時空に場所を占めないのか」と問われたと言う[12]。佐藤は「電磁場があるとはどういう意味か」と反問し返答を避けたが、その後の文章で「在る」は局所的に在るというイメージを提起すると述べている。そして非局所的ツイスター（ペンローズ理論の数学的媒体）をもとに局所的存在を表現する彼の理論をペンローズのアクロバットと称した。佐藤自身はその本の中で波動関数は電磁場のように時空に棲まない。物理量というより平均値のような道具量であると述べている。

私のパラドックスの解決法はこのアクロバットを行うことにある。寸言すれば「電子は粒子でなく場である」。換言すれば波動関数を「複素場中の実在波」として扱うことにある。これに類した説を主張するのは私が最初ではない。多くの先駆者がいる。シュレーディンガー本人、ドブロイ、ドブロイ学派のマデルング、高林、ボームらである。たとえばシュレーディンガーは波動を密度波とし[2]、マデルング＆高林らは波動関数を流れ（密度と流速）で表示し[12]、ボームはシュレーディンガー方程式自体を量子ポテンシャルの付加により古典力学に還元した[13]。しかしこれらはいずれも「粒子の確率波」解釈を推進するコペンハーゲン学派（ボーア、ボルン）の厳しい批判を受け退けられた。

私自身は波動関数を物理と離れた数学的虚構（情報）とする正統派理論に物理の初学年から馴染めないできた。もちろんアインシュタイン、シュレーディンガー級の巨人達全てが最期に沈黙しなければならなかった超難問である。私もわかったふりをしてきたのだが、不満は30年間くすぶっていた。しかし不満解消への意志がついに本稿の主題である波動関数の観測原理の着想へと導いた。そしてその後に続く意味を問う旅（それは大学初学年に戻って物理を再びなぞる旅であったが）の中で波動関数の実在を信じるようになったのである。

§2 電子は複素場

ウォレスの著述[14]および宮沢の小論[15]ではパラドックスの起源は「電子を質点」と表象したことにあると述べられている。すなわち電子は本来c-数（可換体）場であり、その意味で電磁場と同程度の実在であると。もともと場であるものを歴史的制約により（たとえばアインシュタインの光量子仮説）質点（粒子）表象したため、量子力学のあらゆる概念混乱、たとえば確率解釈、不確定性、波束または波動関数の収縮などがもたらされたと考える。たとえばウォレスは著作の中で「ボルンの確率解釈は波動関数の意味に関する問題を完全に解決しなかった。われわれは波が2つの量、すなわち振幅および位相によって特徴づけられることに注意してきた。波動関数に対してはその振幅が点粒子の確率分布を決定するものと解釈されている。一方、位相の方は干渉効果の原因になる。だが、ちょうどマクスウェルの前提としたエーテルが彼自身の方程式に現れなかったように、波動方程式に点粒子は現れていない。」と述べ、点電子という表象を批判している。

また宮沢は「出発点は電子が質量か場か、である。質点とは時刻 t を独立変数とし、位置と呼ばれる関数 $\mathrm{x}(t)$ で表されるものであり、場は空間座標 x、時刻 t の多変数関数 $\varphi(x,t)$ である。電子をどちらの形式で記述すべきか。私たちは答を知っているので先回りして言えば、電子は電子化された場である。単なる場でないので話が複雑になる。別の言い方をするならば、電子は質点でも場でもどっちでもよいのである。ディラックの変換理論によると、両者の表し方はたがいにユニタリー変換で結ばれているので、内容は同じである。しかし理論形式は全く違う。質点でやるには $\mathrm{x}(t)$ は実数ではなく非可換代数（ディラックの言う所のq-数）でなければならない。一方、場ならば、結局は第二量子化で非可換量となるのだが、初めのうち、すなわち電子線とか水素原子のような一体問題では古典場でよく、かなりの現象がやさしく理解できる。したがって電子は場でやるべきである。」と述べ電子を場と特定している。

もちろん変換理論では質点表象も場表象も等価になる。このことは多くの教科書が採用している立場である。たとえばフントの量子論の歴史的紹介[1]にも「物質場の量子化（第2量子化）と物質粒子の量子化（第1量子化）から同じ量子力学が導かれた」と明確に述べられている。しかし一粒子の量子論（q-数理論）は場

の古典論（c-数理論）よりはるかに難しく、前者は結果的に先に述べたパラドックスの感覚を生むのだという[15]。

等価物なのに何故片方は paradoxical でもう一方は平明なのか。1 つの説明法は物理量の数学的表象に関わっていると主張するものである。すなわち物理的実在にはいろいろな数学的表現が対応するが、それらにわかりやすいものとわかりにくいものがあると考えることである。ここで仮に物理的実在を佐藤の述べる身体性に依拠した実在感としよう[12]。すると確かに物理的実在感の根幹にヒトの認識のクセが関係しているように思われる。ヒトは一般に非局所的表象よりも局所的表象を好むという認識の偏向を持っている。たとえば点と波は数学的にはフーリエ変換で結ばれる等価物だが、認識の癖は質点を好む。たとえば波動において多数の波の重なり（複雑な重畳波形）はフーリエ変換で分解され、周波数表示（スペクトル表示）にして初めて認識可能となる[16]。外界の事物からもたらされる光の回折波の複雑な重なりは眼の中のレンズで結像して初めて見えるようになる[17]。いずれもヒトの認識は事物の局所的特定と対応している。

変換可能であるから人間の癖をもとに一方を実在というのはおかしいというのが正統派の言い分であろう。しかし私は S. ワインバーグが述べたと伝えられるように「本質的なリアリティ（実在）は特殊相対論と量子力学の法則に従う場の組であって、それ以外のことはすべて、これらの場の量子論的な動力学の結果として導きだされる事柄である。」[18]と言い切りたい。このことを観測問題の解消と波動関数の実験観測によって論証かつ実証していこう。

§3 観測問題の解消

観測問題には前述したように 2 面性がある。1 つは量子力学が描く世界像と我々の信念体系である世界の実在感との調和をどう図るかという問題。もう 1 つは現代科学の精華、量子力学を損なうことなく、いかに無矛盾の実在論を貫けるかという問題である。

前者に関して言えば、量子力学の観測問題を日常的言語で語ると色々派生的問題を生むということがある。たとえば、「電子とは実在する物質が作る波ではなく、さまざまな可能性が共存する確率の波なのです。測定によって波が収縮したとき、どの測定値が現れるかは全く偶然で、正確に同じ状況を再現しても同じ結果が出

てくるとは限りません。いかにしても測定結果を予測できないのです。ニュートン的な一義的決定論が、ミクロなレベルでは成り立たないのです」[9]。後半部分は完全な誤解である。

そこで物理の言葉で観測問題を厳密に定式化し、先の第2の設問に答えていこう。少し長い引用となる（式番号は後の展開のために変更）[19]。

「特定の最大観測量を用いて一つの純粋状態 ψ をとりだしたとしよう。この状態は状態ベクトル空間中の一つのベクトルによってあらわされる。この最大観測量でいずれの物理量とも交換可能でない物理量 A を観測するとしよう。A の固有ベクトル u_n（$n=1,2,\cdots$）を用いて ψ を展開すると

$$\psi = \sum_n c_n u_n \tag{1}$$

と書かれる。しかし、A の測定に用いた測定装置と対象との間に動く制御不能な相互作用は対象の状態をかえてしまう。ここでは証明を省くが、ψ はこの相互作用の影響によって

$$\psi' = b_n u_n \tag{2}$$

にかわる。ここに b_n に関しては

$$|b_n|^2 = |c_n|^2 \tag{3}$$

ということだけがわかっていて、その位相は全く不定である。このように b_n の位相が予言不可能な量となるのは、測定装置と対象との間の相互作用が制御不可能であることに由来する。こうして、ψ' は A のそれぞれの固有値が観測される確率だけをおしえる。いいかえると、これは測定結果の予想をあたえるだけのものである。これを混合状態とよぶ。b_n の予測不可能な位相を a_n と書くと、(2) を

$$\psi' = \sum_n e^{i\alpha_n} c_n u_n \tag{4}$$

書くことができる。

測定の内容は二つの段階にわけられる。第一の段階においては制御不可能な相互作用によって純粋状態が混合状態にかわる。次に、無限に多くの混合の中から、一つの状態 u_n が実現するのである。空間的に広がった波動関数が位置の測定によって一点に収縮するのはこの第二の段階でおこる。この第二の段階は観測対象でも観測装置でもなく観測者自身による状態の決定であるように見える。

（中略）

A の観測において色々な固有状態 u_n の間の干渉によって、いろいろな測定値の確率が別々にあらわれる事情を混合状態 (4) を用いて説明しよう。確率を実験的に決定するためには、同じ状態 ψ にある対象をたくさんつくっておいてこれに同じ実験（A の測定）を平行して行わなければ成らない。それぞれの測定に対し、いろいろな位相 α_n は相互に無関係な勝手の値をとる。(4) より。

$$|\psi'|^2 = \sum_n |c_n|^2 + \sum_{n \neq m} \left(c_n c_m{}^* e^{i(\alpha_n - \alpha_m)} + c_m c_n{}^* e^{i(\alpha_m - \alpha_n)} \right) \tag{5}$$

となるが、位相は勝手な関係にあるから、第二項は実験の回数を重ねるうちに消えてしまって、$|c_n|^2$ であたえられた確率だけが $|\psi|^2$ に寄与するのである。例として、二つのスリットを持つついたてに電子線をあてる実験を思い出そう（図 1a)。この時、スクリーン上の点 x における波動関数はそれぞれのスリットからの ψ_1、ψ_2 波の重畳である：

$$\psi = \psi_1 + \psi_2$$

従って、点 x に電子が見出される確率は

$$|\psi|^2 = |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + (\psi_1{}^* \psi_2 + \psi_2{}^* \psi_1) \quad (= |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + 2\mathrm{Re}[\psi_1{}^* \psi_2] \text{ の形が本稿で重要}) \tag{6}$$

この括弧の中の項（干渉項）は二つの波の干渉効果をあらわし、これがスクリーン上の電子分布の干渉縞をつくるのである。

次に、電子がどちらのスリットを通ったかを決定する観測を行うと（図 1b、c 参照)、ψ は混合状態 ψ' にかわる：

$$\psi' = \psi_1 e^{ia} + \psi_2 e^{ib} \tag{7}$$

従って、点 x に電子が見出される確率は

$$|\psi|^2 = |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2 + \left\{ e^{i(a-b)} \psi_2{}^* \psi_1 + e^{-i(a-b)} \psi_1{}^* \psi_2 \right\} \tag{8}$$

となる。ところが、b と a は勝手な値をとるから、実験を何回も重ねる場合、また多くの電子をついたてに向かって送る場合には、干渉項は消えてしまう。この結果干渉縞は消えて、粒子が点 x に見出される確率はそれぞれのスリットを別々に通ってくる確率の和となる。このようにして干渉項が崩れ去って波動性が消え、粒子性が実現するのである。このことから波動関数の振幅が確率と関係した物理的意味をもつだけでなく、位相もまた重要な物理的役割をはたしていることがわ

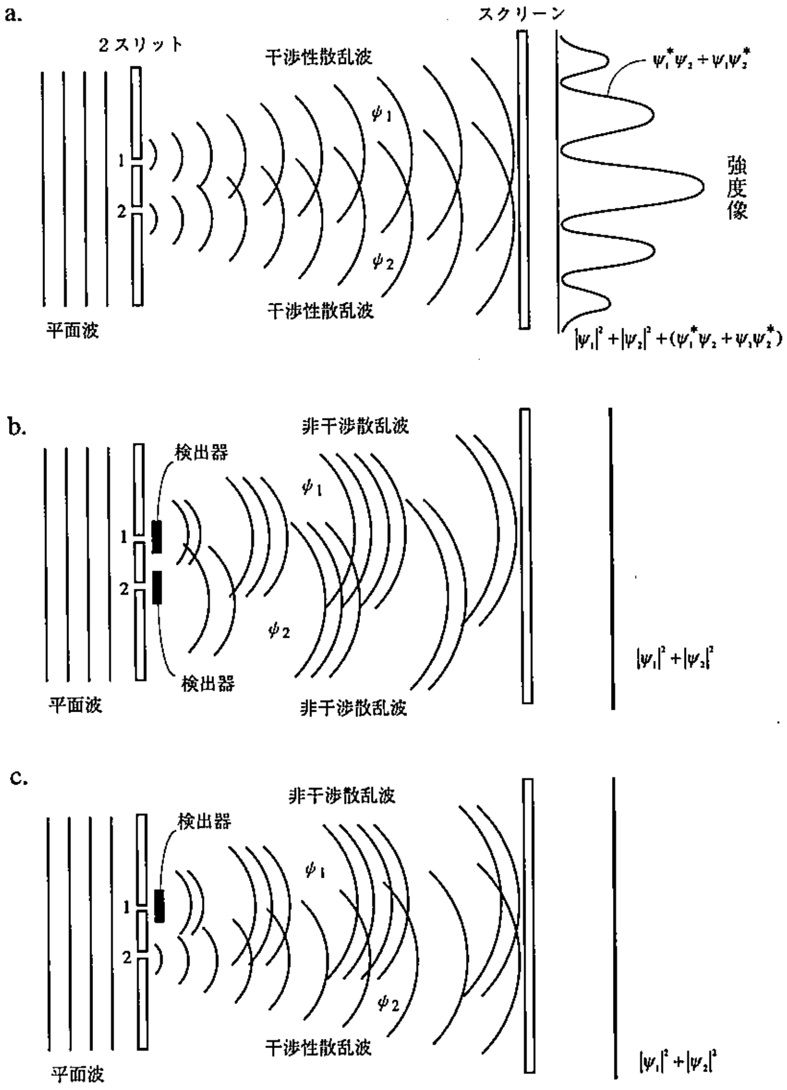


図 1.：2 重スリット実験の模式図。
a. 干渉の実験。 ψ_1、ψ_2 は波動関数を意味する。
b. 2 つのスリットに量子存在検出器を置いたときの非干渉実験。
c. 1 つのスリットに量子存在検出器を置いたときの非干渉実験波の非干渉化を波のかたまり（波束）の不規則な出現で表現した。

かる。」

ここでは観測に2段階があると明確に述べられている。多くの観測理論は第一段階、相互作用による位相相関の消失（decoherence）過程、のみを問題としているように見える。たとえば町田、並木の「測定器のマクロ性定規」の発見とそれに伴う古典的な統計処理による decoherence など[6,20]。引用文の中でその部分は統計平均により干渉性が消失すると述べられている。たしかに多数回実験において統計平均をとることは古典的統計の典型である。

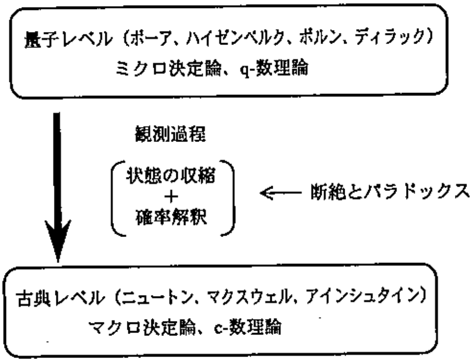
ここで古典的統計と断ったのは、正統派理論における確率、すなわち第2段階の「波動関数の収縮」による収縮状態 u_n の出現確率は、多数粒子からなる古典的統計集団とは異なる（1粒子に対する）量子的統計集団を前提としているからである。宮沢はこれを本来は場であるものを無理に質点解釈したことから起こる仮構だと述べている[15]（§6参照）。

この問題に対する立場には4つがある。i）正統派理論の確率解釈を受け入れる。この場合波動関数は数学的道具であり、かつミクロ世界はマクロ世界と根底的に断絶している（図2a）。従って確率波などという仮構も苦にならない。（ボーア-ボルンのコペンハーゲン解釈を受け入れた大多数の科学者。町田、並木も混合状態出現の量子論的説明を行ったが、確率解釈は受け入れている）ii）正統派理論を受け入れるが観測過程には未発見の物理がある。（フォン・ノイマン、ウイグナー、ペンローズ[21]、ボーム、ドブロイ、ゲルマン、小野健一[22]）。iii）正統派理論を受け入れるが、確率解釈はとらない。量子レベルの発展のみがある。これは多世界解釈という新しい解釈を生んだ（エベレット、ホーキング）。iv）量子レベルと古典レベルに図2aのような断絶はない。本質的に量子レベルのみがあり（図2b）、波束の収縮も確率解釈も電子場、物質場の量子性から導かれる（宮沢、ウォレス、ワインバーグ）。

宮沢は古典場の c-数理論とハイゼンベルク、ディラック、ヨルダンにより定式化された非可換代数（q-数）理論を比較して、上記iv）の立場を次のように述べている（私信）。「古典場を粒子性を前提とする装置（たとえばカウンター、写真のように光子エネルギーを検出する装置）で測定すれば確率測定となる。すなわち c-数場を q-数検出器で測定したとき q-数検出器の本源的量子性から波動場の収縮と確率が生まれる」と。

私はiv）の立場にくみするがそれは先のペンローズの問い「波動関数は電磁場

a. パラドックスの起源



b. パラドックスの解消

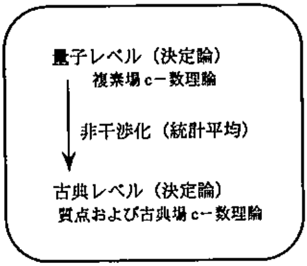


図 2.：量子力学におけるパラドックス（a）とその解消に関する本稿提案（b）

（古典場の代表）と同じ程度の実在か」に yes と答えられるからである。このことについて霜田の論文をもとに更に敷衍したい。

霜田は「光の粒子性と波動性」という一連の論文の中で[23–26]光電効果を電子波と光波の波動論で完全に記述してみせた。そして古典場でも光電効果は説明可能であり、光量子と電子の粒子衝突というアインシュタインの解釈は必ずしも必要なかったと断じた[25]。確かにドブロイの物質波の着想も光量子仮説から生まれたし、ミクロ世界の粒子-波動二重性も光電効果の光量子仮説が補強した。しかし光量子が光電効果の唯一の解釈でないとすれば正統派量子論は立場の一つを失

う。霜田も電磁場独自の現象（原子による光の吸収のような電子との相互作用現象でなく）に量子化しないと説明できない現象があるかと問う。

更に原子における光の自然放出現象において、アインシュタインがあり得ないとした球面波放出の最近の観測から、電磁場は光子描像なしで記述可能と述べている[26]。従来の“自然放出は電磁場の零点振動による誘導放出”という説明は必然的なものでなく、“原子の振動双極子から出る双極子放射”で説明可能であり、これのみが球面波放出と矛盾しないと述べた。もちろん自然放出が一方向の光子放出として観測される測定系もあるので（反跳現象)、古典場が全てではない。そこで霜田はシリーズのしめくくりに「光の本体が粒子か波動かではなく粒子性観測するか波動性観測するかである」と述べている。

私は光は古典場であり、変換理論的に粒子像が描けても実在は場にあると考える。ともかく霜田論文が発しているメッセージは電磁場と電子場は同程度の物理的実在だということである。しかし両者にはまだ差があった。電磁場は実関数で記述できるが、電子場は複素関数以外の記述を許さないことである[27]。

波動関数が複素数なのはシュレーディンガー方程式において時間微分に虚数単位が導入されたためだが、それは必ずしも物理的内実を示してはいない。むしろ物質場が有限の電荷や質量を担うために、状態ベクトルは本質的に複素量でなければならないという物理的要請から生まれる[1,15]。

複素量が必然性を持って物理にはじめて登場したことも量子レベルの神秘性を助長した。なぜなら古典レベルに現れる複素量は電磁場にしても、回路理論での複素電気量（アドミッタンス、インピーダンス)、また光学理論の複素信号にしてもすべて線形偏微分方程式を背景とした便宜的なもので、必ず実物理量との対応（実数投影）があったから。それに比べ、電子場が本質的に複素場でなければならないとする要請は、数学的には納得できても、古典的実在観になじまない。複素数表象と観測問題との関係については最後（§6）にもう一度立ち返って議論したい。

§4 波動関数の観測と“収縮”

波動関数をどうやって測るか。そもそも測れるものなのか。正統派理論を受け入れ、確率解釈を信ずると、それ（状態ベクトル）自体は観測の対象ではないということになる。観測対象は物理的演算子（運動量、エネルギー、位置）の平均

値か、確率解釈による波動関数の2乗（$|\psi|^2$）である（何故2乗かは§6で再考する）。量子力学の教科書および多くの啓蒙書はこの立場をとっている。たとえば量子力学固有のアブラハノフ-ボーム効果を電子線ホログラフィーで初めて実証し、量子観測に新機軸を開いた外村も、その著書「量子力学を見る」の中で次のように述べている[28]。「ところが電子の波は“水面の波紋”は言うに及ばず“光の波”とも基本的に異なっています。何かが振動しているのですが、それが一体何かは、まだ誰も知りません。電子波である証拠は、二つの波を重ねた時に初めて現れます。干渉縞が生じるからです。ですから第2章の水面の波とまったく同様のことが起こっていると考えられます。プリズムの両側から来た二つの波と“山”と“谷”が重なる点では振動が消えてしまいます。しかしこの干渉縞は直接ただちに観察されるわけではありません。電子が見出される確率分布なのです。」

波動関数に実在感を持つ人でも、波動関数 ψ そのものは観測にかからないと考える人は多い。理由は2つある。1つは、ψ が複素数である限り、測定という実数観測に直接対応しないこと。もう1つは、複素数を構成する振幅と位相のうち位相は位相変換不変性（電荷保存を導く）からその値の確定は無意味と映ること。すなわち複素場は本質的に絶対値（大きさ）のみに意味があると考えられている[29]。確かに次式を見る限り測定量 $|\psi|^2$ から ψ を求める道はない。

$$\left.\begin{array}{lcr} \psi = e^{\alpha}e^{i\beta} & \rightarrow & |\psi|^2 = e^{2\alpha}:\text{確定} \\ |\psi|^2 & \rightarrow & \psi:\text{不定} \end{array}\right\} \tag{9}$$

しかし状況によっては測定可能な波動関数 ψ（ただし位相は位相差として）もある。霜田も「光の粒子性、波動性」論文の中で次のように述べている。「レーザー以前の光学実験では写真とか光電管とか光のエネルギーを検出するしか測定方法がなかった。レーザーを使えばヘテロダイン検波法によって光波の位相相関や位相差の測定が可能になり、…」。この思想の延長上で電子の波動関数が計測可能なことをまず電子の散乱実験を基礎に論証しよう。

すでに加速器による電子線衝突（散乱）では間接的に波動関数が求められると主張されてきたことに注意したい。それは衝突後の散乱電子波（回折強度）の角度依存性観測を基礎にしている[4,31]。しかし（9）式からわかるように ψ の位相 β の情報は完全に欠落しており、一般にこうした実験は典型的な不決定問題となる。そのため対象、たとえば、原子・分子の中の電子の波動関数に関し、具体的

なモデルを仮定し、そのモデルを散乱の角度依存性という多点観測で傍証するという形をとっている。観測値が実数である限り、1回の測定で直接複素数を観る方法はない。しかし量子レベルの観測ではそもそも1回の測定の意味するところを再考する必要がある。

波動を観るには空間的に広がりを持った検出器、写真（2次元）、CCD（2次元）、霧箱（3次元）、液体シンチレーション（3次元）などを使う必要がある。これらの装置は原子・分子の巨大集合で、真の検出器はその中のミクロな部分集合である（町田、並木の「マクロ性定規」）。波動の振幅が大きい極限ではこれら多数のミクロ検出器を一度に作動できるが、弱い極限では、最終的に1個のミクロ検出器を作動させるエネルギーしか持ち得ない。このため波の広がりがミクロ検出器より大きい場合、観測は一見波の収縮による確率的な検出器の作動のように見える。しかし元来「波動関数の収縮」というパラドックスは電子場が他の“モノ”（物質というより電磁場や物質場）と相互作用してはじめて生まれるものである。全ての過程を量子力学的に記述すれば収縮は当然同じ理論のワク組から導かれるはずである。決して非因果的な過程ではないはずだ。

小さいけれど波束としてはある広がりを持った波動（状態）を考えよう。検出器との相互作用により広がりを持った波が充分限局された波に変る過程、それが私の考える「波動関数の収縮」である。その意味で「波束の収縮」という表現がより適切かもしれない。しかもそれは必ずしも無限小の収縮を意味しない。原子や分子さらに（古典的に定義した）電子の大きさに比べれば充分大きな波束である。波動現象のイロハだが、波束は非可渉性の波である。従って“収縮”した波に干渉効果は期待できない。だから古典的粒子として扱うことが可能となる。波の観測が点描派の絵画のように行われることの実証は外村の本[28]に鮮やかに示されている。

観測は人間が行う行為だが、検出器の中の物理過程は人間の主観と全く無縁であることを以下に示そう。

電子1個分の強度を確実に検出できるような古典的検出器（先のミクロ検出器）は10^{10}個ぐらいの原子、分子の集合であろう。ではこの集合を小さくしていったらどうなるだろうか。図3に異なる3種の検出器集合と平面電子波との相互作用の様子を模式的に示した（電子1個分の平面波というものは存在し得ないことを§6で論ずる）。位置検出器は充分な大きさを持っているので電子波に可視的大き

さの変化を与え、波は位相の揃わない波束となる（図 3a)。これが非干渉化である。これは検出時の電子波－原子・分子相互作用数が多すぎるためで、古典的検出器を量子観測に用いた代償である。その意味で量子力学的過程といってよい。

原子、分子の集合数が充分減ると（図 3b)、波は非干渉性の波束と可干渉性の弾性散乱波の重畳となる。両者の間に干渉性はないので独立に振るまう。すなわちこの場合古典的検出（非干渉性）と（加速器的）散乱実験（干渉性）の両者が共存することになる。仮想的１粒子入射の実験では１粒子分の波はこのどちらかに分岐すると解釈される。

検出器を極限的に小さくすると図 3c のようのに原子１個となる。この場合、3つの波が散乱後に現れる。大部分は散乱されない透過入射波、入射波と可干渉性の弾性散乱波（図 3c 実線で示した球面波）そして非干渉性の非弾性散乱波（図 3c 破線で示した波）である。この場合古典的検出は原子１個の反跳や発光が荷うことになろう。発光ならば現在では光子１個でも見えるので古典的検出は可能である。

図３の思考実験は次のことを明らかにしている。検出（図 1a のスクリーンやスリット直後の衝壁）における電子と検出器の相互作用と衝突（散乱）実験における電子と試料との相互作用は全く同じ客観的物理現象を表現している。それを検出、(量子力学的）実験とわけているのは相互作用に参加する原子、分子数の違いであり、1 個から 10^{10} 個ぐらいの集合の幅がある。いわゆる検出と呼ばれるのは多くの原子、分子との相互作用により可視的検出事象（写真上の潜像核など）を引き起こさせる物理的装置である。その「マクロ性」が必然的に波の局在化、すなわち非干渉化（decoherence）を引き起こす[6]。

ところで我々は通常１個の原子を検出器と呼ばない。観測する試料物体 (object) と呼ぶ。そこに人間側の主観による視点の変化がある。しかし先に述べたように、電子があたったかどうかを判定する方法がある限り検出器の資格がある。この場合、特に重要なのは検出後非干渉化しない弾性散乱波が存在することである。

再び図 1a の２重スリット問題を考えよう。本稿では電子波を「複素場の実在波」として記述しているが、水の波や音波のような古典的波と重要な点で異なっている。古典的波の場合、波そのものが観測され、波の “山” や “谷” の重なりとして振幅（ψ）そのものの干渉が観測される。たとえば次式のようなビートが干渉効果として生まれる。

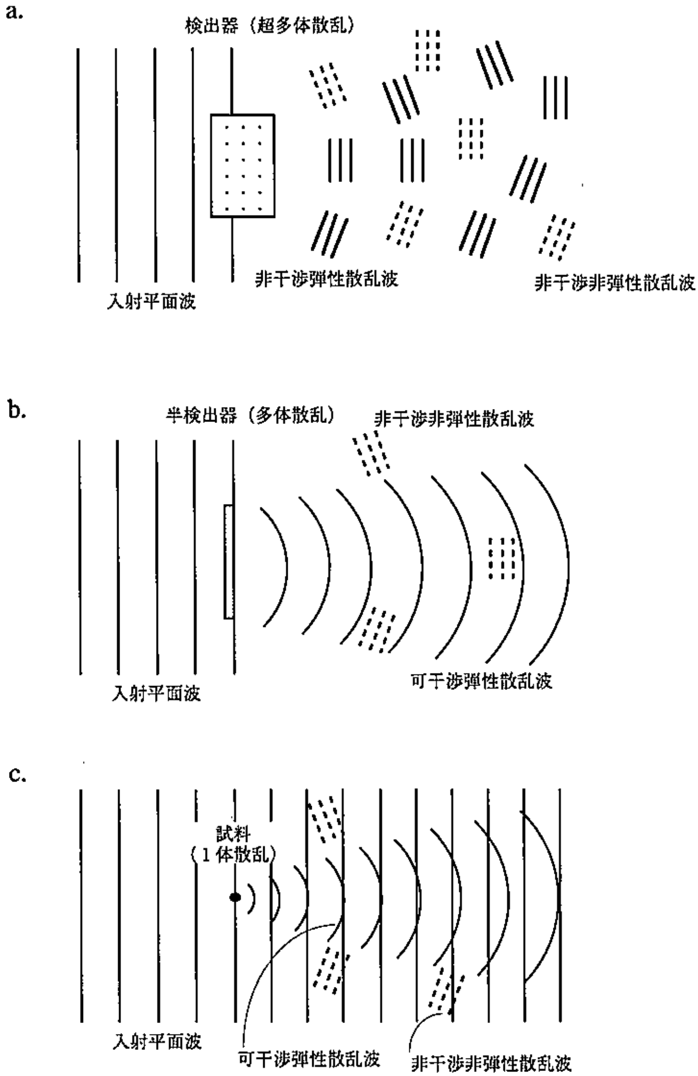


図 3.：検出器および試料による量子散乱の模式図。

a. 超多体散乱：多数の原子、分子による完全非干渉化。波束は粒子的。

b. 多体散乱：不完全非干渉化。

c. 一体散乱：1 個の原子、分子による干渉散乱。ただし原子、分子の反跳無視。

$$\cos k_1x+\cos k_2x = 2\cos\frac{k_1-k_2}{2}x\cos\frac{k_1+k_2}{2}x, \quad (k_1, k_2 \geq 0 \text{ とする}) \qquad (10)$$

一方電子波の場合振幅そのものではなくその２乗（$|\psi|^2$）が観測される。従って干渉は（6）式の具体的表現として次式のようになる。

$$\begin{aligned} \left|e^{ik_1x}+e^{ik_1x}\right|^2 &= \left|e^{ik_1x}\right|^2+\left|e^{ik_2x}\right|^2+e^{i(k_1-k_2)x}+e^{-i(k_1-k_2)x} \\ &= 2+2\cos(k_1-k_2)x, \quad (k_1, k_2 \geq 0 \text{ とする}) \qquad (11) \end{aligned}$$

両者の差は歴然としている。特に重要なのは、振幅２乗検出（すなわちエネルギー検出）には和周波数（(k_1+k_2)／2）がないことである。またビート周波数も後者には差周波数（k_1-k_2）そのものが現れる。古典場である電磁場でも干渉効果は（11）の形をとるので、古典的波と量子的波の差は実関数と複素関数の差ではない。事実（10）式を２乗すれば（11）と同じ定数項と差周波数項が現れる。

現在電子波の振幅そのものを検出する方法はない。これは量子力学観測の前提だが、(10) 式に出てくるような和周波（非常に高い周波数）をフォローする検出器がないためではないだろうか。電磁波ではアンテナのように振動電場の振幅そのものを検出する方法がある。この問題も §6 で再考したい。

§5 複素観測[30]

本題に戻り、従来の振幅２乗（$|\psi|^2$）検出で位相を復活させること、すなわち ψ そのものを観測することを考えてみよう。

図４に a、b の２種類の２重スリットをのせた。図 4a は図 1a と同じ２重スリットで、図 4b は第１スリットの後に波の位相を π／２ずらす位相板を入れた２重スリットである。π／２位相板の働きは実数／虚数変換である。すなわち入射波の位相を式 $\psi_1 \to -i\psi_1$ のようにに変化させる。すると式（6）の干渉は次のように変わる。

$$\begin{aligned} |-i\psi_1+\psi_2|^2 &= |\psi_1|^2+|\psi_2|^2+i\,(\psi_1\psi_2{}^*-\psi_1{}^*\psi_2) \\ &= |\psi_1|^2+|\psi_2|^2+2\mathrm{Im}[\psi_1{}^*\psi_2] \qquad (12) \end{aligned}$$

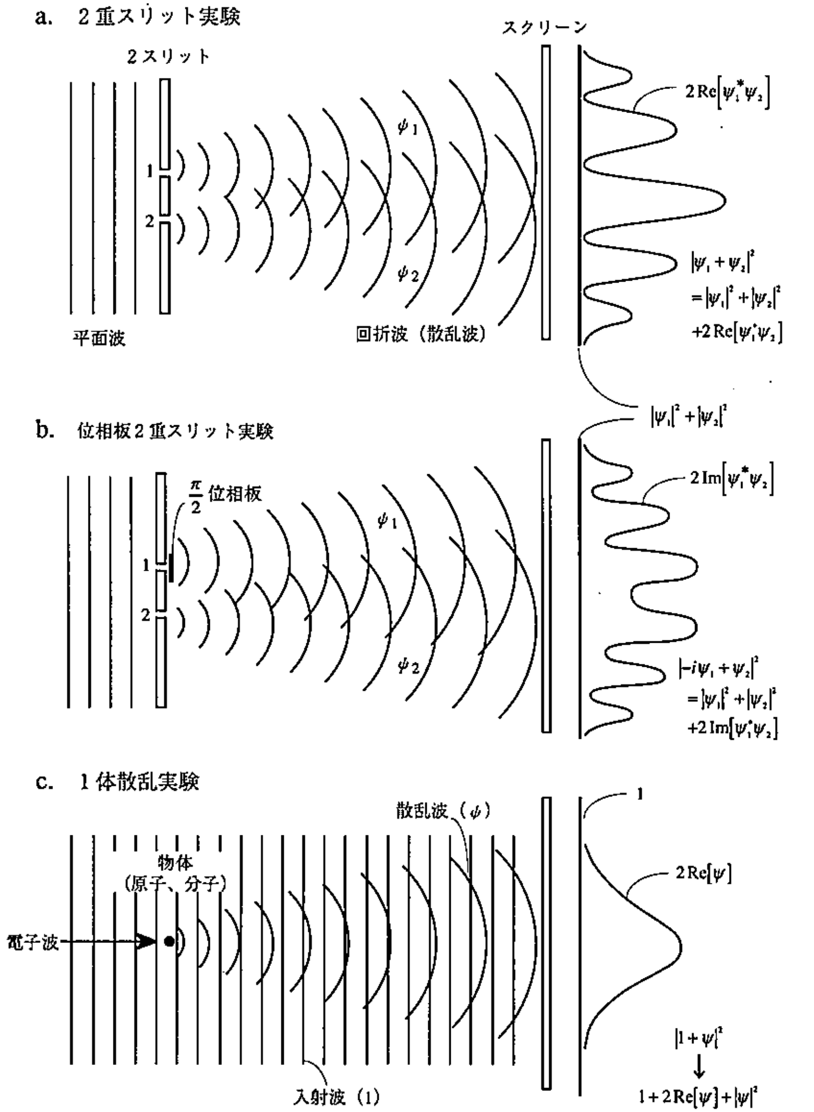


図 4.：量子干渉効果の模式図。

a. 2 重スリットにおける干渉実験：干渉項を生む。

b. 位相板挿入 2 重スリットにおける干渉実験：干渉項を生む。

c. 1 体散乱における干渉実験：干渉項 $2\mathrm{Re}[\psi]$ を生む。ただし≪1 として、$|\psi|^2$ 項は無視。

こうして図 4a の場合は実数項、図 4b の場合には虚数項が現れた。従って両者の結果を次のように組み合わせれば $\psi_1{}^*\psi_2$ そのものが復活する。

複素観測[30]：$|\psi_1+\psi_2|^2+i|i\psi_1+\psi_2|^2=(1+i)\left(|\psi_1|^2+|\psi_2|^2\right)+2\psi_1{}^*\psi_2$　(13)

上式の第 2 項 $2\psi_1{}^*\psi_2$ は一見 2 乗項だが、もし ψ_1 を参照波としてたとえば

$$\psi_1=1,\quad \left(e^{ik_1x}\text{において } k_1=0 \text{ とすればよい}\right) \tag{14}$$

とおけば、$2\psi_2$ すなわち 2 重スリットの下方の波の波動関数そのものを得ることになるではないか。

実はこれと同じことが図 3c に示した 1 体散乱の入射波と弾性散乱波の間でも起こり得る。そのことを図 4c を用いて説明しよう。散乱理論では原子、分子による弾性散乱は、無限遠方で次のように表現されている[31]。

$$\begin{array}{ccccc} \text{入射平面波} & & \text{透過平面波} & & \text{散乱平面波} \\ e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} & \underset{\text{(散乱)}}{\longrightarrow} & e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} & + & \dfrac{e^{ik\cdot r}}{r}f(\boldsymbol{k}) \end{array} \tag{15}$$

右辺の第 2 項は原子、分子による散乱で球面波である。$f(\boldsymbol{k})$ が $\boldsymbol{k}$ 方向の散乱振幅を表す。散乱後 2 つの波はスクリーン上で次のように 2 乗検出される。

$$\begin{aligned} \left|e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}}+\frac{e^{ik\cdot r}}{r}f(\boldsymbol{k})\right|^2 &= \left|1+\frac{1}{r}e^{i(kr-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})}f(\boldsymbol{k})\right|^2 \\ &= \left|1+\frac{1}{r}e^{i\gamma(\boldsymbol{k})}f(\boldsymbol{k})\right| \end{aligned} \tag{16}$$

(16) 式において $\psi_1=1$、$\psi_2=\frac{e^{i\gamma(\boldsymbol{k})}}{r}f(\boldsymbol{k})$ と対応させれば、まさに (13) 式に示した複素観測により、$\frac{1}{r}e^{i\gamma(\boldsymbol{k})}f(\boldsymbol{k})$ という散乱波動関数が得られることになる。ここで $\gamma(\boldsymbol{k})(=kr-\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r})$ は収差関数であり、平面波と球面波の干渉から生じた。この関数は装置固有なのでその形が知られていれば $e^{-i\gamma(\boldsymbol{k})}$ を乗じ、最終的に $\frac{1}{r}f(\boldsymbol{k})$ が得られる。

ところで通常の散乱実験では無限遠近似の (16) 式に現れる 2 乗散乱振幅、$|\frac{e^{i\gamma(\boldsymbol{k})}}{r}f(\boldsymbol{k})|^2=\frac{1}{r^2}|f(\boldsymbol{k})|^2$ のみが観測されてきた。実際、散乱実験において、入射波と散乱波は遠方スクリーン上に到達するまでに自動的に分離するので干渉は生まれず、その存在すら問題にならなかった。

ところで上記の 1 体散乱思考実験を用いて散乱振幅の複素観測を導いたが、実験上 1 つの落とし穴があった。2 重スリット実験と異なり図 4b に対応する $\pi/2$ 位相板の実験を実現できないのである。散乱球面波に影響を与えずにどうやって

透過平面波だけを（またはその逆でもよいが）π／2位相板に通過させるか、両者は散乱直後は不分離ではないか。また遠方で分離すれば、上に述べたように干渉そのものが生まれないではないか。1体散乱の場合、複素観測は絵にかいたモチのように見える。

この問題を解決するのが次章で述べるレンズ系を用いた電子顕微鏡である。

§6 複素電子顕微鏡

電子顕微鏡は電子波の散乱を用いて原子、分子を見る顕微鏡である。電子波をプローブと見れば原子、分子が観測対象だが、電子波を観測対象と見れば観測問題となる。電子顕微鏡は云わば観測問題が日常的に絶えずテストされている場だといってよい。そして波動を使う顕微鏡として完全に可視光顕微鏡と等価である。本稿での関心はその電子顕微鏡を用いて前章で示した複素観測が可能かどうか、電子波の波動関数そのものが観測可能かどうかということにある。

波動関数は複素表示で次式のように書ける。

$$\psi(\boldsymbol{r}) = e^{\alpha(\boldsymbol{r})}e^{i\beta(\boldsymbol{r})} \tag{17}$$

$e^{\alpha(\boldsymbol{r})}$ が振幅を $\beta(\boldsymbol{r})$ が位相を表している。2乗振幅検出では $|\psi(\boldsymbol{r})|^2 = e^{2\alpha(\boldsymbol{r})}$ となり、位相情報 $\beta(\boldsymbol{r})$ が消失し、従って $\psi(\boldsymbol{r})$ そのものが再現できない。また位相変換不変性から考え $\beta(\boldsymbol{r})$ に定数を足したものは物理的に同等である。これは波というものを進行方向にずらしても同じ波であることを表現している。では定数の不定性を残して $\beta(\boldsymbol{r})$ を決めるにはどうするか。

ここで図4cと式（15）に戻り散乱波の波動関数、特に散乱振幅の観測について考えよう。すでに述べたが散乱式（15）は散乱体から充分遠方で実現するものである。散乱直後の波動関数はこれと異なり、物体の光透過と同じように、散乱に伴う場所依存的位相変化 $\theta(\boldsymbol{r})$ を用いて以下のように表現される[31]。ここでは弾性散乱のみを扱うので物体は位相変化のみを与えると考える（位相物体、別名透明物体）[31,32]。

$$\psi_0(\boldsymbol{r}) = e^{i(\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}+\theta(\boldsymbol{r}))} = e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}}(1+i\theta(\boldsymbol{r})), \quad (|\theta(\boldsymbol{r}) \ll 1) \tag{18}$$

$\theta(\boldsymbol{r})$（実関数）は散乱振幅 $f(\boldsymbol{k})$（一般に複素関数）とフーリエ変換で結ばれている[32]。顕微鏡はこの $\psi_0(\boldsymbol{r})$ をレンズ系を使って検出する装置である。すなわち散乱振幅でなく散乱直後の波動を観測する。

顕微鏡の結像原理は数学的には、収差変調を含んだ2回のフーリエ変換と等価である[33]。

$$\psi_0(\boldsymbol{r})\ の結像 \equiv \psi_I(\boldsymbol{r}) = F\left[F\left[\psi_0(\boldsymbol{r})\right]e^{i\gamma(\boldsymbol{k})}\right] \tag{19}$$

F[ ]はフーリエ変換、$e^{i\gamma(\boldsymbol{k})}$ は（16）式にも出てきたレンズ系の後焦点面での収差関数（焦点面はフランホーファー回折面なのでフーリエ共役変数 $\boldsymbol{k}$（波数）の関数となる）である。図4cの場合、散乱は $\psi_0(\boldsymbol{r})$ の1回のフーリエ変換（1回の回折）に対応し、そのために2つの波が分離し干渉が観測されなかった。

しかしレンズ結像系は分離した2つの波がもう1回のフーリエ変換で散乱源と同じように同一座標点に戻る（だから結像するのだ！）。従って再び波の重畳と2乗検出による干渉が起こる。結像は次式を用いて次のように表現できる。

$$\begin{aligned}\psi_I(\boldsymbol{r}) &= e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}} + ie^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}}\theta(\boldsymbol{r}) * F\left[e^{i\gamma(\boldsymbol{r})}\right]\\ &= e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}}\left(1 + i\theta(\boldsymbol{r}) * F\left[e^{i\gamma(\boldsymbol{k})}\right]\right)\end{aligned} \tag{20}$$

$$|\psi_I(\boldsymbol{r})|^2 \cong 1 + 2\mathrm{Im}\left[\theta(\boldsymbol{r}) * F\left[e^{i\gamma(\boldsymbol{r})}\right]\right] \tag{21}$$

$$F^{-1}\left[\theta(\boldsymbol{r}) * F\left[e^{i\gamma(\boldsymbol{k})}\right]\right] = f(\boldsymbol{k})e^{i\gamma(\boldsymbol{k})} \tag{22}$$

（21）式右辺では、$\theta^2(\boldsymbol{r})$ の項は小さいので無視した。また $*$ はコンボリューション convolution（たたみこみ）である。第1項が入射透過波（背景光）、第2項が求めたい波動関数の干渉項であり、実は通常の電子顕微鏡では弱い散乱体（小さい相互作用）を観測するとき全てこの像を見ている。しかし1回の観測では $\theta(\boldsymbol{r}) * F[e^{i\gamma(\boldsymbol{k})}]$ の虚数項しか得られない。$\theta(\boldsymbol{r})$ を得るためにはもう一方の干渉項、$2\mathrm{Re}[\theta(\boldsymbol{r}) * F[e^{i\gamma(\boldsymbol{k})}]]$ の観測を行わなければならない。

レンズは平面波を球面波に球面波を平面波に変換する装置である。そして焦点面をうまく使うと入射平面波と散乱球面波の分離という芸当が行える。それを模式的に示したのが図5aである。透過平面波は後焦点で焦点を結び、散乱波（$\psi(\boldsymbol{r})$）は焦点面に広がる。この空間的広がりの差（分離）を利用すれば、どちらかの波の一方の通路に位相板を入れられる。たとえば図5bのようにすればよい（位相差顕微鏡の原理）。π／2位相板の中心（焦点）に穴を開け、透過平面波はもとの位相、散乱波は π／2の位相おくれを与える（Zernike位相板）。すると（20）、（21）は次のように変換される。

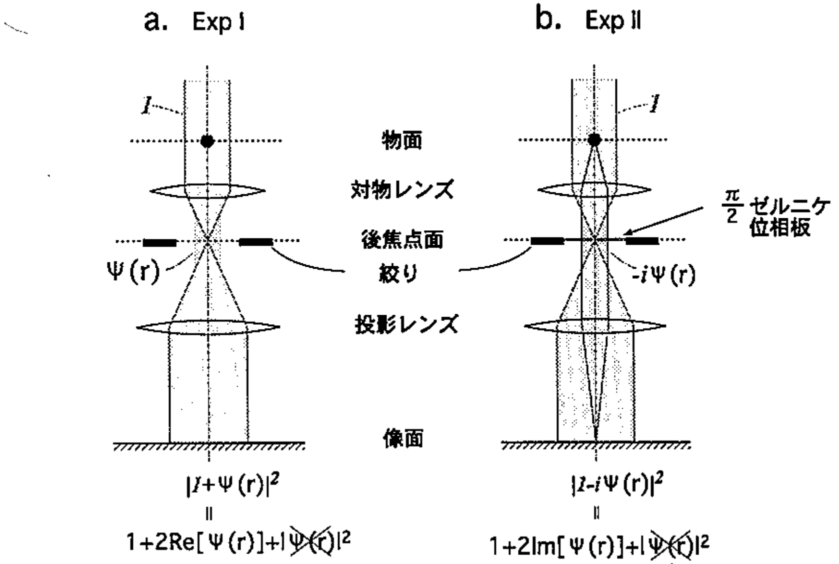


図 5.：電子顕微鏡における干渉実験（文献 34 より改変）。
a. 通常法：1 は平面波、$\psi(\boldsymbol{r})$ は散乱波。干渉項 $2\mathrm{Re}[\psi(\boldsymbol{r})]$ を生む。
b. 位相差法：散乱波は位相を π ／ 2 ずらされる。$\psi(\boldsymbol{r})$ に $e^{-1\frac{\pi}{2}}=-i$ がかかり、干渉項 $2\,\mathrm{Im}[\psi(\boldsymbol{r})]$ を生む。

$$\begin{aligned}\psi_{\mathrm{R}}(\boldsymbol{r}) &= ie^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}}+ie^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}}\theta(\boldsymbol{r})*F\left[e^{i\gamma(\boldsymbol{k})}\right] \\ &= ie^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}}\left(1+\theta(\boldsymbol{r})*F\left[e^{i\gamma(\boldsymbol{k})}\right]\right) \qquad (23)\end{aligned}$$

$$|\psi_{\mathrm{R}}(\boldsymbol{r})|^2 \cong 1+2\mathrm{Re}\left(\theta(\boldsymbol{r})*F\left[e^{i\gamma(\boldsymbol{k})}\right]\right) \qquad (24)$$

（21）と（24）の複素和（(24) ＋ $i\times$ (21)）を取れば $\theta(\boldsymbol{r})*F[e^{i\gamma(\boldsymbol{k})}]$ が得られ、$e^{-i\gamma(\boldsymbol{k})}$ の乗算により最終的に $\theta(\boldsymbol{r})$ が得られる。それをフーリエ変換して $f(\boldsymbol{k})$ を得れば最終的に散乱波の波動関数 $\frac{e^{ikr}}{r}f(\boldsymbol{k})$ が再生できたことになる。無論、電子顕微鏡では像再生が最終目標なので無収差の $\theta(\boldsymbol{r})$ を得れば大円団である [30,34]。

ここで波動関数の観測と言っても、原子、分子内の波動関数が直接観測されると主張していないことに注意しよう。自由電子（平面波）からの微小変位としての散乱波動関数が、云わば平面波からの位相差として観測されたのである。しかし $\theta(\boldsymbol{r})$ は物体のポテンシャル（電位）、最終的には原子、分子の電子密度を反映するので原子、分子の波動関数を、特にそれが実関数ならストレートに再生できる。また $e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}}$ という平面波波動関数そのものは観測不能である。これは位相変換

不変性の表現でもある。

ここで最初に述べた観測における視点の変換が顔を出す。原子、分子は観測の対象（試料）であり、入射電子波はあくまでプローブである。電子顕微鏡を用いて知りたいのは散乱波の波動関数を通して見た対象の物理量（ポテンシャルまたは散乱因子）である。その目的にとって散乱波動関数の複素観測（実は複素像の観測）は最適測定を提供している。

$\psi(\boldsymbol{r})$ の観測か $|\psi(\boldsymbol{r})|^2$ の観測かという問題は顕微鏡の結像問題においては、得られた像から物自体の情報をどれだけ忠実に（装置関数の影響を受けずに）再生できるかという実用的問題に直結している。これは結像逆問題と言われ、最近、複素観測法はミニマムでかつ完全測定であることが証明された[35]。

複素観測の具体例について図 6 に示した。400 kV 電顕でフェリチン蛋白質を見た場合の例である[34]。Exp I が通常電顕像（図 5a 対応）、Exp II が Zernike 位相板を用いた位相差電顕像（図 5b 対応）である。それぞれのフーリエ変換像（上段）は $e^{i\gamma(k)}$ という収差関数の sin 成分（Exp I）と cos 成分（Exp II）により変調されている（上段中央のグラフ参照）。sin 成分変調（sin-CTF）は低周波側が 0 に落ちるので、ほとんどコントラストがつかない。従って EXP I に像が現れていない。一方 Exp II は cos 成分変調（cos-CTF）なのでコントラストを高い。両者の複素和をとり変調成分（$e^{i\gamma(k)}$）を除くと無収差の振幅像と位相像が最下段のように得られる。こうして複素観測は無収差複素像すなわち“モノ自体の散乱”の光学情報再生に成功した。そして分解能とコントラストを通常法（Exp I）に比べ格段に向上させた。

§7 物理的実在について

この本の主題はミクロな自然の実在感である。電子については複素場の波動が実在である。この結論はある意味で「物質の究極」にたどりついた現代の相対論的量子場の理論に似ている。先にワインバーグを引いたが同じ著作からの言明を引用すれば次のようになる[18]。「1、物理的リアリティ（実在）の本質は種々の場の組である。2、場は特殊相対論と量子論の原理に従う。3、任意の点における場の強さは、場に伴う量子ー実験家が観測の対象とする基本的粒子ーを見いだす確率を与える。4、場の相互作用は、各場に伴う量子の相互作用を意味する。また

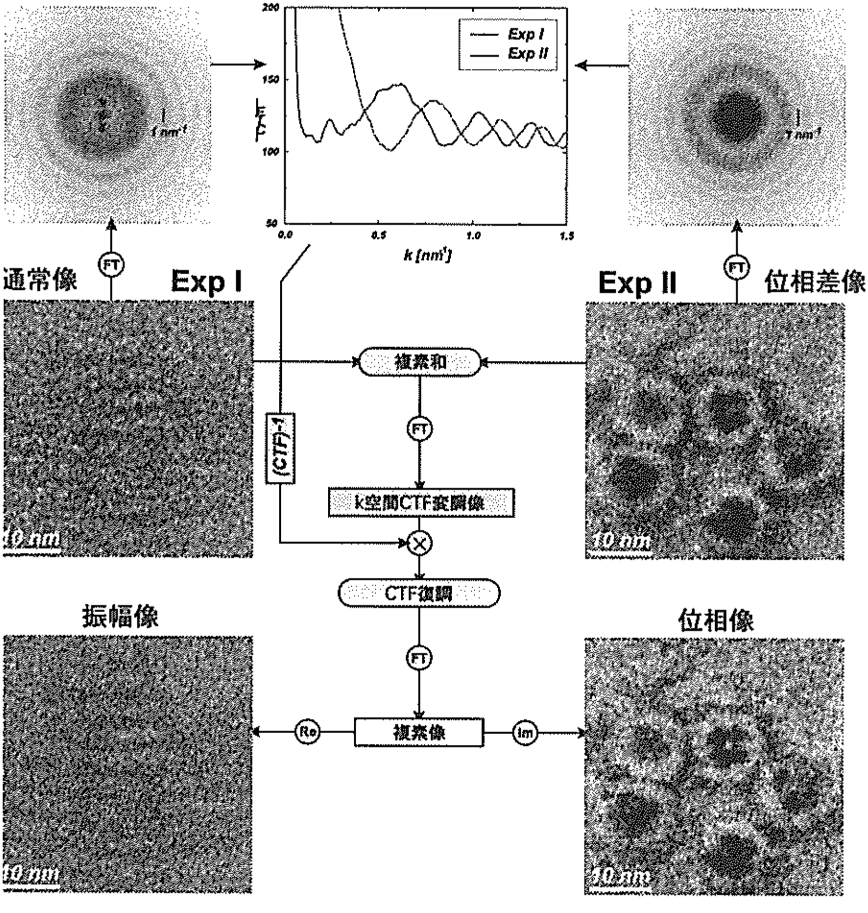


図 6.：電子顕微鏡による鉄含有蛋白質フェリチン（Mw≅ 400 kD$_a$、鉄原子数約 4000 個）の複素観測（400 kV 電顕）（文献 34 より改変）

これらの相互作用を媒介するのも量子それ自身である」

量子電磁気学の驚くべき成功（理論と実験の 10 桁以上の一致）で、場の量子論の世界観は高い信用を得た。そこで私の物理実在感と相対論的場の量子論の世界観とを比較したい。

まず 1 と 2 は本稿の見解と同じである。4 も量子論である以上古典的粒子場が、まず自由空間で量子化され、その量子場に同種、異種を含め量子間相互作用が導入されること OK である。本稿で取り上げなかった相互作用の量子化もエネルギー量子化の必然的帰結だろう。問題は 3 である。量子＝粒子の設定と場の強さ（＝

|振幅$|^2$）を粒子検出の確率としているところにひっかかる。

場の量子論でせっかく質点表象をやめ座標をc-数として復活し（シュレーディンガー表示)、場の表象に依拠したのに、またもや質点表象に戻るという悪循環をやっているように見える。量子という命名は物理的実在がミクロの究極では分割不能単位（ギリシャではそれを原子と名付けた）でできていることの表明である。実際に場の量子論における生成、消滅演算子はエネルギー量子の生成、消滅を表している[36]。もちろんエネルギー＝物質という特殊相対論の言明もあるが、どちらかに統一するのであれば物質場であり、粒子質点ではない。従って量子＝粒子とすることに異論がある。

次に量子力学的確率解釈だが、これは難題である。問題を次のようにわけて考えよう。

i）古典確率　対　量子確率

ii）多数回実験と収縮問題

iii）$|\psi|^2$ 検出の問題

iv）不確定性原理と自己同一性

i）古典確率　対　量子確率

古典確率と量子確率の差は次の観測様式の中に現れている。

古典確率： $\sum c_i u_i \xrightarrow{\text{観測}}$ c_jの確率で u_j が現れる。

量子確率： $\sum c_i u_i \xrightarrow{\text{観測}}$ ①$|c_j|^2$の確率で u_j が現れる。($u_i{}^* u_j=0$ のとき)

②$u_i{}^* u_j$が $c_i{}^* c_j$の確率で現れる。($u_i{}^* u_j \neq$のとき)

確率の和を可能性の和と考えれば、上記量子確率の① は1乗と2乗の差異を別にすれば古典確率と同じである。一方、②は相当奇妙である。確率というのは暗黙の内に排他律がある。すなわち $\sum c_i u_i$ の和はandでなくorである。u_i が観測されれば u_j は観測されない。従って同時に観測されないものの間（$u_i{}^* u_j$）の干渉（確率干渉）は存在しようがない。そこでボーア-ボルンの確率解釈では観測時の収縮というコンセプトを導入した。すなわち、観測前は $\sum c_i u_i$ を実在の和の如く扱う。だからその和はandでありorではない。しかし観測後には収縮してある1つの状態 u_i が確率的に実現する（云わゆるディラックやフォンノイマンの量子

飛躍)。従って和は or となる。その意味で状態の収縮と確率解釈は一体である。

観測時における変化は量子力学の状態遷移と等価と考えてよいだろう。それが町田・並木の観測理論の背景にあったのだが、そもそも遷移確率は確率解釈に引きずられた命名である。古典的多重振動系のアナロジーで言えば、遷移確率は固有モード間の結合に伴う各モードの時間変化である。従って遷移確率は正確には実在波動（振動）である固有モード間の存在比の時間変化である。だから本来は状態間を行ったり来たりする。すなわち誘導吸収と誘導放出が繰り返されてよい。一般には decoherence による緩和が起こり、遷移の確率ように見える。

このことを電子場と物質（場）との相互作用に適用すると“波束の収縮”は多数のミクロ検出器間の状態遷移の競合として説明可能である。時間的ゆらぎ、空間的不均一性に伴うミクロ検出器同士の非等価性により、確率的にある特定のミクロ検出器での遷移が有利になるはずだ。従って“波束の収縮”は相互作用とミクロ検出器側の確率性（ゆらぎ）、統計性（マクロ規定）が誘起したことになる。しかも収縮は瞬間的量子飛躍でなく、有限の時間を持つ[26]。これが私の現在の収縮問題への解答である。

ii）多数回実験と収縮問題

波動関数の収縮を非干渉化と関係づける際、文献 2 の引用文（(8) 式）においても、町田・並木の観測理論においても多数回実験（重ね焼き）が使われていた。すなわち古典的な統計平均操作が実験間の非干渉性を通して干渉項の消失を導くとした。これに対し 2 重スリットを用いた実験では、通常 1 個の光子や電子を表象し、それ自体の干渉性と、観測による非干渉化（収縮）で説明された。ボーア-ボルン流の確率解釈からは後者も可能である。というか確率解釈は後者を可能とするために考え出された概念装置である。もちろん前者も可能である。しかし実在量子場（波）の立場では、 統計平均ができないから、後者の説明は不可能である。ところで実在波の立場からはそもそも後者の思考実験そのものが間違っていると考えられる。1 個分の可干渉性波動というものが存在しないからである。エネルギー量子的に確定した 1 個ということと可干渉性波動とは絶対に両立しないのである。この点に関しては古典論も量子論も同じである[24,37]。敢えて 1 個の光子、電子を表象したければそれは観測以前にすでに波束となり、可干渉距離は小さくなる。この点でディラック「量子力学」中の記述「光子はみなそれぞれ自

分自身とだけ干渉し、2個の異なる光子の間の干渉は決して起こらない」が気になる。波動場、特に平面波は無数個分の量子を内包しているはずだ。

また2重スリットの通俗的説明（粒子になったり波動になったり）は波動場による説明に置き換えられる。すなわち2重スリットを通る可干渉性の波束表象と各スリットを通る干渉性のない波束表象を用いればよい。

干渉性波動場を量子化すると必ず多数の量子が出現するので（コヒーレント状態[24,37]）多数回実験を前提とした統計平均による非干渉化が導ける。では§4で説明した外村実験[28]（1電子観測の多数回実験に現れた干渉効果）をどのように説明したらよいか。この結果の正しい説明は電流量を極限的に弱くした場合の電子の可干渉性範囲とスプリットした2つの波動の空間距離の関係から導かれると考えている。その際波束の伝播に伴う拡散は電子波が高速なので無視できる。

iii）$|\psi|^2$ 検出の問題

複素数の物理量を複素数として観測する方法があれば、$|\psi|^2$ 検出が量子力学の全科玉条となることはなかったと考える。複素数 ψ を実数化するには $|\psi|^2$ の他に $\mathrm{Re}[\psi]$、$\mathrm{Im}[\psi]$ がある。私の複素観測法では内部参照波（透過平面波）との干渉により $\mathrm{Re}[\psi]$、$\mathrm{Im}[\psi]$ を取り出し、その両者の結合から ψ を再生した。電子線ホログラフィーの場合は、ある角度を持って交わる参照波と信号波との干渉から1回の実験で複素像の観測が行われている[28,38]。またラジオ波のアンテナでは電場や磁場の直接の振幅検出が可能である。そしてNMRでは磁化（状態間の干渉効果）に対応する複素信号が直交検出コイルで観測されている（直交検出と呼ばれている[39]）。実数の観測しかできないという固定観念と古典的検出法（$|\psi|^2$ 検出）が大きな思考の障害になってきたような気がする。

複素数的物理量を実在とするのには確かに抵抗があろう。また古典物理量では複素数表示は常に便宜であり、現実との対応では必ず実数化しなければならないと教えられてきた。しかし量子レベルの実在を複素数まで拡大して認めてしまうことが今重要なのではないだろうか。佐藤の言うように翻って実数とは何かと問えばよい。実数、実体、実在、虚数、虚構という日常的言葉使いが認識に与えるバイアスに注意すべきなのである。実数それ自体が必ずしも実体的な対応物を客観世界に持っているわけではない[12]。明確に言えることは複素物理量に慣れ、その実在感を獲得すると世界は極めて単純に表象かつ理解できるということであ

る[40]。本稿のメッセージもそこにある。

iv）不確定性原理と自己同一性

複素場の実在波表象の利点は、共役物理量間の不確定性関係も粒子の自己同一性も結果として導かれることである。前者はフーリエ変換ペア共役物理量の数学的性質として自然に現れる[2]。また粒子の自己同一性は場表象に自動的に組み込まれている。ただし多体系のシュレーディンガー波動関数 $\psi(r_1, r_2 \cdots r_n)$ は弁別可能な粒子座標という質点表象の尻尾をひきずっており、必ずしも正しい場表現ではない[36]。粒子の自己同一性にまつわる面倒な議論も誤った表象に由来するように思われる。

最後に量子論における量子化について考えてみたい。質点のニュートン力学の「第1量子化」は正準交換関係（すなわち不確定性原理）による q-数理論とシュレーディンガー波動による c-数理論が並列してきた。数学的に等価かもしれないが、前者における座標の q-数化は問題を著しく複雑にした。一方 c-数複素場（1体シュレーディンガー波動）の第2量子化は交換関係によって振幅のみを q-数量子化し、場の量子論を生んだ[36,37]。前述した矛盾を含む多体系シュレーディンガー波動の質点表象は単一座標による複素場 $\psi(r)$（q-数）に置き換えられた。この場合、時間、空間座標が c-数なので実在感との対応を保持しやすい。しかし真の実在感は振幅を含め全てを c-数理論に書き換えたときに生まれるように思われる。そのような無矛盾の場の理論はいつできるのだろうか。

量子論には新たに本質的複素物理量、電子場が持ち込まれたが、これはむしろ実在の理解を容易にする拡大として歓迎したい。その意味で実数表象と確率解釈にこだわった質点ニュートン力学の「確率化」は応用展開に限界があるように思われる。確率力学は数学的厳密さを要求すれば時間反転可能な拡散過程の実在という新たな矛盾とならざるを得ず[41]、物理的対応物はミクロにもマクロにも見出しがたいのである。

参考文献

[1] フリードリヒ・フント（山崎和夫訳）「量子論の歴史」、講談社（1978)。(この本の付録「量子力学の大要」は最も優れた量子力学の要約である)

[2] 小谷正雄、梅沢博臣、小幡行雄、水野幸雄、江沢洋、「大学演習量子力学」裳華房（1959)。量子力学極め付きのロングセラーであり、特に第 1～ 第 4 章の導入部が優れている。

[3] リチャード・ファインマン（江沢洋訳）「物理法則はいかにして発見されたか」ダイヤモンド社（1983)。

[4] ディ・イ・ブロフィンツェフ（福山武志訳）「量子力学の原理的諸問題」、総合図書（1974）

[5] フランコ・セレリ（桜山義夫訳）「量子力学論争」共立出版（1986）

[6] 町田茂「量子論の新段階」丸善（1986）

[7] 野家啓一「科学の解釈学」新曜社（1993）

[8] 廣松渉「科学の危機と認識論」紀伊国屋書店（1997）

[9] 三浦俊彦「可能世界の哲学」日本放送出版協会（1997）

[10] 加藤尚武、松山壽一編「科学技術のゆくえ」ミネルヴァ書房（1999）

[11] 部分引用はそれ自体が危険であることを承知の上で 2～3 の例を引く。

i) 「ミクロ世界の不確定性はシュレーディンガーの猫を引き合いに出すまでもなく、マクロ世界においても増幅されて現出し得るわけで、だから機械論的な決定論的法則性の了解、この悟性的抽象の立場はマクロの世界に関しても維持されがたいことが判る」(文献 8 の頁 273–274)

ii) 「こうした現象を文字通りにとると、原子以下のミクロな状況は、多数の状態の共存によって成立している、と記述することができるでしょう。どの状態が実現するかは、ある統計法則に従う限りで、全く偶然なのです。すると、ミクロなレベルとマクロなレベルの間は連続的であり決定的な断層はないのだから、私たちが日常経験している部屋や街や地球やさらには銀河や宇宙そのものまでが無数の異なる状態の重ね合わせだということになりはしないでしょうか」(文献 9 の頁 176)

iii) 「このテーゼは、認識者と認識対象との相互作用を前提とする「ポスト近代科学」に対して、アナロジカルに適用することが可能であろう。周知のように、量子力学においては観測者の観測という行為が「波束の収縮」という自体を引き起こす。ミクロな量子的次元においては、系の状態は観測者+観測装置との相互作用を無視して＜客観的＞に描写することはできないのである。また精神分析の治療場面においては、分析者

（医師）と被分析者（患者）との間に「転移（transference)」や「逆転移」といった力動的名相互作用が生ずることはよく知られている。そこで行われるのは、単なる客観的な対象認識ではなく、認識者自身も巻き込んだ「再帰的認識」なのである。」（文献7の頁73）
[12] 佐藤文隆「量子力学のイデオロギー」青土社（1999）
[13] 保江邦夫「量子の道草」日本評論社（1999）
[14] P. R. ウォレス（荒牧正也、栗尾かよ子、沢田昭二訳）「量子力学にパラドックスはない」
[15] 宮沢弘成 “電子は質点か場か”、日本物理学会誌 **55**、211–213（2000）および “質点と場の確率解釈”、日本物理学会誌 **57**、123–125（2002)。
[16] 線型分光学において時間域のインパルス応答信号は波の重なり、周波数域の周波数スペクトルはスペクトルの重なりであり、両者はフーリエ変換で結ばれる。私の恩師 R. エルンストは NMR においてこの考えを徹底し FTNMR、多次元 NMR を展開した（1991 年ノーベル化学賞)。
[17] 物体から私たちの眼に届く光（反射光、透過光等を問わず）は照射光が回折されて届く。これは異なる波長（色）を持つ光の波の和である。眼の中のレンズはこれを集光し結像し、物体の像を結ばせる。注意すべきは外世界が光として送る信号自体は単なる波の重なりであり、眼の中の像のような信号を送っているわけではないことである。生物の場合、眼のレンズという光信号変換装置を通し、世界を局所的に見ていることが認識のバイアスである。電子を粒子ととらえる認識はその延長上の物理的というより認識的実在感であると言ってよい。
[18] H. R. パージェル（黒星瑩一訳）「物質の究極」地人書館（1984)。
[19] 文献2の 160–162 頁。
[20] 町田茂、並木美喜雄、“量子力学における観測理論 I、II”、科学 **50** 759–767（1980)；科学 **51**、36–45（1981）
[21] ロジャー・ペンローズ「心は量子を語れるか」講談社（1998）
[22] 小野健一「量子力学」三省堂（1973）
[23] 霜田光一 “光の粒子性と波動性 I：光は波か粒子か”、レーザー研究　**25**、320–323（1997）
[24] 霜田光一 “光の粒子性と波動性 II：波動と粒子の二重性”、レーザー研究

25、387–391（1997）

[25] 霜田光一 "光の粒子性と波動性 III：光電効果とコンプトン効果の波動論"、レーザー研究　**25**、442–446（1997）

[26] 霜田光一 "光の粒子性と波動性 IV：反跳、自然放出と誘導放出"、レーザー研究　**25**、531–535（1997）

[27] この点に関しては §3 で示した 4 つの立場を越えて全ての教科書、論文で意見が一致している。シュレーディンガーもこの点を認め彼の実在波を撤回した。

[28] 外村彰「量子力学を見る－電子線ホログラフィーの挑戦」(63 頁) 岩波 (1995)

[29] 宮沢弘成　日本物理学会誌 **57**、123–125（2002）。また D. アドラー（菊池、飯田、白石訳）「MIT 量子物理学入門」現代工学社（1984）の中でも明瞭に記されている。「シュレーディンガー方程式には虚数が含まれているので注意しなければならない。このために、波動関数は本質的には複素数である。量子力学では、複素波動関数を数学的便利さのために使うのではなく、むしろ、それが本質なのである。もちろん、$\psi(x,t)$ 自身には何ら物理的な意味を持たないという事実も強調されなければならない。その大きさのみが測定でき、かつ、それが実数で表される量となる。」

[30] 複素観測のオリジナルなアイデアは次の文献参照。K. Nagayama, "Complex Observation in Electron Microscopy I. Basic Scheme to Surpass the Scherzer Limit", J. Phys. Soc. Jpn. **68**, 811–812 (1999).

[31] N. F. モット、H. S. W. マッセイ（高柳和夫、市川行和、島村勲訳）「衝突の理論（上）」吉岡書店（1975）

[32] 加藤範夫「回折と散乱」34 頁、朝倉書房（1978）

[33] S. G. Lipson, H. Lipson, D. S. Tannhauser, *Optical Physics (3rd ed)*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1995).

[34] R. Danev, K. Nagayama, "Complex Observation in Electron Microscopy II. Direct Visualization of Phases and Amplitudes of Wave Functions", J. Phys. Soc. Jpn. **70** 696–702 (2001).

[35] S. Sugitani, K. Nagayama, "Complex Observation in Electron Microscpy III. Inverse Theory of Observation-scheme Dependent Information Transfer", J. Phys. Soc. Jpn. in press (2002) May issue.

[36] 高橋康「古典場から量子場への道」講談社サイエンティフィック（1979)。

[37] H. Umezawa（有光敏彦、有光直子訳)「場の量子論」培風館（1995)

[38] Akira Tonomura, *Electron Holography*, Springer, Heidelberg (1994).

[39] R. R. Ernst, G. Bodenhausen, A. Wokaun（永山、藤原、内藤、赤坂訳)「エルンスト 2 次元 NMR–原理と測定法」吉岡書店（1991)

[40] 私の場合それは突然やってきて（1997 年 12 月 4 日)、複素観測法を一挙に完成させた。

[41] Masao Nagasawa, "*Schrödinger Equations and Diffusion Theory*", Birkhäuser, Basel (1993).