

解説

波束を分断された光子の干渉

井元 信之

NTT 基礎研究所 〒243-01 厚木市森の里若宮 3-1

(1993年6月7日受理)

Interferometry of Chopped Photons

Nobuyuki Imoto

NTT Basic Research Laboratories, 3-1, Morinosato-Wakamiya, Atsugi 243-01

1. はじめに

二重スリットを使ったヤングの有名な干渉実験は、干渉計の中に光子がたった一つしかない微弱光の場合でも成立する^{1,2)}。古典的に説明できない波動と粒子の二重性はここに集約されるとファインマンは言った³⁾。ディラックはまた光子はそれ自身と干渉すると言った⁴⁾。これはヤングの実験系のみならず、マッハ・ツェンダー干渉計やマイケルソン干渉計など、光をビームスプリッター等で分けて再び混合する一光子干渉の本質である。光に限らず、電子の干渉⁵⁾、中性子の干渉^{6,7)}、原子の干渉^{8,9)}などでも自分自身と干渉するという点では同じである。

ところで光子は空間中の一点に集中した粒子ではなく、光源のコヒーレンス時間に相当する長さを進行方向に持ち、断面方向にはコヒーレントなビーム径に広がった波束である。この波束の形はモードと呼ばれる。例えば周波数安定化されたレーザービームをアッテネーターで光子一つのレベルに弱め、ビームエキスパンダーでビーム径を拡大したとすれば、その光子の大きさは巨大なものになり得る。ビームスプリッターは反射と透過により一つの光子を幽霊のように二つに分けるが、モードの形そのものは変えない。ビームスプリッターに限らず光のスクイジング^{10,11)}や量子非破壊測定¹²⁾などに用いる非線形光学相互作用においても、モードの形は不変に保たれたまま、そのモードを占める光の量子力学的状態自身が変化していくか、もしくは他のモードと couple して状態が変化していくという描像で済む場合が従来普通に扱われてきた。これは媒質の物性あるいは光学デバイスの特性がスタティックな場合に限られていたからに他

ならない。

しかしコヒーレンス長の長い一光子の波束を強引にチョッピングしたり変調したりすることは現実に十分可能である。光子はそれ以上分割できない光のエネルギーの最小単位であるとすれば、このように強引に分断された波束の光の量子状態はどう記述されるのであろうか？ 一光子に限らずもっと一般の光の量子状態—number state, コヒーレント状態, スクイズド状態, 黒体放射状態—はモードの変調によりどう変化するのか？ 光源が用意したモードとディテクターが測ろうとするモードの不一致があったり、光が通過する物質（非線形光学結晶など）の物性が光の波束より速いダイナミクスを持つ場合などは、光の量子状態・量子効果はどのように変化するのであろうか？ これが本稿で解説しようとするこの問題意識・動機である。したがってこの解説のタイトルをもう少し一般的に言うならば「光のモード変換の量子力学的取扱い」あるいは「ダイナミックな媒質を伝搬する光の量子状態の変化」ということになる。その理論的取扱いを一般的に述べる。また適用する具体的例題としては、取りかかりとして上に述べた一光子干渉計的を絞る¹³⁾。

2. ダイナミック干渉計の例題

はじめにモード変換を伴うマッハ・ツェンダー干渉計の具体的例題を三つ挙げ、どのような現象を扱おうとしているのかを見る。既に述べたようにこの種の問題は筆者が重要と考える割にあまり扱われて来なかったが、全く検討されなかったわけでもないの、そのレビューも兼ねる。

2.1 光子に対するチョッパーと吸収体の違い

平均的吸収率が同じ吸収体とチョッパーは同じか違うかというのが最初の問題である。チョッパーの回転速度が遅い極限では、この問題の答は既に出ている。Rauchらは中性子ビーム用のマッハ・ツェンダー干渉計を用いて可能な限りのいろいろな中性子干渉実験を行っているが、その中に中性子ビームチョッパーを使った実験があり^{14,15)}、実験結果は吸収体とチョッパーは別物という結論になっている。その理論的根拠をまず示そう。

波の干渉の度合を示すにはマイケルソンが提案した可視度 (visibility) が用いられる。図 1 (a) または (b) に示すマッハ・ツェンダー干渉計において二つの光ビームの位相差 (光路差) をゆっくりスキャンすると出力は正弦曲線的に変化するが、出力の最大値と最小値をそれぞれ P_{\max} および P_{\min} として visibility v は

$$v \equiv \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}} \quad (1)$$

で定義される。定義から、完全干渉 (例えば光路差 \ll コヒーレンス長) の場合は $P_{\min} = 0$ すなわち $v = 1$ となり、完全不干渉 (例えば光路差 \gg コヒーレンス長) の場合は $P_{\max} = P_{\min}$ すなわち $v = 0$ となる。実験では v の代わりに

$$v' \equiv \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\text{in}}} \quad (2)$$

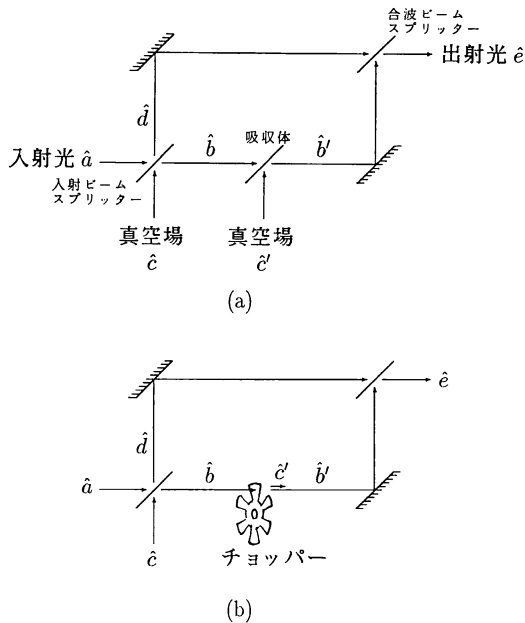


図 1 (a) 一方の光路に吸収体を含むマッハ・ツェンダー干渉計。(b) 同じくチョッパーを含むマッハ・ツェンダー干渉計。

が使われることもある。ただし P_{in} は入射光パワーである。

図 1 (a) に示すように一方の光路にまず吸収体 (散乱体でも同じ) を挿入した場合の干渉計の可視度を求める。ビームスプリッターの反射・透過率を $1/2$ 、吸収体の透過率を T 、透過位相シフトを ϕ とすると各ビームスプリッター、吸収体における光の入出力関係は、

$$\hat{b} = \sqrt{\frac{1}{2}}(\hat{a} + i\hat{c}), \quad (3)$$

$$\hat{d} = \sqrt{\frac{1}{2}}(\hat{c} + i\hat{a}), \quad (4)$$

$$\hat{b}' = \sqrt{T} \exp(i\phi)\hat{b} + i\sqrt{1-T}\hat{c}', \quad (5)$$

$$\hat{e} = \sqrt{\frac{1}{2}}(\hat{d} + i\hat{b}'), \quad (6)$$

で表される¹⁶⁾。ただし \hat{a} や \hat{b} 等はそれぞれの場所における光の振幅演算子 (ハットを付け光子の消滅演算子であることを示す) であり、 \hat{c} はビームスプリッター 1 で光を入射していないポートから入り込む輻射および \hat{c}' は吸収体が発する輻射で、室温で光の波長域では真空場と見なしてよい。式 (3)~(6) から出力振幅 \hat{e} を入力 $\hat{a}, \hat{c}, \hat{c}'$ で表し、出力 $P_{\text{out}} \equiv \langle \hat{e}^\dagger \hat{e} \rangle$ を求めると

$$P_{\text{out}} = \frac{1}{4}(1 + T + 2\sqrt{T} \cos \phi)P_{\text{in}}, \quad (7)$$

となる。ただし P_{in} は入射光強度 $\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle$ である。ここで真空場の性質 $\langle \hat{c} \rangle = \langle \hat{c}' \rangle = 0$ などを用いた。実はこの段階でも真空場 \hat{c} や \hat{c}' の影響はなく、他の振幅演算子からもハットを取り去って純粋に古典的振幅と考えても同じ結果が得られることがわかる。しかし後で使うため量子論的計算を示した。式 (7) からすぐに

$$v = \frac{2\sqrt{T}}{1+T}, \quad (8)$$

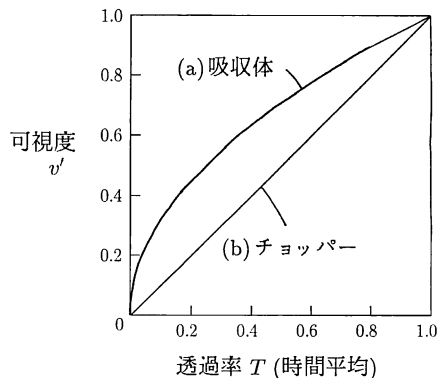


図 2 可視度 v' の透過率依存性。(a) に示す放物線は図 1 (a) の吸収体の場合、(b) の直線は同じく (b) のチョッパーの場合。

であることがわかる。 v' はもう少し単純に \sqrt{T} となる。これは図2の放物線で示され、吸収体を使った Rauch の実験値はこれによく一致している。

次に吸収体の代わりに図1(b)のようにチョッパーを挿入した場合を考える。Rauch らの実験^{14,15)}に即して、チョッパーは遅いと仮定する。これは、チョッパーの刃は光子(中性子)の波束を分断するのではなく、まるごと通すか遮るかのどちらかであることを意味する。遮る場合は式(8)で $T=0$, 通す場合は $T=1$ とおき、それぞれの時間的割合で平均したものとなるので、 P, v, v' はそれぞれ

$$P_{\text{out}} = \frac{1}{4}(1+T+2T \cos \phi)P_{\text{in}}, \quad (9)$$

$$v = \frac{2T}{1+T}, \quad v' = T \quad (10)$$

となることがわかる。この v' は図2の直線で表され、チョッパーを使った Rauch の実験値はこれによく一致している。

上述のように吸収体と遅いチョッパーは平均透過率が同じでも干涉には異なる効果をもたらすことがわかる。それではチョッパーのスピードを速くした場合どうなるか? 人間の目の応答時間よりチョッパーの刃の明暗変化が速ければ人間にはチョッパーと吸収体の区別がつかない。これと同様に、光子がそのモードを変えずに外部変化に追従できるのは波束のコヒーレンス長より遅い現象であるから、それより速いチョッパーには光子は追従せず、吸収体に等しくなることが考えられる。もしそうならば、チョッパーのスピードを上げていった場合、図2の直線から放物線に徐々に移行し、その移行はチョッパーの周期がコヒーレンス長と同じオーダーになるころ起こる。それは正しいか? これが第1問である。

2.2 反射・透過率が変動する干涉計

二番目は、内部に吸収体もチョッパーも含まない通常のマッハ・ツェンダー干涉計において、ビームスプリッターの反射(透過率)が素早く変動する場合の visibility の問題である。問題を明確にするため、分岐用の入射ビームスプリッターが変動し、合波用ビームスプリッターは50%で一定とする。また簡単のため変動は反射(透過)率が0から1までの値を一様にとるように起こるとする。また変動は規則的でもランダムでも構わない。変動が遅い場合は明らかに v 値は1より下がる。なぜなら反射(透過)率が50%のときに通過した光子に対して v 値は最大値1をとるが、それ以外のときに通過した光子に対しては1より小さいからである。変動

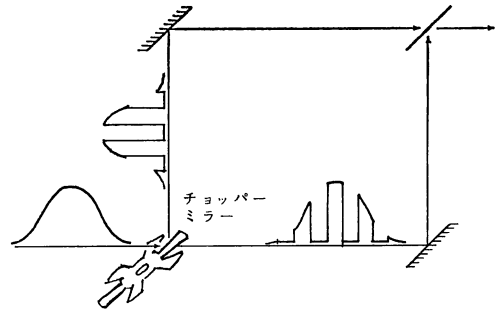


図3 入射ビームスプリッターの反射(透過)率が0と1の矩形波の場合の干涉計。交互に裁断された光子波束が合波ビームスプリッターにおいて重なるように光路差を調整する。

が速い場合、もし光子が速い変動に気づかず反射(透過)率を平均して感知するとすれば、 v 値は1のままである。変動が遅いときと速いときの比較もさることながら、入射光の量子状態の違いが visibility に影響するかも議論となった^{17,18)}。実際はどうであるか? これが第2問である。

2.3 分断されたモードの破片の可干渉性

前問と類似しているが、入射ビームスプリッターが完全に透過か完全に反射かのいずれかである場合干涉は起きるかという問題である¹⁹⁾。このチョッパーが遅い場合 v 値はゼロであることは明白である。透過するか反射するかのどちらならば干涉計になっていないからである。チョッパーが速い場合、光路差がゼロならば事情は同じである。光路1と光路2に振り分けられた波束の破片が合波のときに全く重ならないからである。しかし、図3のように、分断された光子波束が干涉計の中にそっくり入ってしまう程度に短い場合、光路1と光路2に振り分けられた波束の破片がちょうど重なるように光路差を調整することが可能である。このとき干涉は起こるであろうか? これが第3問である。

3. モード変調がある場合の光の量子力学的取扱い

モードを指定するサフィックスは波数 k を使うのが普通である。スタティックな一様媒質中では波数と角振動数 $\omega\left(\frac{c}{n}|k|\right)$ は同義語であるから、 ω をサフィックスとすることもある。これは無限にコヒーレンス長が長い単色光 $\exp(ik \cdot r)$ をモードの基本関数として選んだことを意味する。しかし今はコヒーレンス長が有限の波束を扱うので、任意のモード関数(パルス形状)を表せるような方法をとる必要がある。また、媒質物性やデバイ

ス特性がスタティックではなく時間の関数として素早く変動する場合を扱うので、 k ではなく時間 t をサフィックスとして使うことが望まれる。その方法を 3.1 で述べる。次に媒質やデバイスの時間変動を取り入れ、ダイナミックな干渉計の解析を行う。これにより前出の問題の解答が与えられる。それを 3.2 に述べる。

3.1 任意のモード形状を持つ光子の生成消滅演算子

電磁場を量子化する場合、本来有限の大きさの共振器または周期的境界条件を持つ仮想的な箱を考え、その中に立つ離散的な有限個の k でモードを指定するが、今その体積を無限に押し広げ、連続無限とする。さらに、空間的モード関数 $\exp(i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r})$ の振幅が一斉に時間変化するのではなく、ある地点における時間的モード $\exp(-i\omega t)$ の振幅が空間的に隣りあった地点でどう変わっていくかを見る描像^{19,20)}に立つことにする。この方がビームスプリッターやチョッパーのように (空間あるいは共振器内の全体に作用するのではなく) ビームの一点においてのみ作用する物を扱うのに適している。

ある地点における ω モードの光子の消滅演算子を $\hat{a}(\omega)$ と書き、モードサフィックス ω を時間 t に Fourier 変換し

$$\hat{a}(t) \equiv \frac{1}{2\pi} \int d\omega \hat{a}(\omega) \exp(-i\omega t), \quad (11)$$

とする。 $\hat{a}(t)$ は t という時刻にピークを持つ δ 関数的パルスのモードに対する光子の消滅演算子である。ただしこれは slowly varying approximation の範囲内のことで、 δ 関数の内部に光の波長をいくつも含んでいる。このことは式 (11) で明示しなかった積分範囲とも関係がある。積分範囲は $-\infty$ から $+\infty$ にしなければ真の Fourier 変換にならないが、 ω は正の量^{*1} なので積分範囲は物理的には 0 から $+\infty$ である。しかし十分単色性のよいパルス光では負の領域まで積分を延長しても構わない。これらの演算子は交換関係

$$[\hat{a}(t), \hat{a}^\dagger(t')] = \delta(t-t'), \quad (12)$$

および

$$[\hat{a}(\omega), \hat{a}^\dagger(\omega')] = \delta(\omega-\omega'), \quad (13)$$

を満たす。

いまモードの形をその搬送波まで含め $\xi(t)$ で表す。例えば完全な単色光の場合は $\xi(t) = \exp(-i\omega t)$ であるが、これはエネルギーが無限になりノーマライズできない。いま有限のコヒーレンス長のモードを考えるので

$$\int dt |\xi(t)|^2 = 1, \quad (14)$$

とノーマライズする。例えば中心振動数 ω_0 、ライン幅 γ の二準位原子から時刻 t_0 で放出される光子の波束は

$$\xi(t) = -i\sqrt{2\gamma} \exp[-(i\omega_0 + \gamma)(t-t_0)]\theta(t-t_0), \quad (15)$$

という減衰波束で表される²¹⁾。 $\theta(t)$ は階段関数である。

このモード関数 $\xi(t)$ を使い、

$$\hat{A}^\dagger(\xi) \equiv \int dt \xi(t) \hat{a}^\dagger(t), \quad (16)$$

を定義する²²⁾。このとき Fourier 変換により

$$\hat{A}^\dagger(\xi) = \int d\omega \xi(\omega) \hat{a}^\dagger(\omega), \quad (17)$$

であることはすぐにわかる。 $\hat{A}^\dagger(\xi)$ およびそのエルミート共役演算子 $\hat{A}(\xi)$ は通常の生成消滅演算子の代数をすべて満足する。これらは $\xi(t)$ ー同じことであるが $\xi(\omega)$ ーで表されるモードに対する光子の生成および消滅演算子と解釈される。これとモードに依存しない真空状態 $|0\rangle$ を使ってモード ξ の number state は

$$|n; \xi\rangle = \sqrt{\frac{1}{n!}} [\hat{A}^\dagger(\xi)]^n |0\rangle. \quad (18)$$

で、コヒーレント状態は

$$|\alpha; \xi\rangle \equiv \exp \left\{ \int dt [\alpha \xi(t) \hat{a}^\dagger(t) - \alpha^* \xi^*(t) \hat{a}(t)] \right\} |0\rangle, \quad (19)$$

で生成される。これら、および式 (12) から $\hat{a}(t)$ を作用させたときの状態変化が計算でき、例えば single photon 状態に対しては

$$\hat{a}(t) |1; \xi\rangle = \xi(t) |0\rangle, \quad (20)$$

コヒーレント状態に対しては

$$\hat{a}(t) |\alpha; \xi\rangle = \alpha \xi(t) |\alpha; \xi\rangle, \quad (21)$$

などの関係が導かれる。

3.2 ダイナミックな干渉計の解析

式 (3)~(6) は ω モードに対する入出力演算子関係式である。ビームスプリッターの反射・透過率および吸収体の吸収率が光の振動数によらず一定ならば、あるいは同じことであるが時間応答が瞬時ならば、式 (3)~(6) を Fourier 変換して t モード表示にしても同じ形となる。一般に振動数に依存する (分散を持つ) 場合は、時間応答の畳み込み積分を含む複雑な関係式となる。ここでは簡単のためビームスプリッターおよび吸収体などの媒質・デバイスの特性は振動数によらないとする。この時、 t モード表示の時間をサフィックスとする演算子と時間の関数である透過率は単なる積で表される。

*1 負の ω は負のエネルギーや未来から過去に伝搬する振動を意味する。

いま図1(b)のチョッパーの透過率を0と1を交互にとる矩形波 $f(t)$ で表すと、式(3)~(6)は

$$\hat{b}(t) = \sqrt{\frac{1}{2}} [\hat{a}(t) + i\hat{c}(t)], \quad (22)$$

$$\hat{d}(t) = \sqrt{\frac{1}{2}} [\hat{c}(t) + i\hat{a}(t)], \quad (23)$$

$$\hat{b}'(t) = f(t) \exp(i\phi) \hat{b}(t) + i[1-f(t)]\hat{c}'(t), \quad (24)$$

$$\hat{e}(t) = \sqrt{\frac{1}{2}} [\hat{d}(t) + i\hat{b}'(t)], \quad (25)$$

となる。ただし干渉計の位相差 ϕ をチョッパーの透過率にもぐり込ませた。これらから前と同様に出力 e を求めると

$$\begin{aligned} e(t) = & \frac{i}{2} [1+f(t) \exp(i\phi)] \hat{a}(t) \\ & + \frac{1}{2} [1-f(t) \exp(i\phi)] \hat{c}(t) - \sqrt{\frac{1}{2}} [1-f(t)] \hat{c}'(t), \end{aligned} \quad (26)$$

となる。ただし光路差はせいぜい光の位相を変える程度で、モード関数に有為なずれを与えるほど大きくはないと仮定した。モード関数の有為なずれは単に visibility の一定割合の劣化をもたらすだけである。また干渉計を通過する時間もこの場合は関係ないので無視した。出力 $P_{\text{out}}(t)$ は、具体的には式(18)や(19)などで表される状態ベクトルで $\hat{e}^\dagger(t)\hat{e}(t)$ を挟み、式(20)や(21)を使って計算するのであるが、一般的には

$$P_{\text{out}}(t) = \frac{1}{4} [1+f(t)+2f(t) \cos \phi] P_{\text{in}}(t), \quad (27)$$

と書ける。ただし $f(t)$ が0と1しかとらないことを利用し $[f(t)]^2 = f(t)$ を用いた。時間平均をとるとこれは式(9)に一致する。したがって干渉計の出力はチョッパーのスピードに依存しない。

問題2および3についても計算の方法は同様であるので、ここでは詳述しない(文献12)参照)。答のみ記すと、問題2すなわち入射ビームスプリッターの反射・透過率が0から1まで一様に時間変化する場合、変化の速度や光のモードによらず、また光の量子力学的状態によらず visibility の最大値は $\pi/4$ となる。ここで π が出てくる理由のみ簡単に記すと、透過率を T として干渉の大きさは $2\sqrt{T(1-T)}$ に比例し、これを0から1まで一様に平均した結果、公式

$$\int_0^1 dT \sqrt{T(1-T)} = \frac{\pi}{8}, \quad (28)$$

を用いて $\pi/4$ を得たのである。この値は DeMartini らの Stochastic Interferometer 実験¹⁸⁾ によっても確認された。問題3についても結論のみ記すと、一光子の波束

を分断した破片同士は完全に干渉する。以上、三つの例題の答を理論サイドから与えたが、このうち問題2は上述のように実験との対応が確認されている。問題1と問題3についてはこれを直接確認する実験は現在のところまで試みられておらず、理論的予想が与えられた段階である。

4. おわりに

前章までの結論をまとめると、少なくとも一光子干渉においては、どんなに速く変動するデバイスがどこに置かれようと、それが遅く変動する場合の出力の平均値と変わらない。すなわち分断された波束の長さや光子のコヒーレンス長との大小関係にかかわらず、時間平均と統計平均は同じである。計算のプロセスでも明らかなように、光子のモードの形にもデバイスの変動のスピードにも光の量子状態にも依存しない。これを一言で言うならば、「光子はそれ自身と干渉する」という Dirac の言明はダイナミックな干渉計でも成り立ち、一光子干渉現象の本質を言い当てているということになる。光子一つの波束と古典的な大振幅の光の波束は、一光子干渉現象においてはその役目は何ら変わらない。

少し考えると速いチョッパーと吸収体が異なるのは不思議に思われる。チョッパーの刃が遮蔽している時期と開いている時期のどちらに光子の波束が収縮するかは量子論的確率事象であるが、これと吸収体によって確率的に光子が吸収されたり透過したりするのは同じことのように思われる。両者の違いは数式を追ってみるとわかるが、吸収体やビームスプリッターの透過率は振幅演算子に直接作用するが、チョッパーは0か1かの確率的重ね合わせである。前者はあくまで光子を振幅分割して幽霊のように二つに分けるが、後者はどちらかに振り分けた各時点では明確なのである。

ところで、第3章で展開したような理論的枠組みをせっかく用意したにもかかわらず、結果的には古典的な大振幅の波と同じ結論になったことに期待外れの感を抱く人がいるかもしれない。これは一光子干渉計のような最低次のコヒーレンスしか見ない装置ではモード変換の量子効果を検出することはできないということの意味する。最低次のコヒーレンスを検出する装置だけでは入射光がコヒーレント光かスクイズド光かを見分けることはできないのと類似している。パラメトリック photon twin やスクイズド光のような二光子過程で造られた状態の検出には高次のコヒーレンスを検出する装置が必要のように、モード変換の量子論も高次コヒーレンスの現

象を扱ってはじめて効果が現れる。その方面の研究は今後を待たねばならない。

ここで高次のコヒーレンスとりわけ二光子干渉について簡単に触れる。Mandel らが精力的に行ってきた二光子干渉実験は、一光子干渉と異なり、さらに直観的理解を得にくい面がある。それについて詳しくは本特集の江沢洋氏の解説記事や文献 23) を参照されたいが、一言で言って、一光子 (一粒子) 干渉は、 x, y, z の 3 次元実空間を伝搬する波動の干渉であるのに対し、二光子 (二粒子) 干渉は $x_1, y_1, z_1, x_2, y_2, z_2$ (サフィックス 1, 2 は粒子 1, 2 を表す) という 6 次元の架空の空間を伝搬する波動の干渉であり、さらに粒子がボソンであるかフェルミオンであるかという統計的性質が加味されるからである。これも量子力学的考えを認めれば、新しいことは何もない。しかしこれにモード変調が加わった場合どうなるかは自明のことではない。

モード変換の理論はさらに量子力学的フィードバックの理論につながるであろう。フィードバックとは速いモードで観測した結果を見て量子状態発生器側を安定化制御し、安定化された結果は制御ループの時間より遅いモードで観測することを意味するからである。モードの定義をあまりうるさく問わないでよい場合に有効な Langevin 方程式の舞台では、フィードバックの量子論は存在する²⁴⁾が、モード変換の理論を用いればより一般的な理論の展開が可能と考えられる。

情報処理、計測、通信においては常に信号の発生・プロセッシング・検出が組み合わせとなっているが、物質や光の量子状態を用いてこれを行おうとすれば、最終的にはモードの定義やその変調、ミスマッチ等が重要となるのは明らかである。この方面の研究の進展に本稿が多少とも益するところがあれば幸いである。

文 献

- 1) 高橋宏典, 青島紳一郎, 浦上恒幸, 竹森民樹, 平野伊助, 土屋 裕: 光学, **20** (1991) 108-111.
- 2) 同 **21** (1992) 165-168.
- 3) R. P. Feynmann, R. B. Leighton and M. Sands: *The Feynmann Lectures on Physics* (Addison-Wesley, Menlo Park, CA, 1965) Vol. III, pp. 1-1-1-5; 邦訳: ファインマン, レイトン, サンズ/砂川重信訳: ファインマン物理学V「量子力学」(岩波書店, 1979) pp. 2-18.
- 4) P. A. M. Dirac: *The Principles of Quantum Mechanics*, 4th ed. (Clarendon, Oxford, 1958) p. 9.
- 5) A. Tonomura, J. Endo, T. Matsuda, T. Kawasaki and H. Ezawa: Am. J. Phys., **57** (1989) 117-120.
- 6) H. Rauch: *Proc. Int. Symp. Foundations of Quantum Mechanics*, eds. S. Kamefuchi, et al. (The Phys. Soc. Japan, Tokyo, 1984) p. 277.
- 7) H. Rauch: *Proc. Int. Symp. Foundations of Quantum Mechanics*, eds. M. Namiki, et al. (The Phys. Soc. Japan, Tokyo, 1987) p. 3.
- 8) F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma: Phys. Rev., **A46** (1992) R17-R20.
- 9) F. Shimizu, K. Shimizu and H. Takuma: Jpn. J. Appl. Phys., **31** (1992) L436-L438.
- 10) Special Issue on Squeezed States of the Electromagnetic Field, J. Opt. Soc. Am. B, **4**, No. 10 (1987).
- 11) 山本喜久, 上田正仁: 電子情報通信学会誌, **72** (1989) 669-675.
- 12) 井元信之: 光学, **19** (1990) 762-768.
- 13) N. Hussain, N. Imoto and R. Loudon: Phys. Rev., **A45** (1992) 1987-1996.
- 14) H. Rauch and J. Summhammer: Phys. Lett., **104A** (1984) 44-46.
- 15) J. Summhammer, H. Rauch and D. Tuppinger: Phys. Rev., **A36** (1987) 4447-4455.
- 16) H. Fearn and R. Loudon: Opt. Commun., **64** (1987) 485-490.
- 17) F. DeMartini and S. Di Fonzo: Europhys. Lett., **10** (1989) 123-128.
- 18) F. DeMartini: in *Quantum Measurements in Optics*, Proceedings of the NATO Meeting, ed. P. Tombesi (Plenum, New York, 1992) pp. 377-396.
- 19) N. Imoto, J. R. Jeffers and R. Loudon: *ibid* pp. 295-311.
- 20) N. Imoto: *Proc. Int. Symp. Foundations of Quantum Mechanics*, eds. S. Kobayashi, et al. (The Phys. Soc. Japan, Tokyo, 1990) p. 306.
- 21) H. Fearn and R. Loudon: J. Opt. Soc. Am. B, **6** (1989) 917-927.
- 22) K. J. Blow, R. Loudon, S. J. D. Phoenix and T. J. Shepherd: Phys. Rev., **A42** (1990) 4102-4114.
- 23) 北野正雄: 応用物理, **61** (1992) 576-583.
- 24) Y. Yamamoto, N. Imoto and S. Machida: Phys. Rev., **A33** (1986) 3243-3261.