

解説

光の量子非破壊測定*

井元信之**

NTT 基礎研究所 〒180 武蔵野市緑町 3-9-11

(1990年6月21日受理)

Quantum Nondemolition Measurement of Light

Nobuyuki Imoro

NTT Basic Research Laboratories,
3-9-11, Midori-cho, Musashino 180

1. はじめに

近年、光の量子効果の研究として光のスライジング、光子数の sub-Poisson 分布、光子のアンチバンチング、量子非破壊測定などの研究が盛んに行われている。このうちはじめの三つは新しい光の量子力学的状態の発生に関する研究である。すなわち、振幅と位相が確定した古典的光に最も近く、基本的な量子状態と考えられていた「コヒーレント状態」に対して、それとは異なる光子数と位相の不確定関係を有する光の状態が存在し、その発生や検出が可能になってきた。これらはコヒーレント状態のもたない新しい性質—たとえば光検波した際の雑音がショット雑音以下になる—をもつ。これに対し、量子非破壊測定 (quantum nondemolition measurement: QND measurement; 以下本稿では QND 測定と呼ぶ) は光の測定法に関する研究で、測定対象となる量に影響を与えない測定法である。QND 測定はもとも重力波検出用振動子の極限的測定のために提案されたが¹⁻³⁾、重力波検出にとどまらない一般的概念であるため、QND 測定そのものが研究の対象となりうる。このような量子効果が明瞭に見えるためには、量子効果が熱的雑音によって覆い隠されない状況が要求される。光は室温でも熱的雑音が量子効果よりはるかに小さいため、

量子効果を検出するのに適している。ここ数年の発展としては光 Kerr 効果による QND 測定法の提案、その実験的検討、光損失を伴う QND 測定の理論、2次の非線形効果による QND 測定の検討などがあり、本稿では QND 測定の基本的概念とともに、これらの最近の発展について解説する。

2. 光の QND 測定とは

量子力学においては不確定性原理が基本的であることはよく知られており、それは通常電子のような粒子の「位置」と「運動量」が同時には定められないということによって表現される。光の場合の不確定性原理は、通常の意味での位置とか運動量に関するものではなく、光子数と位相の間の、あるいは振動の cosine 成分と sine 成分の間の不確定関係に現れる。これを正確に理論に取り入れようとすれば、古典的な振動電磁場の複素振幅をヒルベルト空間上の演算子とみなす必要がある。演算子を用いた QND 測定の基本理論は解説⁴⁾に簡単にまとめてあるので、本稿ではより物理的なイメージによる QND 測定の説明を試みる。

まず、光ビームの強度をなるべく傷つけずに保ったままその情報を取り出し、次の受信者に手渡すこと—すなわち光のタッピング—を考える。図1に(a)エネルギーの抽出を伴う通常のタッピングと(b)エネルギーの抽出を伴わない(すなわち QND 測定)タッピングを比較する。(a)では各タッピングの段において、後に述べるように S/N 比が劣化していくため、挿入しうる端末数と達成できる S/N 比の関係に限度がある。しかし(b)

* 本稿は平成元年度光学論文賞受賞記念講演 (1990年3月29日, 東洋大学) を骨子として、まとめたものである。

** 現在英国エセックス大学 (Department of Physics, University of Essex, Colchester CO4 3SQ, England) に滞在中。

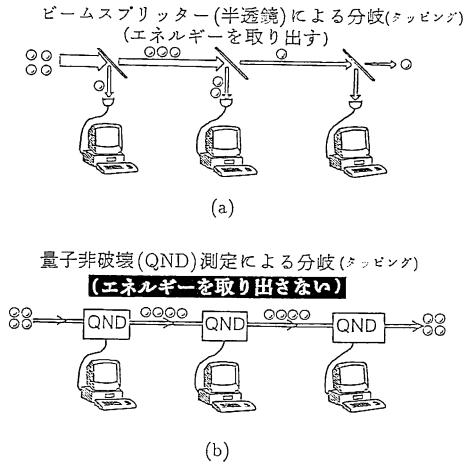


図 1 光子数の測定による情報のタッピング(分岐)
(a) 通常のエネルギーの抽出によるタッピング, (b) QND 測定によるタッピング

では情報のみ取り出して信号を破壊しないので, 原理的には限度がない. これが通常の測定と QND 測定の違いである.

エネルギーの抽出を伴わない測定がどうして可能なのかは次節に回し, まず, なぜ光の分岐によって S/N 比が劣化するかをいわなければならない. なぜなら, 古典的雑音に対してはビームスプリッターで光の一部を取り出しても, 信号も雑音も同じ割合で減り, S/N 比は変わらないと考えられるからである. したがって分岐により S/N 比が劣化するという事は量子力学的な雑音特有の性質である. 図 2 にビームスプリッターによる光ビームの分岐を示す. 入射する光は光子数がたとえば 9 個に確定した光子数状態とする. ビームスプリッターの分岐比が 50% ずつとすれば, これを単純に入射光子数に乗ずれば, 透過光も反射光も光子数が 4.5 個ずつであることが期待される. 統計的平均値(期待値)は確かに 4.5 個ずつになるが, 1 回の測定では光子の数が非整数値をとることはできないので, 透過または反射光子数は 4 個と 5 個に分かれたり, あるいは 9 個と 0 個に分かれたりするので, その数は予測できない. ビームスプリッターの反射(透過)率とは, 一つの光子が反射(透過)する確率を意味する. したがって透過光もしくは反射光の光子数は二項分布の確率分布を示すことが容易に示される. これは初め確定していた光子数が光ビームの分岐により不確定になったことを意味する. この場合は, もともと無限に大きかった S/N 比が有限になったことになる.

もともとの光子数が確率分布をもっていた場合も二項分布でさらに分布がぼやける. たとえばコヒーレント状

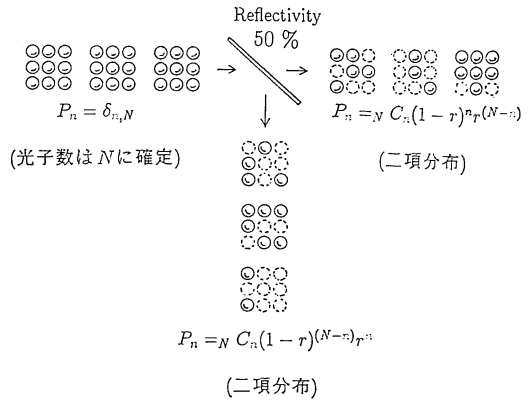


図 2 光ビームの分岐によりつけ加わる光子数の不確定性. はじめ確定していた光子数は二項分布にしたがう確率分布となる.

態では光子数の確率分布はポアソン分布であり, 平均光子数と分散が等しい⁶⁾. すなわち平均値を N とすれば分散も N であり, このとき二乗検波の S/N 比は平均値の二乗÷分散= N となる. さてコヒーレント状態の光はビームスプリッターで再びコヒーレント状態に分岐することが知られている. このことは光子数についてだけいえば簡単で, ポアソン分布する光子をランダムに抜きだしたとき再びポアソン分布することが容易に示される. すなわち光子数分散が平均値に等しいという性質は分岐により変わらず, したがって平均光子数 N が減る分だけ S/N 比は劣化する. 平均値に等しい光子数分散は standard quantum limit と呼ばれ, 古典的光と量子力学的光を区別する目安となっている. これより小さい不確定量をもつ光(スクイズド光等)は量子力学的光と呼ばれる.

媒質の光損失がもたらす不確定量の増加も, ビームスプリッターの反射率を光損失と考えれば, まったく同じである. この光損失に伴う不確定量の増加を回避する方法は, 媒質の光損失を下げる以外にない. 一方, タッピングによる光子数の不確定量の増加は次節にみるように QND 測定により避けることができる.

QND 測定は「状態」を非破壊で測定するものではなく, 「物理量」を非破壊測定するものである. 光の例でいえば, 状態とは通常光子数と位相の情報を含んでおり, このいずれも破壊せずに測定することは不可能である. しかし位相を破壊することを代償に光子数を非破壊測定することは可能である. QND 測定とは測定する物理量とプローブ物理量との間に量子力学的相関を形成し, プローブ系の測定(破壊測定でよい)を通じて元の測定対象量を非破壊測定するものである.

この量子力学的相関をもたせるために必要な光の相互作用は非線形光学である。この点は光のスライジングや相関を持つ光子対の発生と同じである。光損失が障害となる点も共通であるが、その影響の現れ方には違いがある。光のスライジングや相関光子対発生では、出射光の光子数と位相の不確定性のどちらかがコヒーレント状態より以下でさえあれば、その発生装置が光損失をもっていか否かはどうでもよい。損失の存在は出射光に雑音を付加するのみである。しかし QND 測定は「光子数を破壊せずに測定する」ことであるので、損失の存在は単に測定値に雑音を付加するのみならず、非破壊で光子を通過させること自体を不可能にするという意味で、二重のダメージを与える。ここに、量子力学的相関をたんに「発生」することと、任意の input に対し非破壊で相関をつくる QND 測定の違いがある(両者はときどき混同される)。損失がある場合の QND 測定については5章で述べる。

3. 光 Kerr 効果を用いる光子数の QND 測定原理

光の分野に QND 測定を持ち込むことはすでに 1980 年ごろから進められていたが^{7,8)}、QND 測定を可能とするハミルトニアン⁹⁾の形など、おもに純理論的検討が行われていた。このようななかで筆者らは光 Kerr 効果を用いる光子数の QND 測定系を提案した⁹⁾。一口にいえば、被測定光の光強度によって変化を受けた光 Kerr 媒質の屈折率変化を、波長の異なるプローブ光の位相検出によって読み出す方法である。

図3にその原理と構成を示す。被測定光は二波長ミラ

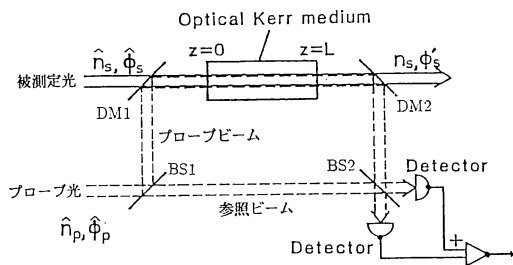


図3 光 Kerr 効果を用いた QND 測定の原理と構成。被測定光の光子は透明な光 Kerr 媒質中を無損失で通過しながら媒質の屈折率を変化させる(光 Kerr 効果)。したがって被測定光子数に比例してプローブビームの光位相が変化する。プローブビームの位相を検知することにより、被測定光子数を変化させることなく読み出す。

DM1, 光カー媒質, そして二波長ミラー DM2 を通過する。DM1 と DM2 は被測定光の波長に対しては透過率 100%, プローブ光の波長に対しては反射率 100% である。透明な光 Kerr 媒質を仮定すれば、被測定光は吸収されることなく全系を通過する。次にプローブ光に着目すると、まずビームスプリッター1で光路1と光路2に分けられる。光路1をプローブビーム, 光路2を参照ビームとすると、プローブビームは光 Kerr 媒質を通過した後、参照ビームと再び合流する。すなわち、プローブ光に対しては全系はマッハツェンダーの干渉計になっており、光路1と光路2の位相差がバランスミキサードテクター^{10,11)}により電流値 I として出力される。さて光 Kerr 媒質は入射光の強度に比例してその屈折率変化するので、被測定光の光強度に比例した屈折率変化が光路1のプローブビームにもたらされる。したがって、被測定光の光強度には影響を与えず、その光強度に比例した出力電流 I が観測される。

この系が QND 測定系であることを論ずる場合、三つのポイントがある。一つ目はこの系が QND 測定の条件を満足することを量子力学的に示すこと、二つ目は達成しうる測定誤差を見積もること、三つ目は光子数の QND 測定の代償としてどの程度位相が破壊されるかを見積もることである。以下にその結果のみ記述する。

まず光 Kerr 効果のハミルトニアンが QND 測定の条件を満たすことをいうためには、初めに古典的な光 Kerr 効果のハミルトニアンを被測定光とプローブビームの電場および三次の非線形電気感受率 $\chi^{(3)}$ で表し、次に量子化した電場の式をそれに代入する。その結果得られた量子力学的ハミルトニアンは4光波混合のハミルトニアン⁸⁾に一致し、それは QND 測定の条件を満足することがわかる。

次に達成しうる測定誤差であるが、まず原理的にもなぜ測定誤差が生ずるのか、それについて物理的説明を行おう。この測定法はプローブ光の位相をメーターの指針としているので、プローブ光としても位相の確定した量子力学的状態すなわち phase state を用いることができれば、測定誤差はない。しかし位相が確定しているということはプローブ光の光子数がまったく不確定ということを意味し、このような状態は数学的にはともかく現実にはありえない⁶⁾。そこで実際にはコヒーレント状態など、位相不確定性を有する状態を用いることになる。これが測定誤差を生ずる要因である。もちろん $\chi^{(3)}$ の大きい Kerr 媒質を用いるとか相互作用長 L (図3における Kerr 媒質長 L) を長くするなどしてプローブビ

ームの位相変化を大きくすれば、メーターの針の動きを拡大することになるので、相対的に位相不確定性を小さくすることができる。あるいはコヒーレント状態の位相不確定量は強度に反比例することが知られているので、光強度を強くすることも測定誤差を任意に小さくできる。したがって測定誤差は以下にみるように $\chi^{(3)}$, L , 光強度の関数となる。測定誤差は光 Kerr 効果によるプローブ光の位相シフトから被測定光子数を推定した値 n_{meas} と真の被測定光子数 n_s の差であり、それは $\langle(\Delta n_{\text{error}})^2\rangle \equiv \langle(n_{\text{meas}} - n_s)^2\rangle$ で定義される。ここに $\langle \rangle$ は統計平均を表す。前に指摘したように平均値に等しい分散が量子力学的不確定量の目安となるので、測定誤差についても $\Delta \equiv \langle(\Delta n_{\text{error}})^2\rangle / \langle n_s \rangle$ を考えると見通しがよい。これを用いると測定誤差は

$$\Delta = \left(\frac{\epsilon_0 c}{\pi}\right)^2 \cdot \lambda_p \lambda_s \left(\frac{n^2 A_{\text{eff}}}{\chi^{(3)} L}\right)^2 \cdot \frac{1}{P_p P_s} \quad (1)$$

と計算されることがわかる。ただし λ_p と λ_s はそれぞれプローブ光と被測定光の波長、 A_{eff} はビームの実効的断面積、 n は光 Kerr 媒質の屈折率、 P_p と P_s はそれぞれプローブ光と被測定光のパワーである。この式は予想どおり、光 Kerr 媒質の非線形性 $\chi^{(3)}$ 、媒質長 L および光強度が大きいかほど測定誤差が小さくなることを示す。

次に測定の反作用として被測定光の位相に新たに付加される雑音を考える。これは、プローブ光の光子数雑音が光 Kerr 効果を通じて被測定光の位相を変調するために現れる。その量を $\langle(\Delta \phi_{\text{add}})^2\rangle$ とすると、計算の結果

$$\langle(\Delta n_{\text{error}})^2\rangle \cdot \langle(\Delta \phi_{\text{add}})^2\rangle \geq \frac{1}{4} \quad (2)$$

であることが示される。これは、光子数測定誤差と誘起される位相雑音の間に Heisenberg の不確定性原理と同じ不確定性原理があることを示す。このことは物理的に考えて自然である。なぜならば、光子数測定誤差の原因はプローブ光の位相雑音にあり、誘起される被測定光の位相雑音の原因はプローブ光の光子数雑音にあるので、式(2)はプローブ光自身に関する Heisenberg の不確定性原理 $\langle(\Delta \phi_p)^2\rangle \cdot \langle(\Delta n_p)^2\rangle \geq 1/4$ の現れであるからである。

4. 光ファイバーを用いた QND 測定の予備実験

光 Kerr 媒質を含む干渉計を実際に構成し、その性能を評価した結果とともに、QND 測定実現に向けての実験的課題について述べる¹²⁾。光 Kerr 媒質としては単一モード光ファイバーを用いた。これは損失が少ないこと

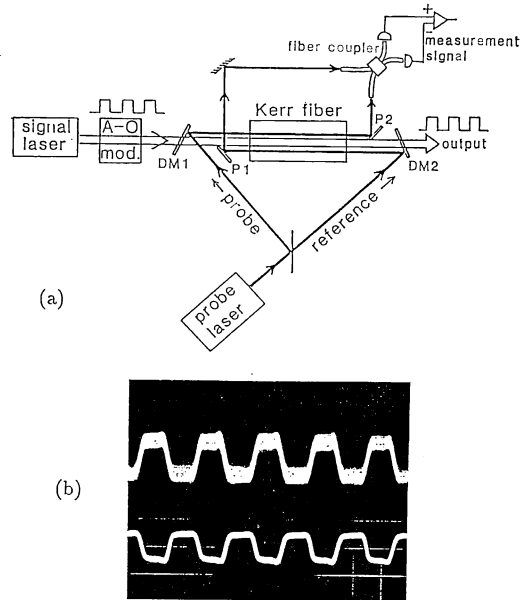


図 4 リング干渉計による実験系
(a)実験系, (b)実時間測定信号. 下のトレースは被測定光を直接検波した信号. 上のトレースが光 Kerr 効果による測定信号.

および導波ビーム断面積が小さく相互作用長を長くとれることなどによる。当初、長さ 1 km のファイバーを用い図 3 に示したマッハツェンダー干渉計の構成をとったが、1 km のファイバーを含む干渉計の安定化が不可能なことがわかり、最終的には図 4 (a) に示すようなリング型干渉計に近い構成となった。

被測定光である波長 $1.32 \mu\text{m}$ の cw-YAG レーザー光は、光 Kerr 効果を明瞭に見るため音響光学変調器により約 1 MHz で on-off 変調された後、二波長ミラー DM1、光 Kerr 媒質である約 10 km の単一モード光ファイバー、そして二波長ミラー DM2 を通過する。DM1 と DM2 は多層蒸着膜ミラーであり、波長 $1.32 \mu\text{m}$ の被測定光に対してはほぼ透過率 100% に設計されている。一方、プローブ光である波長 $1.06 \mu\text{m}$ の cw-YAG レーザー光は、まずビームスプリッター 1 でプローブビームと参照ビームに分けられる。DM1 と DM2 はプローブ光の波長に対してはほぼ 100% 反射となるように設計されているので、プローブビームは DM1 で被測定光に重畳され、ファイバーに入射する。このときプローブビームは一方に光偏らせておく。ファイバー通過後この偏光を取り出す偏光二波長ミラー P2 で取り出し、光ファイバーカップラーに導く。一方、参照ビームは DM2 で逆方向からファイバーに入射する。このとき

ローブビームと直交する偏光にし、ファイバー通過後偏光二波長ミラー P1 で取り出し、ファイバーカップラーに導く。こうすることにより、プローブビームは被測定光とともに同じ方向に伝搬するので、伝搬とともに被測定光の強度変化がそのままプローブビームの位相変化に焼き写されていく。参照ビームは被測定光と逆方向にすれ違うので、強度変化は見えず、平均強度に相当する一様な位相変化を受ける。ファイバーカップラーでプローブビームと参照ビームは干渉し、両者の位相差が測定信号として取り出される。したがってこれは被測定光強度の平均からの変化分を QND 測定する系になっている。

図 4 (b) にその実時間観測結果を示す。図 (b) で下のトレースは透過した被測定光を直接検波した変調波形、上のトレースがプローブ光を位相検波した波形である。これは被測定光のエネルギーの一部を取り出したのではなく、紛れもなく光 Kerr 効果による測定信号である。しかしこれはまだ「量子」非破壊測定とはいえない。QND 測定というためには人工的な変調波形でなく、量子雑音が測定できるほど精度が高くなければならぬ。これについてはリング型干渉計でなく Fabry-Perot 干渉計を用いた実験が試みられ¹³⁾、可視光で量子雑音の影響を検出するに至っているが、光ファイバーが大きな損失をもつため、量子相関の検出実験という段階に留まっている。

光ファイバーで QND 測定を達成するためには現在いろいろな課題が残っている。損失の考慮は次節で行うが、ここでは実験的課題を述べる。まずプローブ光自身の雑音は通常の量子限界 (ショット雑音領域) が比較的簡単に達成できるが、干渉計を組んだ途端大きなピーク性の位相雑音が生ずることがわかる。これは導波性ブリルアン散乱 (GAWBS) による雑音であり¹⁴⁾、円筒形の光ファイバー特有の音響モードに光が散乱される結果生ずる雑音である。これを何らかの手段で除く必要がある。また光検波器の飽和の問題がある。波長 1.3 μm 付近ではディテクターの飽和を起こさないための許容入力パワーは約 3 mW である。QND 測定を実現するためには、はるかに強いレーザー光を使用したい。光の波長を 0.8 μm 帯にすれば許容入力パワーが 200 mW のシリコン pin ダイオードがあるが、この場合は光ファイバーの損失が大きくなる。また、基本的に非共鳴型の非線形性を有する石英光ファイバーは $\chi^{(3)}$ が決定的に小さい。より優れた光 Kerr 媒質を探すことが不可欠であろう。

5. 光損失を伴う光子数の QND 測定の理論¹⁵⁾

前節で触れたように、実際にはどんな媒質にもゼロでない光損失があり、これは光子数を破壊するのみならず測定誤差も増加させる。それでは QND 測定は実際には不可能なのか？ もし可能ならばどのくらい光損失が小さくなければならないか？ この問題に答えるため、まず図 5 に挿入損失 η を横軸に、 Δ を縦軸にとった平面を考える。あらゆる光子数測定器の損失-誤差特性はこの平面の一点で表される。点 B は損失も測定誤差もゼロの理想的な QND 測定を表すが、現実には達成できない。そこでどの程度点 B に近づけば QND 測定と呼べるか、その境界領域をこの平面上で明らかにする必要がある。

その判断基準を考えるにあたり、図 1 に戻る。問題としている QND 測定装置 (候補) と同じ透過損失をもつビームスプリッターによるタッピングを考える。もし問題の装置がビームスプリッタータッピングより測定精度がよいなら、言いかえればより少ない量子雑音しかもたらさないならば、それはエネルギーを吸収している以上に情報を得ていることになる。これを損失がある場合の QND 測定のクライテリオンとしよう。そうすると、ビームスプリッタータッピングの測定誤差を計算することにより、散逸 (損失) があるときの QND 測定の一般的条件は

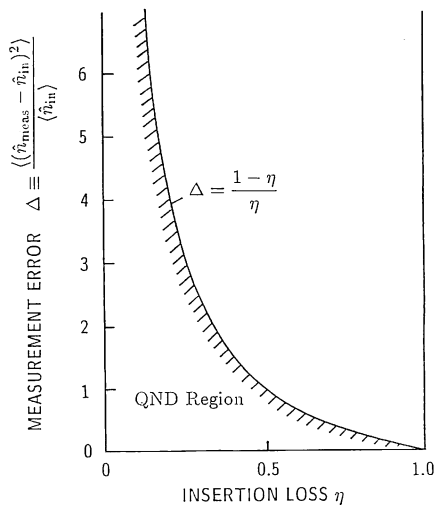


図 5 QND 測定の一般的クライテリオン。実線はビームスプリッターの損失-誤差特性を示す。斜線領域が散逸 (損失) がある場合の QND 測定の領域である。

$$\Delta(\eta) < \frac{1-\eta}{\eta} \quad (3)$$

で与えられることがわかる。これは図5の斜線領域で示され、これが散逸(損失)がある場合の QND 測定の領域となる。

損失を伴う光子数の QND 測定の一般的条件が求められたので、次は具体的に損失をもつ光 Kerr 媒質を用いる QND 測定系の測定誤差 $\Delta(\eta)$ を計算する。これは分布損失をもつ光 Kerr 媒質を伝搬する光の量子状態を求めることになるので多少複雑な計算になる。いずれにせよこうして求めた $\Delta(\eta)$ の表式を(3)式に代入し、それを QND 測定に必要なレーザーパワーの条件として、媒質の損失定数すなわち単位長さあたりの損失値 α および媒質長 L の関数として求める

$$P_p P_s > \left(\frac{\epsilon_0 c}{\pi}\right)^2 \frac{1}{M_0^2} \frac{e^{2\alpha L}}{2\alpha L - e^{\alpha L} + 1} \quad (4)$$

となる。ただし M_0 は光 Kerr 媒質の性能指数 (figure of merit) で $M_0 \equiv \chi^{(3)}/n^2 \alpha \sqrt{\lambda_s \lambda_p A_{\text{eff}}}$ で定義される。また簡単のため被測定光とプローブ光の損失定数は等しく α とした。この条件を図6にグラフとして示す。ただし光 Kerr 媒質として石英単一モード光ファイバーを仮定した。図から、媒質の長さを0に近づけるほど、当然ながら無限に大きな光強度が必要になることがわかる。しかし、逆に媒質を長くした場合、はじめは必要な光パワーが確かに小さくなっていくが、長くしすぎると今度は総損失が大きくなるので被破壊性が損なわれ、再び必要な光強度が発散してしまうことがわかる。石英光ファイバーの究極の最低損失といわれる 0.2 dB/km に対しては、長さの上限は 27 km、最適長は 8 km、そのとき

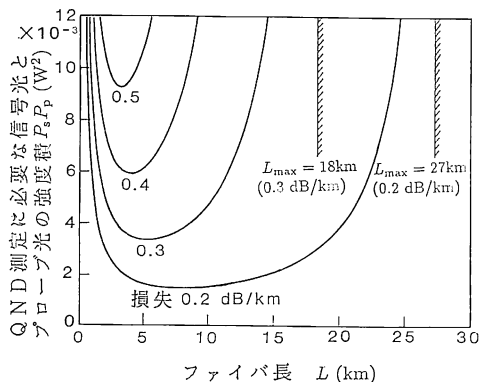


図6 QND 測定に必要な光源強度の条件 (リニア目盛り)。石英単一モード光ファイバーを光 Kerr 媒質とする場合。

の必要な光強度は被測定光とプローブ光それぞれに対し約 50 mW である。これは十分現実的範囲内にある。

6. おわりに

以上光子数(あるいは光強度変化)の QND 測定について筆者の行ってきた研究を中心に解説してきた。最近の進展としてはこの他に二次的非線形効果を用いて電場の振幅の cosine 成分(あるいは sine 成分)を QND 測定しようという試みもなされている^{16,17)}。この場合は光 Kerr 効果を用いる系より複雑となるが、GAWBS 雑音がなく、また光のスクイズング実験の蓄積が応用できるであろう。理論的な試みとしては QND 測定を光ソリトンに結び付ける試みもある^{18,19)}。これは光ソリトンも光 Kerr 効果を用いているので、異なる色のソリトンの衝突が光 Kerr 効果の相互位相変調効果をもたらすことが原理となっている。

QND 測定はもともと技術的課題の克服として提案されただけに、その応用上の意義も大きい。QND 測定の概念を具体的に表現するために図1に光子数の QND 測定による情報の無損失タッピング(分岐)を示したが、これ以外に最近量子力学的計算機なるものも議論されている。計算機では必ず情報の分岐やコピーが行われており、それにとまらぬ S/N 比の劣化を防ぐには QND 測定が不可欠である。このように夢は広がるが、QND 測定を現実化するためにはまだいろいろな問題を克服しなければならない。そのなかでも新しい非線形光学材料の開発は重要である。また別の道として、光カー効果にとらわれず、あるいは光子数の QND 測定にとらわれず、種々の QND 測定を模索し、その実現性を追求することも重要である。QND 測定の研究は今後いろいろな方向が考えられ、それぞれの方向に進展していくであろう。

最後に、著者の研究はいろいろな方々との共同研究で進められてきたので、ここに NTT 研究所の山本喜久グループリーダー、齊藤茂主幹研究員、MIT の H. A. Haus 教授をはじめとする共同研究者の方々に感謝の意を表します。

文 献

- 1) V. B. Braginsky and Y. I. Vorontsov: Sov. Phys.-Usp., **17** (1975) 644.
- 2) V. B. Braginsky, C. M. Caves and K. S. Thorne: Phys. Rev., **D15** (1977) 2047.
- 3) V. B. Braginsky, Y. I. Vorontsov and K. S. Thorne: Science, **209** (1980) 547-557.
- 4) 井元信之, 齊藤 茂: "光の量子非破壊測定", 応用物理,

- 57 (1988) 1535.
- 5) M. Sargent III, M. O. Scully and W. E. Lamb, Jr.: *Laser Physics* (Addison-Wesley, Reading MA, 1974).
- 6) R. Loudon: *The Quantum Theory of Light* (The Clarendon Press, Oxford Univ., Oxford, 1973).
- 7) C. M. Caves, K. S. Thorne, R. W. P. Drever, V. D. Sandberg and M. Zimmermann: *Rev. Mod. Phys.*, **52** (1980) 341.
- 8) J. Milburn and D. F. Walls: *Phys. Rev.*, **A 28** (1983) 2065.
- 9) N. Imoto, H. A. Haus and Y. Yamamoto: *Phys. Rev.*, **A 32** (1985) 2287.
- 10) G. L. Abbas, V. W. S. Chan and T. K. Yee: *Opt. Lett.*, **8** (1983) 419.
- 11) H. P. Yuen and V. W. S. Chan: *Opt. Lett.*, **8** (1983) 177.
- 12) N. Imoto, S. Watkins and Y. Sasaki: *Opt. Commun.*, **61** (1987) 159.
- 13) M. D. Levenson, R. M. Shelby, M. Reid and D. F. Walls: *Phys. Rev. Lett.*, **57** (1986) 2473.
- 14) R. M. Shelby, M. D. Levenson and P. W. Bayer: "Guided acoustic-wave Brillouin scattering," *Phys. Rev.*, **B 31** (1985) 5244.
- 15) N. Imoto and S. Saito: *Phys. Rev.*, **A 39** (1989) 675.
- 16) R. M. Shelby and M. D. Levenson: *Digest of IQEC '88*, Tokyo (1988) WB 7.
- 17) R. E. Slusher, A. La Porta, S.-T. Ho and B. Yurke: *Digest of IQEC '90*, Anaheim (1990) QTUG 3.
- 18) H. A. Haus, K. Watanabe and Y. Yamamoto: *J. Opt. Soc. Am.*, **B 6** (1989) 1138.
- 19) H. A. Haus and Y. Lai: *J. Opt. Soc. Am.*, **B 7** (1990) 386.