

## 第5章

# QND測定系の実験的検討

### 5.1節 序

前章までの理論的考察により、光損失を有する現存の光カー媒質を用いたとしても光強度揺らぎのQND測定は原理的に可能であることが明らかとなった。そこでQND測定の実験を検討することは必然的成り行きであり、この章で述べる実験をはじめ世界的にも実験的検討が行われている。しかし現在のところまだQND測定の実現は成功していない。<sup>1</sup>これは理論で扱い切れていない現実の問題点があることを意味する。理論は常にそういう傾向があるが、他の現実的条件はいっさい無視するか都合の良い条件が保たれていると仮定している。有害な現象があったとしてもいずれ技術の進歩により除去できるとの期待のもとに、技術条件に左右されない原理的可能性やからくりが扱われる。問題はどのような有害な現象があるか、そしてそれは技術上の問題なのか本質的問題なのかという点である。これは実験的検討によって明らかにして行くほかはない。

本章では光カー効果を用いた光子数のQND測定装置の実現可能性を調べるため実際に系を構成し、その性能を評価するとともにQND測定実現に向けての実験的課題を検討した結果について述べる。その主な内容は文献[12]および[45]などに発表した

<sup>1</sup>量子力学的相関をもつ二つの光を発生する実験をもってQND測定と称することがあるが、これは誤りである。第2章で触れたようにQND測定とは未知なる入力量子力学的情報を非破壊で複写することであり、相関を持った二つの状態の発生とは異なる。また出射光との相関を見てQND測定を証明しようとする場合は前章で述べたクライテリオンを満たさなければならないが、光損失が考慮されている実験は通常無い。

ものであるが、この章ではさらに詳しく説明する。

5.2節では光カー媒質として光ファイバーを用いたマッハツェンダー干渉計による光強度測定原理の実証、およびその系を用いたファイバーのカー定数の測定について述べる。5.3節ではマッハツェンダー型ファイバー干渉計の致命的欠陥である不安定性を克服するため、リング型干渉計の採用による安定化について述べる。これにより光カー効果信号を周波数上でなく実時間上で観測することが可能となる。また、達成したS/N比とQND測定に必要なS/N比を比較し、実験上の課題を論ずる。最後に5.4節ではQND測定にとって有害な導波性音響ブリルアン散乱について述べる。その偏光特性のために偏光制御によっても除去できないこと、パルス光の利用による除去法の提案、そしてパルスレーザーを用いた場合のブリルアン散乱の観測例について述べる。

## 5.2節 光カー効果の相互位相変調効果の確認

本研究で提案し解析してきたQND測定系は図3.1(b)にその基本形が描かれている。実験的にもまずこの系の忠実な実現化から検討をはじめた。

### 5.2.1 光ファイバーマッハツェンダー干渉計

図5.1にその実験系を示す。被測定光である波長 $1.32\ \mu\text{m}$ のYAGレーザー光は、光カー効果を明瞭に見るため音響光学変調器により約 $1.4\ \text{MHz}$ でon-off変調された後、二波長ミラーDM1、光カー媒質である $500\ \text{m}$ 長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。以下、このファイバーを光カーファイバーと呼ぶ。DM1とDM2は多層蒸着膜ミラーであり、YAGレーザー光の波長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 $1.51\ \mu\text{m}$ のHe-Neレーザー光は、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2には光路1の光カーファイバーと同じ種類と長さのファイバーを置く。これは、光カーファイバーと光路2との長さの差がプローブ光の可干渉距離を越えてしまうと干渉計として動作しなくなるためである。以下光路2のファイバーをダミーファイバーと呼ぶ。

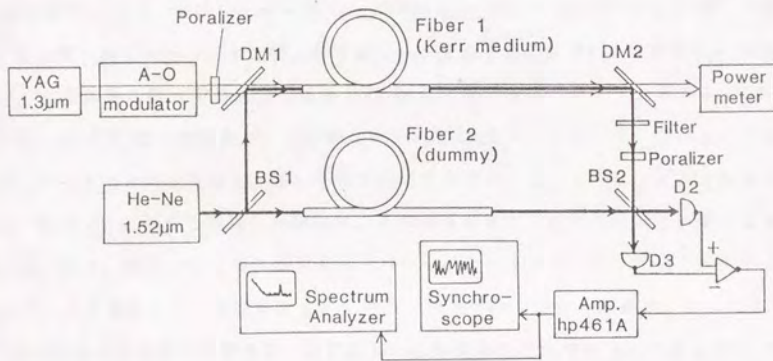


図 5.1: マッハツェンダー干渉計による実験系。

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、光路1の光は光ファイバーを通過した後、光路2の光と再び合流する。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により電流 $I$ として出力される。電流 $I$ は実時間波形をシンクロスコープで、周波数特性をスペクトラムアナライザーで観測する。

以下に各部品・装置について説明する。

被測定光となるYAGレーザーはQuantronix社のModel 141のcwレーザーである。光強度の測定を行うので、特に単一縦モードである必要はない。出力は5Wであるが、光変調器の最大定格入力である2W程度で用いる。プローブ光となるHe-NeレーザーはNEC社の特注品で、出力約100 $\mu$ Wのcw多モードレーザーである。これも単一モードである必要はないが、干渉を起こすのに十分なコヒーレンシーは要求される。1.52 $\mu$ mの波長を選択した理由は、この波長で光ファイバーの損失が最小となるからである。現在ではこの波長でもっとパワーが大きくコヒーレント光を発生するレーザーは多種あるが、実験を計画した時点ではHe-Neレーザーが最適であった。

光変調器は東芝製の音響光学光変調器で、回折効率約7%である。変調はhp社のパルスジェネレーターで発生した方形波を増幅した電気信号で行う。完全なon-off変調は透過光でなく回折光で得られる。

干渉計が安定に動作するための一つの条件として、光路1と光路2の偏光が安定に一致している必要がある。ところが通常の長尺光ファイバーでは偏光が不安定に変化するので、我々は偏光保存ファイバであるPANDAファイバ[83]を用いた。ファイバーの損失値は1.0dB/km、また被測定光、プローブ光の双方に対し単一モードである。これにより光カーファイバー入射前の被測定光パワーは2W $\times$ 7%=140mWである。光カーファイバーへはプローブビームも同時にカップリングする必要があるので、それぞれ単独に最適カップリングさせる場合より効率は悪い。実際に光カーファイバーに入る被測定光パワーは30から40mWと推定される。出射した被測定光パワーは20mWであった。プローブビームの光パワーはファイバー出射後で約10 $\mu$ Wであった。

二波長ミラーDM1とDM2の設計、特にDM2の設計は重要である。この反射率が

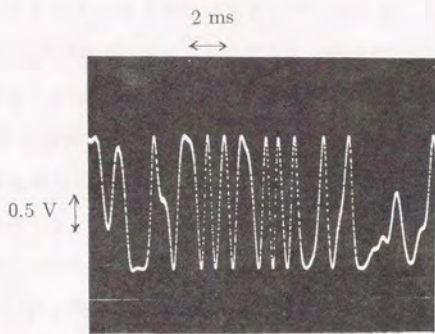
少しでも存在すると、強い被測定光が反射されて、直接プローブ光用のディテクターに入ってしまう。その場合ディテクターが検知した 1.4 MHz の変調信号は本当に光カー効果によって検知されたのか、あるいは被測定光の漏れを直接検知したのか注意する必要がある。いまプローブ光は  $10 \mu\text{W}$ 、被測定光は  $20 \text{ mW}$  で圧倒的に被測定光が大きいので、これは重要である。従って DM2 の波長  $1.55 \mu\text{m}$  のプローブ光の透過率は 0 に近くなくてもよいが、波長  $1.32 \mu\text{m}$  の被測定光に対する反射率は極力小さくなければならない。実際波長  $1.55 \mu\text{m}$  に対する透過率は約 3%、波長  $1.32 \mu\text{m}$  に対する透過率は約 0.2% である。実はこれでも被測定光の漏れを除去できなかったため、さらに DM2 と同じ性能の波長フィルターを DM2 の後のプローブビームに挿入した。これにより被測定光の漏れを除去した。

ディテクターは市販の光通信用 APD を用いた。量子効率  $0.7 \sim 0.85$  である。ディテクター 1 と 2 の電流は差動増幅器で差をとった後シンクロスコープおよびスペクトラムアナライザで観測される。

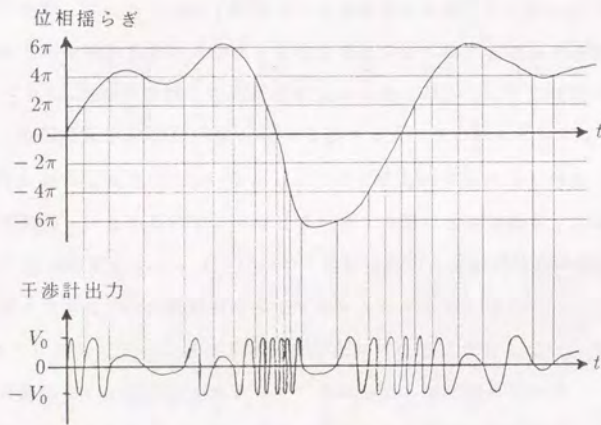
### 5.2.2 干渉計の不安定性

まず被測定光を入れずプローブ光のみを入れる。すなわち干渉計自身の出力を観測する。長さ  $500 \text{ m}$  のファイバーは音響的振動などで容易にその長さが数波長程度ランダムに変動する。従って干渉計の出力も一定せず、時間的揺らぎとしてランダムに変動する。図 5.2 に干渉計の出力を示す。(a) は実際に観測された干渉計の出力を示す。(b) は位相揺らぎのモデルとそれによる干渉計出力の簡単なシミュレーションを示す。(b) のモデルでは、位相  $\phi$  は数波長分の位相量にわたってランダムに揺らぐとする。干渉計の出力は位相に対し正弦関数  $\sin\phi$  となるので (b) に示す干渉計出力が予想される。これは (a) に示す実際の干渉計の出力と酷似しており、実際に位相が数波長分にわたって揺らいでいることが分かる。これは長尺ファイバーを用いる干渉計の欠点である。観測された波形から出力揺らぎの周波数帯域は kHz のオーダーであることが分かる。

この不安定性を除去するために、電気光学位相変調器とモータードライブによるファイバー伸縮器を用いて、フィードバックによる揺らぎの抑圧を試みた。図 5.3 に



(a)



(b)

図 5.2: 光ファイバーマッハツェンダー干渉計の不安定性。  
 (a) 観測された干渉計出力。(b) 位相揺らぎのモデルとそれによる干渉計出力のシミュレーション。

その系を示す。これによりある程度の安定化が行われた。その結果を図 5.4 に示す。(a) は観測された出力である。揺らぎが少なくなりある程度安定化されているが、バースト的に安定化が外れることがある。これは電気光学位相変調器の飽和現象のためと考えられる。(b) にそのモデルと干渉計出力のシミュレーションを示す。このモデルは電気光学位相変調器の変調範囲が  $2\pi$  しか無い場合である。図 (b) の  $t=0$  から時間軸に沿って説明すると、はじめ位相揺らぎが正の方向にずれて行くので、変調器位相がそれに追従して揺らぎを補償するので、干渉計の出力は基準の位置に安定化されている ( $t_0 \leq t \leq t_1$ )。揺らぎが  $2\pi$  以上になると飽和によりそれ以上位相が補償されないので変調器位相は一定となり、干渉計の出力は  $\sin\phi$  に従って上がり下がりする ( $t_1 \leq t \leq t_2$ )。位相がさらに  $\pi$  以上増えると ( $t$  が  $t_2$  を越えると) 干渉計の出力が負に振り込むので、フィードバック回路は位相が負方向に変化しているとみなして変調器位相を逆方向へ補償を始める。従って位相差はもとの揺らぎの倍の速度で増えて行く ( $t_2 \leq t \leq t_3$ )。再び干渉計の出力が正になった時点 ( $t_3$ ) で正しく補償を始める。以後同様に、位相変動が  $\pm 2\pi$  以内なら ( $\phi=0$  からでなくその時々において) 正しく追従し、干渉計の出力は安定化する。しかし、ときどき  $\pm 2\pi$  を越えると飽和したり誤った方向に位相補償したりするので、そのときバースト的に出力が揺らぐ。以上の規則に従って  $t_3$  以後の時間もシミュレートした干渉計の出力と変調器位相の動きを (b) に示した。このモデルは (a) の観測例を良くシミュレートしている。

いずれにしても以上の方法は安定化に成功しているとは言えない。安定化のはずれが頻繁に起きるし、安定化がかかっている部分でも未だ揺らぎが多い。これでは変調した被測定光を入れたとしても、光カー効果による変調の実時間信号は揺らぎに埋もれてしまう。実際この状態で被測定光を導入しても、干渉計出力のランダムな実時間波形には変化が見られなかった。

しかし揺らぎと変調信号の周波数帯域が全く異なれば、スペクトラムアナライザー上では両者を分離できる可能性がある。そこで、光ファイバマッハツェンダー干渉計においては実時間観測を行わず、周波数領域での観測を行った (5.2.3 で述べる)。

図 5.2(a) の実時間揺らぎから干渉計の感度が得られる。シンクロスコープ管面上の電圧を  $V$  とすると、干渉計の出力は位相  $\phi$  に対し  $V = V_0 \sin\phi$  で表されるが、この  $V_0$  は位相差を電圧に変換する感度である。図 5.2(a) から電圧の最大および最小値が

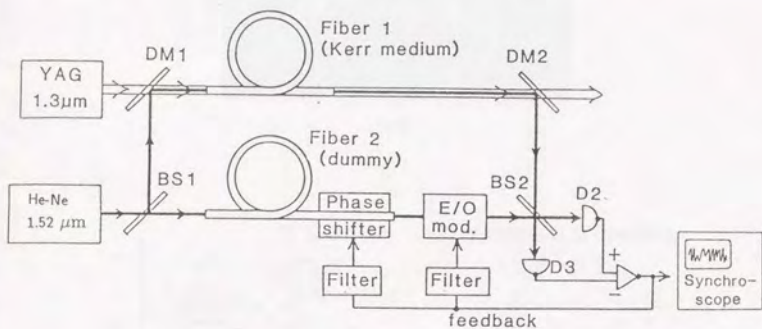


図 5.3: フィードバックによる揺らぎの抑圧の試み。電気光学位相変調器とモータードライブによるファイバー伸縮器により位相揺らぎを負帰還で打ち消す。



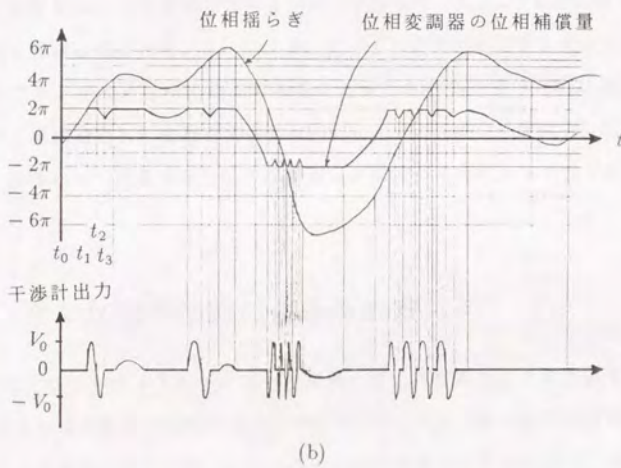
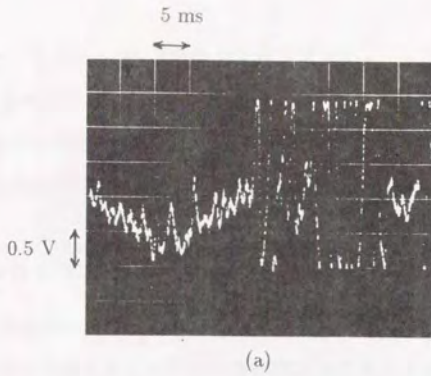


図 5.4: フィードバックによる安定化の結果。(a) 観測された出力。揺らぎが少なくなっているが、パースト的に安定化が外れることがある。(b) 電気光学位相変調器の飽和現象のモデルとそれによる干渉計出力のシミュレーション。

明瞭に読めるので、これから  $V_0$  が実験的に決定できる。

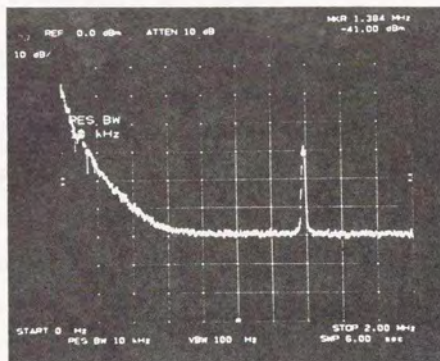
なお、ここで述べたフィードバック安定化法は、光ファイバーの長さが数十メートル以下のときには有効に機能する。これは実験的に確認されたが、その場合は光カー効果の相互作用長が本研究のためには十分でない。

### 5.2.3 相互位相変調信号の観測

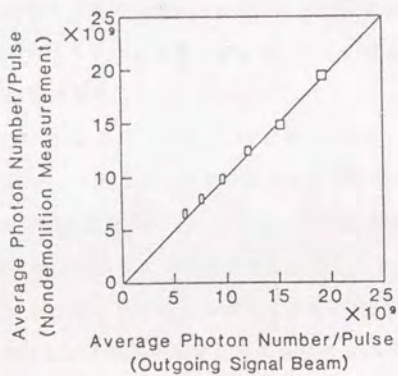
図 5.2(a) の実時間揺らぎはミリ秒のオーダーで揺らいでいる。そこで変調の周波数をそれより十分大きくすれば、周波数上では揺らぎと信号の分離ができる。図 5.5(a) にスペクトラムアナライザー上に表示された観測結果を示す。振動を原因とする雑音は数百 kHz までの帯域で大きなパワーを持っているが、1.4 MHz の変調信号は分離されて観測されている。これにより、ファイバの光カー効果を用いて被測定光の光強度をプローブ光の位相で検知できることが示された。図 5.5(b) に光カー効果の信号強度と直接測定した被測定光強度の相関を示す。両者の間には強い相関がみられ、これにより光カー効果を用いた非破壊測定の原理が古典的レベルではあるが確認された。

## 5.3 節 リング型干渉計による系の安定化

前節ではスペクトラムアナライザーで観測することにより、干渉計動作点の揺らぎと変調信号を周波数上で分離する方法を述べたが、干渉計動作点が不安定であることは依然として解決されていない。これは干渉計の感度が  $\pm V_0$  の範囲で変動していることを意味する。光子数の QND 測定をめざすならば、測定された光子数揺らぎと出射光光子数揺らぎの間の相関を見なければならない。そのためには干渉計の感度を  $V_0$  (あるいは  $-V_0$ ) に固定し、実時間測定が可能でなければならない。そこで前述のマッハツェンダー型干渉計を改め、リング型干渉計を採用することにより干渉計の安定化を図った。



(a)



(b)

図 5.5: マッハツェンダー干渉計による光カー信号の周波数成分の観測結果。(a) スペクトラムアナライザー上の信号。(b) 被測定光パワーと光カー信号の比例関係。

### 5.3.1 動作点の安定化

図 5.6(a) に最初に採用したリング型干渉計の構成を示す。これは、光カーファイバーとダミーファイバーを別のファイバーをするかわりに、1本のファイバーの正方向と逆方向をそれぞれプローブビームと参照ビームとして用いる方法である。実験では長さ 10 km の PANDA ファイバー (偏光保持ファイバー) を用いた。両ビームとも同じファイバーを通るのでその光学長差は原理的に有り得ない。この場合、光ファイバー全体を集中定数素子と見なせるほどの低周波領域 (長さ 10 km のファイバーでは 20 kHz 以下) では参照ビームもプローブビームも同じ光カー効果を感じるので、干渉計の出力は 0 である。しかしそれより高周波の領域では、以下に述べるように光カー効果を検知できる。被測定光と同方向に伝搬するプローブビームは被測定光に対して静止しているので、ファイバーを伝搬するに要する時間だけ光カー効果を感じ続け、被測定光のパワー変動を忠実にコピーして行く。逆方向の参照ビームは被測定光とはすれ違うので、平均パワーしか検知しない。従って、両者の干渉出力は平均値を基準とする揺らぎ成分の実時間波形として見る事ができる。これは「光子数そのもの」ではなく「光子数雑音」の測定である。(3.6節参照) なお、この系では光源のパワー増強を図るため、プローブ光として波長 1.06  $\mu\text{m}$  の YAG レーザーを用いた。

しかしこの系には致命的な欠陥がある。それは、干渉計の動作点が選べず、しかも動作点が感度最小の点になってしまうことである。マッハツェンダー型の場合は、光路 1 と 2 が分離していたため、いずれかに可変位相板 (たとえばバビネソレイユ補償板) を挿入することにより、干渉計の安定化さえ達成できれば原理的には干渉計の感度を最大地点に調整できる。しかしこの系では光路 1 と 2 が完全に一致しているので、いずれかに位相板を挿入するという選択ができず、系の構成で決まる動作点に固定される。さらに悪いことには、図 (a) の構成では固定される動作点は感度 0 の点である。

図 5.6(b) に実時間信号の観測結果を示す。微弱ではあるが、1.4 MHz の方形波が再生されている。感度は 0 のはずであるのに微弱ながら干渉信号が観測されているのは、光軸の調整が完全ではなく右回りと左回りの光路長にわずかの差ができていたためと推測される。このようにして一応実時間波形が観測される程度に干渉計は安定化

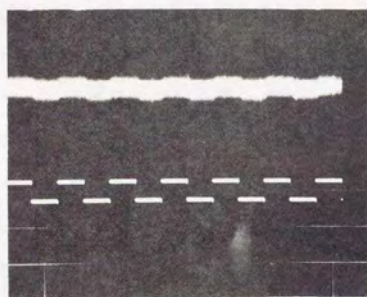
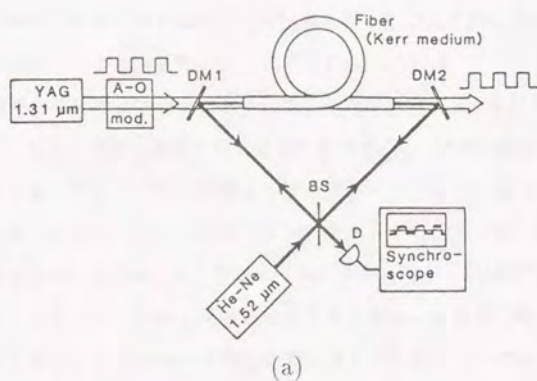


図 5.6: リング型干渉計 1。(a) 構成。(b) 観測された光カー効果の実時間信号。下のトレースは被測定光を直接検波した信号。上のトレースは光カー効果による測定信号。干渉計の動作点が最小となってしまうため、観測される信号はきわめて弱い。

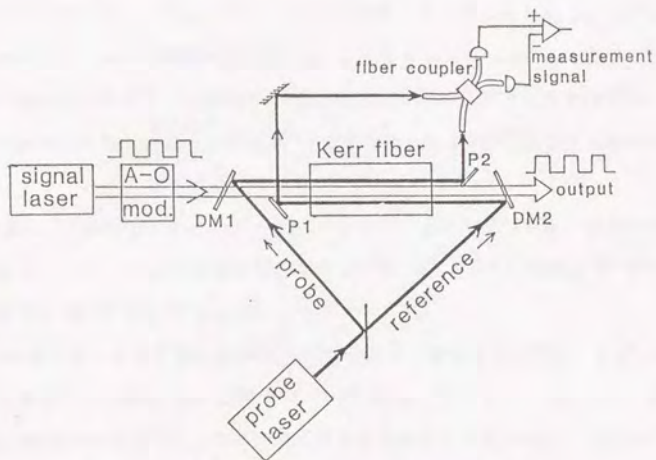
した。しかし感度が極めて悪い (b) の写真に見られるように、雑音による輝線の広がりの方が変調信号より大きい。

次に、一部光路を分離することにより光路長差を調整できる干渉計を作った。図 5.7 に最初に採用したリング型干渉計の構成を示す。まず (a) に全体の構成を示す。前の干渉計と異なるのは、プローブ光の分割と干渉合成を一つのビームスプリッターで行っていたのを止め、プローブビームと参照ビームをリングの外部に取り出し、外で干渉させている点である。図では P1 は参照ビームのみ取り出し、P2 がプローブビームのみ取り出すようになっているが、実際にはすべてのビームは同じ光路を通るので、プローブビームと参照ビームをそれぞれに影響を与えずに取り出すには工夫がある。両ビームとも同じ波長であるので、ここでは偏光ビームスプリッターを用いた。すなわち二つのビームは PANDA ファイバーの二つの異なる固有偏光に合わせた。

このとき、二つの固有偏光の偏波分散が無視できない。なぜならば、偏光保持ファイバーはファイバーの複屈折性を強調してあるので、長さ 10 km のファイバーでは光路差が 1 m 近くにもなり、光路差の時間的揺らぎが干渉計を不安定にするからである。そこで 10 km のファイバーの中間地点でファイバーを切断し、ファイバーを軸として 90 度回転させて接続した。図 5.7(b) にその接続方向を図示する。これにより伝搬速度の早いモードと遅いモードが等しくプローブビームと参照ビームに使われるので、光路差がなくなる。

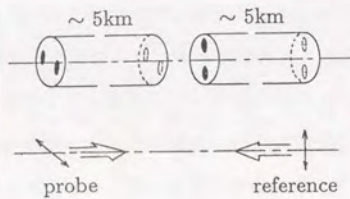
使用したファイバーは接続点の両側でそれぞれ長さ 4.800 km および 5.570 km である。コア径、ファイバー径はそれぞれ  $4.9 \mu\text{m}$  および  $200 \mu\text{m}$  である。カットオフ波長は約  $1.0 \mu\text{m}$ 、両偏光のクロストークは約  $-17 \text{ dB}$ 、損失は波長  $1.06 \mu\text{m}$ 、 $1.32 \mu\text{m}$  でそれぞれ約  $1.45 \text{ dB/km}$ 、 $1.0 \text{ dB/km}$  である。

また、この実験以後は干渉用ビームスプリッターのかわりにファイバーカップラーを用いた。その理由は、干渉用ビームスプリッターを用いる場合、プローブビームと参照ビームの両方を二つのディテクターに同時に一合わせをせねばならず、調整の自由度がないため困難であるからである。ファイバーカップラーを用いる場合は二つのファイバー入力端子にそれぞれのビームを入射位置合わせをするだけで自動的にバランスミキシングが行われる。ただしこのとき、ファイバーカップラーの分岐比が 50% に近くなければ、光源自体が持つ古典的揺らぎを除くことができない。(3%の



A-O mod. : Acousto-optic modulator  
 DM1, DM2 : Dichroic mirrors  
 P1, P2 : Polarization beam splitters

(a)



(b)

図 5.7: リング型干渉計 2。(a) 構成。(b) 偏波保持ファイバーの中間地点で偏光モードを入れ換えるための位置関係。

アンバランスがあれば、その分だけレーザーの古典的揺らぎが入り込む。(この場合はレーザーの雑音はショット雑音の30倍より小さくしなければならない。)光ファイバーカップラーは市販のもので、二本の単一モードファイバーをコア近くまで研磨した面を向かい合わせたものである。分岐比は $50 \pm 3\%$ であり、PANDAファイバーの出射端からカップラーの出力点までの損失値は3.8 dBであった。

光検波器はInGaAs pinフォトダイオードであり、量子効率78%、検波器負荷抵抗値は500  $\Omega$ 、バランス受信機の電圧利得は6.0 dB、3 dB帯域幅は90 MHz、同相電圧抑圧比は20 dB以上であった。

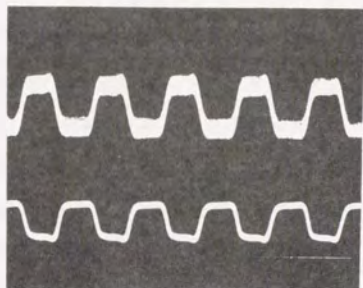
また、各点における被測定光あるいはプローブ光の偏光の消光比は、PANDAファイバーの入射点で29 dB以上、出射点で13 dB以上、ファイバーカップラー入射点で23 dB以上(偏光ビームスプリッターにより消光比が改善されている)、出射点で10 dB以上であった。

プローブビームと参照ビームの航路差は、波長1.32  $\mu\text{m}$ の半導体レーザーを高速で直接変調し、両光路を通過した光を受信して調整した。調整にあたっては、パルス変調波形の立ち上がり時刻を比較する方法と、正弦波変調信号の位相を比較する方法で、光路差を0.5 cm以下に抑えた。

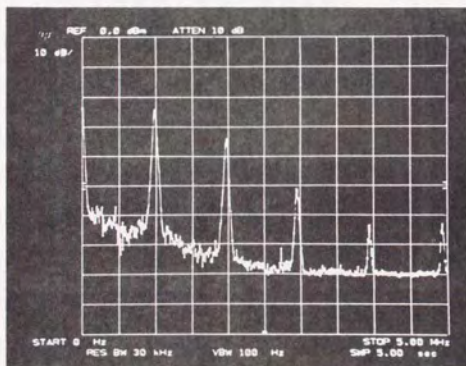
被測定光を繰り返し1 MHz、デューティー比0.5の方形波でon-off変調したときの受信波形を図5.8に示す。(a)は実時間信号、(b)はスペクトラムアナライザー上での周波数成分を表す。(a)図で、下側のトレースは変調された被測定光をPANDAファイバー通過後直接検波したもので、上側のトレースがバランスミキサードテクターでプローブ光の位相変動を検出したものである。それぞれの元の信号には高周波雑音に乗っているので、着目している1 MHzの方形波の観測に不必要な雑音を落とすため、帯域約80 MHzの低域濾波器を挿入した。図に示すように実時間変調信号が明瞭に観測されている。

以上により、マッハツェンダー型干渉計の不安定性はリング型干渉計の採用により解決でき、光カー効果の実時間波形の観測ができることが実験的に明らかとなった。





(a)



(b)

図 5.8: 光カー効果の実時間信号の観測。(a) 実時間信号。下のトレースは被測定光を直接検波した信号。上のトレースが光カー効果による測定信号。(b) スペクトラムアナライザー上での周波数成分。

### 5.3.2 ファイバーの光カー定数とその偏光特性

干渉計の安定化に成功し、その位相感度が時間的に一定で最大値にあると仮定できるので、この装置は逆に材料の光カー定数の測定装置として用いることができる。測定は実時間波形より図 5.8(b) に示したスペクトラムアナライザー上の周波数成分を用いる方が正確に行える。(スペクトラムアナライザー上での光カー効果の観測はマッハツェンダー型干渉計でもできたが、そのときは位相感度が安定化されていなかったため、定量的なことは議論できなかつた。) 光カー定数には何通りかの定義があるが、それらは単位のとり方などの違いに過ぎず、比例関係にある。ここでは理論の章で用いた三次の非線形光学定数  $\chi^{(3)}$  を求める。

測定に際し二つのパラメーターを決める必要がある。一つは  $\chi^{(3)}$  からプローブビーム位相変化の変換係数であり、もう一つは位相変化からスペクトラムアナライザー上の信号のピークパワーへの変換係数である。前者は特にファイバーの光損失とディテクターの量子効率が1でないことを考慮する必要があり、第3章および第4章の理論に従って求めた。この計算の中で最も精度の悪いパラメーターはファイバー中の光カー効果における実効断面積で、20% から30% の誤差はあるものと思われる。

後者すなわち位相変化からスペクトラムアナライザー上のパワーへの変換は次のように求めた。干渉計の最大出力と最小出力を与える半波長分に相当する位相変調を実験的に作ることができれば、この係数の実験的評価が直接できるが、これを高周波で実際に作ることができない点が困難である。そこで、まず安定化しない干渉計においてフリーランニング時の出力範囲がプローブ光の検波電流値から推定される電流への変換係数による干渉計出力範囲と一致したので、リング型で安定化した場合も検波電流値から求めた変換係数を使ってよいものとした。また、電流からパワーへの変換係数には、方形波変調の基本波成分の割合も考慮した。

以上により、スペクトラムアナライザー上のパワーから  $\chi^{(3)}$  の値を実験的に求めることができる。その結果

$$\chi^{(3)} = 2.3 \times 10^{-33} (\text{MKS}) \quad (5.1)$$

を得た。石英光ファイバーの  $\chi^{(3)}$  の値を測定したこれまでの例としては、波長 0.5145  $\mu\text{m}$  の Ar イオンレーザーを用い、自己位相変調効果による光周波数広がり測定した

Stolenらの実験が挙げられる。[70] 彼らの得た光カー定数の値を $\chi^{(3)}$ の値に直すと約 $3 \times 10^{-33}$  (MKS)となる。石英は非共鳴型の比線形光学媒質であるので、波長によって $\chi^{(3)}$ の値は大きく変化はしないはずである。しかし、測定の原理が非常に異なること、およびいずれの実験においてもファイバー中の光ビーム実効断面積などの正確に決めにくいパラメーターが入っていることを考慮すると、本研究の実験値とStolen等の実験値はよく一致していると言える。

以上は相互位相変調効果において、被測定光とプローブビームの偏光が一致している場合の測定結果である。ここで被測定光の偏光を回転させることにより、 $\chi^{(3)}$ の偏光依存性が測定できる。偏光の回転による光ファイバーへの入射光強度が変化しないように注意して測定した結果、図 5.9に示す結果を得た。図で上側の淡いトレースは偏光が平行の場合、下側の濃いトレースは偏光が直交している場合である。縦軸の一目盛りは 10 dB であるので、両者の差は約 5 dB、すなわち約 3 倍であることが分かる。詳しい計算の結果

$$\chi_{\perp}^{(3)} = 0.9 \times 10^{-33} (\text{MKS}) \quad (5.2)$$

を得た。ただし $\chi_{\perp}^{(3)}$ は直行する二つの偏光間での非線形電気感受率である。従って、平行な偏光間での非線形電気感受率を $\chi_{\parallel}^{(3)}$ とすれば、

$$\frac{\chi_{\perp}^{(3)}}{\chi_{\parallel}^{(3)}} = 0.39 \quad (5.3)$$

という実験結果を得る。非共鳴媒質の場合、理論上この比は $\frac{1}{3}$ であることが知られているので、これはよく一致する結果となっている。

### 5.3.3 干渉計の S/N 比

QND測定を行うには量子雑音レベルを測定できる程度に干渉計の S/N 比がよくなければならない。ここで、構成したリング型干渉計の S/N 比について考察する。

図 5.10に干渉計の雑音測定結果を示す。(a)は雑音スペクトルの例、(b)は 50 MHz における雑音レベルの光パワー依存性である。干渉計そのものの雑音を考察するので、被測定光は入射していない。(a)に示した雑音スペクトルの見方は次の通りである。濃いトレースは干渉計出力の全雑音レベル、淡いトレースは受信系の熱雑音とプローブ

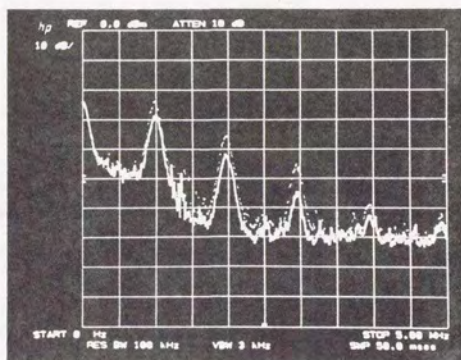
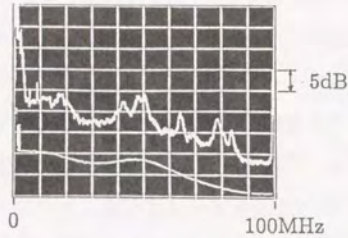
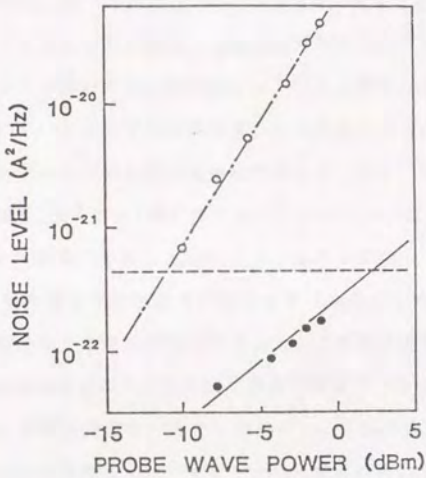


図 5.9: 光カー効果の偏光依存性の観測。上の淡いトレースは偏光が平行の場合、下の濃いトレースは偏光が直交している場合である。



(a)



(b)

図 5.10: 干渉計の雑音測定結果。(a)雑音スペクトル。上のトレースは干渉計出力。下のトレースはプローブビームの直接検波雑音(干渉させない場合の雑音)と受信系の熱雑音との和。(b)雑音レベルの光パワー依存性。白丸および一点鎖線:干渉計の雑音測定値。点線:受信系熱雑音測定値。黒丸:プローブ光の直接検波雑音測定値。実線:プローブ光の量子雑音計算値

ビーム(被測定光と同じ方向に進む)の雑音の和である。受信系の熱雑音レベルは、たとえば 50 MHz においては淡いトレースよりも 0.5 dB ほど下であった。従って、その差すなわちプローブビームのみの雑音レベルは、淡いトレースの約 10 dB 下(約 1 割)であると計算される。他に何も雑音源がない場合は、干渉計出力の全雑音レベルは淡いトレースに参照ビームの雑音を加えたものとなる。参照ビーム雑音はプローブビームのそれに等しいので 1 割を足せば、淡いトレースより 0.5 dB ほど大きい程度のレベルとなることが期待される。ところが実際にはこれより約 10 dB も大きな雑音が観測されている。

この過剰雑音の性質を調べるため、プローブ光強度を変えて測定したのが図 5.10(b)に示す雑音レベルである。ただし観測する雑音周波数は 50 MHz に固定した。白丸および一点鎖線に示した干渉計の雑音測定値から、プローブ光パワーの二乗に比例した雑音が観測されている。これはこの過剰雑音が古典的揺らぎであることを示す。黒丸および実線に示したプローブ光の直接検波雑音値から、プローブ光の振幅雑音はこの周波数でショット雑音(量子雑音)限界にあることが分かる。従って考えられるのは、(1)プローブ光の位相雑音が非常に大きな古典的揺らぎを持っているか(2)光ファイバー伝搬中に何らかの理由で位相雑音が付加されたかのいずれかである。そこで光ファイバーを取り除いて干渉計を構成したところ、この過剰雑音は消えた。従って答は(2)である。この過剰雑音の主たる原因は導波性音響ブリルアン散乱であることが明かとなってきた。導波性音響ブリルアン散乱については次節に詳しく述べる。

ところで図 5.10(b)の横軸に示した光パワーの実験値は最大 0 dBm (= 1 mW) である。YAG レーザーを用いているにもかかわらず光パワーをこれ以上強くできないのは次のような理由による。一つは、YAG レーザーの出力揺らぎが大きいため、出力をモニターして音響光学素子にフィードバックし、音響光学素子で出力を逆変調して安定化を図っている。このため音響光学素子の許容入力パワー(約 2 W)および回折効率(数%)で YAG レーザーの出力が大幅に弱くなっているためである。しかしもっと重要な理由がある。それは、ディテクターの応答が飽和しないための最大入力パワーが約 3 mW であることである。これ以上強い光を入れるとディテクター出力の飽和のため、雑音レベルの正確な測定ができない。最終的に量子効果を見ることを想定すれば、ディテクターの前に光減衰器をおくことは意味がない。このディテクターの許容

入力強度と導波性ブリルアン散乱による干渉計の S/N 比劣化が、現実問題として量子レベルの測定を困難にしている。

## 5.4 節 導波性音響ブリルアン散乱

図 5.10(a) に示した雑音スペクトルにはいくつかのピークが見られる。これは IBM の Shelby らが観測した光ファイバー独特の位相雑音で、[43][84] 導波性音響ブリルアン散乱 (英名で Guided Acoustic Wave Brilluin Scattering ; GAWBS) によるものである。以下では導波性音響ブリルアン散乱を GAWBS、それに基づく干渉計出力雑音を GAWBS 雑音と呼ぶ。この節では GAWBS 雑音の観測、偏光特性による二種類の GAWBS 雑音の分類と観測、パルスレーザー使用時の GAWBS 雑音の現れ方について述べる。

### 5.4.1 偏光特性による二種類のモード

GAWBS 雑音は、光ファイバーが円筒形固体であるために生ずる音響振動モードがもたらす屈折率の変化に光がカップリングしたものである。通常光ファイバー中のブリルアン散乱は後方散乱しかない。それは位相整合条件と周波数整合条件を満たすのが後方散乱しかないからである。しかし GAWBS では光ファイバー自体の固有音響モードがバルク中の単純な  $\omega$ - $k$  関係ではないため、前方散乱がある。直観的にはファイバーの中を音波がジグザグに進むため  $k$  は同じ方向を向いていても  $\omega$  のみシフトする前方散乱が起こり得ると解釈しても良い。GAWBS 雑音がどのような周波数ピークを持つかは文献 [43][84] に詳しい。一般にそれは光ファイバーの直径の関数である。図 5.10(a) に示した雑音スペクトルのピークがもっと明瞭に出現するように光パワーなどを調整した結果、それぞれのピークの位置は予想されるピークの位置に完全に一致することが分かった。

GAWBS は二つの種類に分類される。一つは光の偏光と無関係に屈折率変調雑音を生ずるものであり、もう一つは直交する偏光方向で逆の屈折率変調をもたらす複屈折的のものである。図 5.11 に二種類の GAWBS 雑音の分離観測結果を示す。(a) は偏光

に依存する GAWBS モード、(b) は偏光に依存しないモードである。測定方法と原理は以下の通りである。用いたファイバーは偏波保持ファイバーではなく、通常のファイバーである。通常のファイバーでも直線偏光を入射して出射側も直線偏光になるような偏光方向を実験的に見つけることができる。しかも音響的振動などが加わらないようにファイバーを静かに置けば、偏光方向の時間的変動はない。一般に通常の光ファイバーには二つの固有楕円偏光がある。(a) の配置では入射直線偏光は二つの固有楕円偏光に分離し、出射端で再び合成されて直線偏光になっている。なぜならば、出射側の偏光方向と 45 度傾いた検光子を通すことにより、図に示すように GAWBS 雑音が観測されるからである。GAWBS 雑音が観測されるということは干渉計が構成されているということの意味し、この場合は偏光干渉計になっていることを意味する。このとき偏光に依存しない GAWBS は両偏光に同じ位相変調をもたらすので、観測されない。従って (a) の観測結果は偏光に依存する GAWBS 雑音のみを観測していることになる。

次に (b) に示すようにリング型干渉計を構成する。ここでも入射端と出射端で直線偏光になる偏光方向を探す。今度は 45 度に傾けた検光子を入れないので、偏光干渉計にはなっていない。従って二つの異なる偏光間の干渉は観測していない。しかし順方向と逆方向の光を干渉させているので、ここで観測される雑音は GAWBS 雑音のうち偏光に依存する GAWBS によるものを除いたものである。

いずれの GAWBS 雑音も 600 MHz 付近でカットオフになっている。入射光パワーを強めるともっと高周波側に GAWBS 雑音のピークが現れるが、本実験で用いた数 mW の光パワーでは約 1 GHz が GAWBS 雑音のカットオフと言ってよい。

#### 5.4.2 パルス光のブリルアン散乱

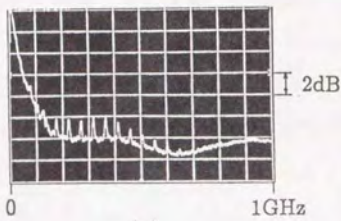
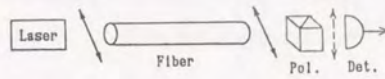
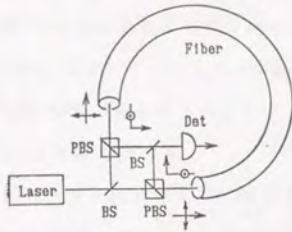
これまで cw 光 (連続的定常光) を用いた雑音スペクトルの観測を念頭に置いていた。しかし、GAWBS 雑音のカットオフが約 1 GHz であることから、1 ns 以下のパルス光を用いることにより GAWBS 雑音の影響を被らずに測定が可能となることが考えられる。パルス光を用いる場合、一つのパルスに含まれる光子数と位相の不確定性を測定する必要があるが、これは現時点では難しい。しかし、パルス光で量子光学実



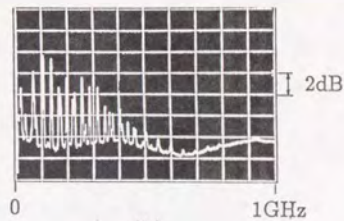
## Two GAWBS Modes

Polarized mode

Depolarized mode



(a)



(b)

Cutoff characteristics

図 5.11: 二種類の GAWBS 雑音の分離観測結果。(a) 偏光に依存する GAWBS モード。  
(b) 偏光に依存しない GAWBS モード。

験を行うという方向は今後避けて通れない道と思われる。すでに折衷的方法として、光源はモードロックパルスレーザーを用いるが観測はスペクトラムアナライザーで行うという方法が、スクイズド状態の実験で行われている。[44] この方法は観測系はcw光を観測しているのであるが、媒質内では電場のピークパワーが大きいことから非線形性を有効に使える可能性がある。

ところが、光ファイバーのGAWBS雑音がある場合、モードロックレーザーの使用はGAWBS雑音の増強をもたらしてしまうのである。ここではその観測結果と、そうなることの原因を述べる。

図 5.12にパルス光でのGAWBS雑音観測結果を示す。(a)はモードロックパルス光でのGAWBS雑音観測結果、(b)は同じレーザーでモードロックをはずした場合のGAWBS雑音である。モードロックパルスの繰り返し周波数は100 MHzであった。明らかに(a)の方が雑音が増えている。それだけでなく、ピークの位置が増え、しかもピークの位置が0から100 MHzの間で対称になっていることが分かる。

この理由は次の通りである。モードロックがかかっていない場合はYAGレーザーは普通の多モードレーザーである。従って光パワーはそれぞれのモードに分散され、それぞれのモードで発生したGAWBS雑音には相関がないので単に雑音として加算される。これが(b)の結果である。しかしモードロックがかかっている場合は、各モードに位相の相関がある。従って、隣のモードがGAWBSによって変調された周波数成分とのビートが生ずる。図 5.13にモードロックレーザーを用いた場合のGAWBSによる光のスペクトルを示す。すなわち各縦モードがGAWBSによって発生した変調側帯波のすべてと干渉を起し、その和がスペクトラムアナライザー上に折り重なって現れるため、100 MHz毎に雑音が対称となり且つモードロックがかかっていない場合に比べ雑音が大きくなる。このことは計算によっても示すことができる。計算上ではレーザーの縦モード間のビート、縦モードのGAWBSによる変調成分が現れるほか、モードロックの場合は異なる縦モードのGAWBS雑音間の混変調の項が現れる。これが雑音の強調と対称化に寄与する。

## GAWBS under Pulsed Operation

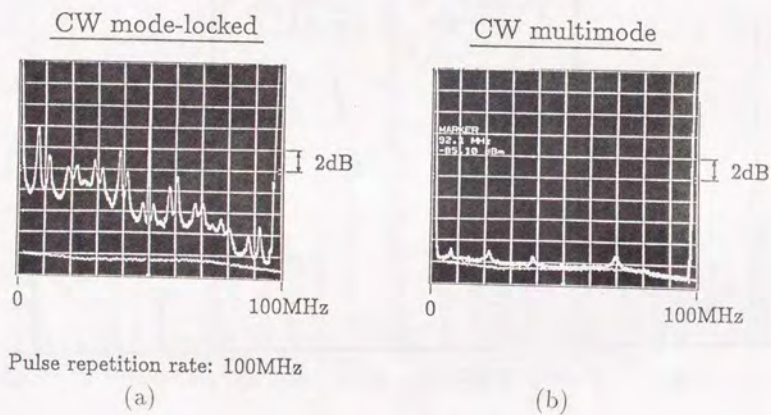


図 5.12: パルス光での GAWBS 雑音観測結果。(a)モードロック YAG レーザー光での GAWBS 雑音観測結果。(b)同じ条件でモードロックをはずした場合の GAWBS 雑音。

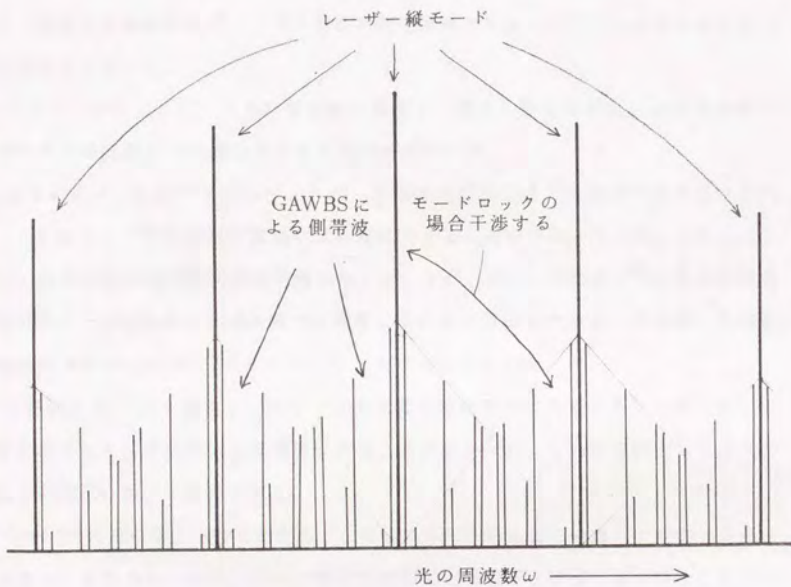


図 5.13: モードロックレーザーを用いた場合の GAWBS による光のスペクトル。各縦モードが GAWBS によって変調側帯波を発生する。変調側帯波と別の縦モードが干渉を起こすため、スペクトラムアナライザ上には折り返しによる対称なスペクトルが現れる。

## 5.5節 まとめ

光カー効果を用いた光子数の QND 測定装置を光ファイバーを用いて構成した。数種類の干渉計を構成し、それぞれの動作特性を明らかにした。その結果得られた知見として、光子数の QND 測定に至るまでにはさまざまな現実的課題があることが分かり、いくつかは解決し、いくつかは問題点を定量的明らかにした。また、この装置が光カー一定数および導波性ブリルアン散乱の測定装置となることから、これらの性質や偏光特性を測定した。

まずマッハツェンダー干渉計で装置を構成し、光カー効果の相互位相変調効果で被測定光の強度測定が可能なることを実験的に確認した。

光ファイバーを含むマッハツェンダー干渉計の問題点は、干渉計の不安定性にある。これはリング型干渉計の構成により解決できることが明かとなった。これにより光カー効果の実時間信号が観測可能となった。また、光カー一定数を  $\chi^{(3)}$  の形で実験的に求めることができた。Stolen 等の実験値に近い値が得られたほか、その偏光依存性が理論から予測される 3:1 の比になっていることが示された。

干渉計の S/N 比を測定し、プローブ光は量子雑音限界にあるにもかかわらず、干渉計の出力にピーク性の大きな雑音があることが分かった。これは導波性ブリルアン散乱 (GAWBS) による雑音である。

GAWBS 雑音の偏光特性を測定し、二種類の GAWBS 雑音を分離して観測することができた。逆にこれは偏光干渉計の採用では GAWBS 雑音は抑圧できないことを意味する。また将来パルス光で量子光学実験が行われるであろうことを考え、モードロックパルスレーザーを用いて GAWBS 雑音を観測した。モードロックによって雑音が強調されること、およびスペクトルが縦モード間隔毎に対称となることを観測し、その理由付けも行った。

QND 測定を考えた場合、光ファイバー干渉計を用いる系の問題点は大きく 2 点あり、それは次の通りである。まず、QND 測定条件を満たす光パワーが前章の理論の結果 40 mW 以上であるのに対し、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が約 3 mW である。従ってレーザーと光カー媒質が QND 測定条件を満たしてもそれを測定するディテクターが現在は存在しない。光の波長を 0.8  $\mu$ m 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い。二番目は GAWBS 雑音の存在である。GAWBS 雑音により干渉計の過剰雑音レベルが大きくなる。また、ピーク性雑音のため検波電流の雑音パワーそのものが大きくなるので、ディテクター後のアンプの許容入力パワーに対する条件が厳しくなる。

以上の点を克服するには、(1) 光ファイバーの GAWBS 雑音を何らかの手段でなくす、(2) ディテクターの許容入力パワーを上げる、(3) 石英光ファイバーより優れた光カー媒質を探す、などの課題が残されている。

## 第6章

# 空間的に発展する光ビームの量子力学的 取扱い

### 6.1節 序

光子数の QND 測定に関する本研究の理論および実験の結論は大筋において前章までに述べた通りである。しかしこの研究を開始した当初から常に疑問な点が二つあった。それは既に 3.3 節で述べたことであるが、一つは光ビームを扱う実験では常にビームの空間的発展を見ているのに対し、量子力学の方程式は時間発展方程式で書かれていることである。光の増幅、減衰、スクイジング、相互位相変調などを取り上げてみても、実験では媒質中を進行するにつれて光ビームがどのように変化して行くかに着目する。しかし量子力学の方程式は、共振器中に媒質を置いたとき電磁場の共振器モードが時間とともにどのように変化して行くかを記述している。すなわち理論は実験状況とは別のものを記述しているのではないかという疑問である。もう一つは、実験では或る場所に置いたディテクターが少なくとも周波数分解能の逆数の時間をかけて検波した電流の雑音スペクトルを観測する。しかし理論で扱う  $\langle \hat{n} \rangle$  や  $\langle (\Delta \hat{n})^2 \rangle$  は或る瞬間の共振器中の光子数の期待値や不確定性である。すなわち実験で観測する量と理論で扱う量が必ずしも対応していないのではないかという疑問である。理論上扱う量と実験で観測される量の対応をつけることは重要で、その対応なしには、どのように複雑な演算子の計算を行おうとも意味がない。

この問題は避けて通れないので、よく用いられる一つの解釈を3.3節で与え、以後それを仮定して議論を進めた。それを一口で復習すると、光ビームは光速で走るので時間発展と空間発展は光速を変換係数として互いに移り合えたと考える。従ってビームの空間発展を共振器モードの時間発展でシミュレートしようというものである。しかしそこでも指摘した通り、これは応急処置の感を免れない。理論的根拠が薄弱であるため、この方法が適用できる問題とできない問題があるのか、あるとすれば違いは何か、などが明らかでない。

本章ではこの問題に対する解答として一つの理論を提唱する。その理論は一口に言って、従来の量子力学が空間モードの時間発展を記述するのに対し、逆に時間領域で定義されたモードの空間発展を記述する量子力学を作ろうというものである。これにより、空間発展を時間発展でシミュレートするのではなく、はじめから空間発展を扱う方法で理論を展開できる。また、時間発展でシミュレートする方法がある場合には正しい答を導くこと、およびそのための条件が明らかとなる。

6.2節ではなぜこのような理論を考える必要があるのか、その動機をさらに説明する。6.3節では、この問題に対する従来のアプローチをレビューし、それらのアプローチではどういう点が不満であるかを説明する。6.4節ではここで提唱する理論の基礎付けを行う。この理論は従来の量子力学において空間の成分と時間の役割を入れ換えたものになっているので、従来の量子力学の基礎付けと併記する形で展開する。そうすることにより、従来の理論と基本的な筋道は似ていること、および違いはどこにあるかが明確になる。従来の量子力学で時間発展を支配する演算子はハミルトニアンであったが、空間発展を扱う理論ではそれにとってかわる「空間発展生成演算子」が導入される。一般理論を電磁場に適用し、空間発展生成演算子をより具体的に求める。また、実験で観測される雑音パワースペクトルのこの理論での表式を求める。それは中心周波数の強い光とその回りの周波数の真空場とのビートで表される。6.5節では従来の方法では扱いにくいと思われるいくつかの応用、すなわち方向性結合器、パラメトリック増幅、吸収と増幅、周期構造を取り上げ、解析する。6.6節では光カー効果を用いたQND測定系を解析する。そこでは被測定光、プローブ光など関連する光すべてに中心周波数の強い光とその回りの周波数の真空場を考慮し、これらが光カー媒質中を伝搬する間にどう結合して行くかを計算し、最終的にそれらのビートと



して雑音パワースペクトルを求める。

## 6.2 節 問題意識

空間を飛ぶ「光子」とは何か？進行波ビームの「number state」とは何か？光子の概念は言うまでもなく電磁場を量子化することによって得られる。どの教科書を開いてみても、電磁場の量子化(第二量子化)はまず古典的な共振器モードを定義すること(第一量子化)から始まる。それによると、ある共振器モードの振動エネルギーは古典的には連続量であるが、量子力学的には不連続な固有値をとる。電磁場の場合ハミルトニアンは調和振動子となるので、エネルギー固有値は等間隔に並ぶ。そこで、「ある共振器モードは第  $n$  番目のエネルギー順位にいる」という表現をやめて、「ある共振器モードは  $n$  個のエネルギー単位を持っている」と表現することが可能である。このエネルギー単位を「光子」と名付ける。従って光子とは空間を飛び回る粒子ではなく、ある共振器モードのエネルギー状態を指定するサフィックスに過ぎない。量子力学ではこのサフィックス  $n$  を光子数演算子  $\hat{n}$  の固有値とみなす。そして物事の変化は共振器モードの時間変化として記述する。Heisenberg picture ではオブザーバブルの時間発展として、Schrödinger picture では密度演算子の時間発展として表す。

しかし直観的に「光子」という言葉から連想するのは空間を満たすエネルギー単位のサフィックスではなく、空間を飛び回る存在である。原子が光子を放出したり吸収したりするときも、その原子が存在する場所の近傍で起こると考えるのが自然である。物質を含む大きな共振器中いっばいに広がるモードの振幅が共振器中で一斉に一単位上がったり下がったりする描像は、共振器内の同時刻性を仮定し時間的因果関係を記述する非相対論近似では問題ないであろうが、定常光ビームの空間的発展のような空間的因果性を議論したい場合には不向きと思われる。

図 6.1 に例を示す。(a)はビームスプリッター、(b)は方向性結合器、(c)は増幅、(d)は吸収、(e)は周期構造、(f)は光のスライジングである。たとえば(f)では、コヒーレント状態である光ビームが非線形光学媒質に入射すれば、媒質中を伝搬するにつれ徐々にスライズド状態に変わって行く。これらの例では、系全体を含む仮想的共振器の空間的モードによる展開は困難である。空間的に周期的でもないので、周期的境界条

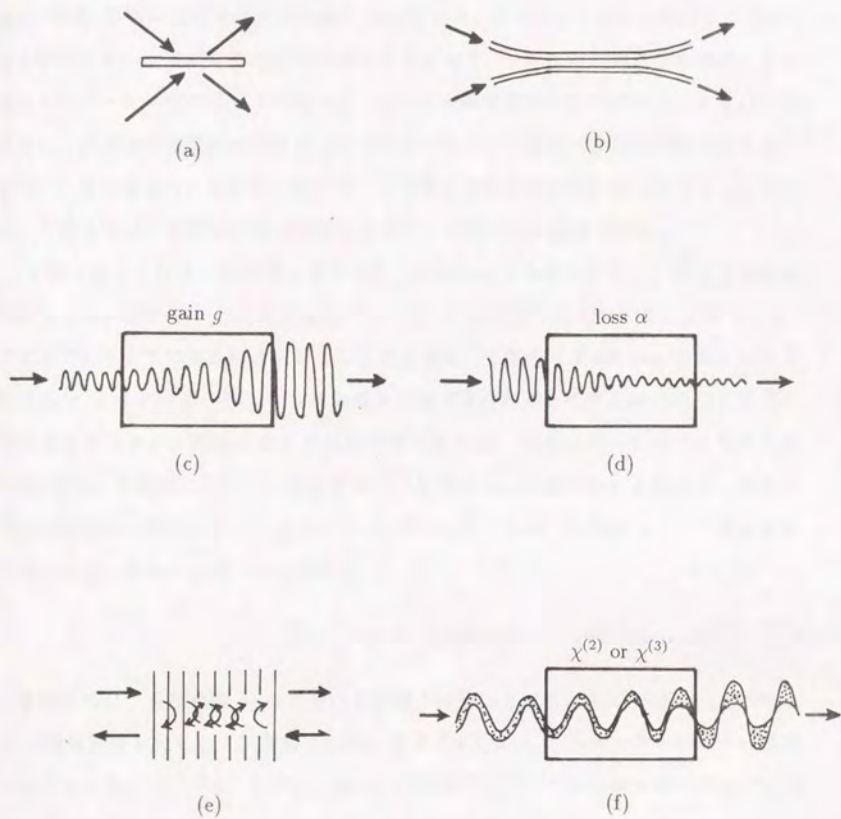


図 6.1: 光ビームの空間発展の例。(a) ビームスプリッター。(b) 方向性結合器。(c) 増幅。(d) 吸収。(e) 周期構造。(f) 光のスライジング

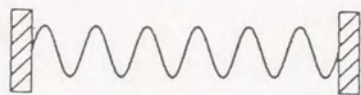
件によるモードでの展開も困難である。もし光ビームが単色光定常ビームまたはモードロックパルス列のように時間依存性があらかじめ指定されてしまっている場合、問題は(複素)振幅の空間発展を求めることに帰する。すなわちこのような実験状況は、ある瞬間において空間全体の初期条件をすべて与え、その後の時間発展を見るのとは異なり、レーザー出口というある一点において時間依存性をすべて与え、そこから先の地点での振幅の空間的変遷を見るのである。そして、媒質の存在は相互作用を意味するが、普通実験中に媒質を移動させたり媒質の性質を時間的に変化させることはない。すなわち相互作用は時間の関数ではなく、空間のみの関数である。

これに対し、通常の電磁場の量子化法では次のような扱いをとる。まず空間的境界条件を先に決めることにより電場の  $x$ 、 $y$ 、 $z$  依存性を先に決める。この  $x$ 、 $y$ 、 $z$  の依存性は空間的なモード関数として通常波数  $\vec{k}$  で番号付けられる。空間モード関数を  $\psi_{\vec{k}}(x, y, z)$  とする。代表的な境界条件は図 6.2 に示すように両側固定端と周期的境界条件である。一次元に限り平面波を想定すれば、境界において 0 とする条件は Fabry-Perot 共振器に対応し、定在波モードを定める。周期的境界条件はリング形共振器に相当し、進行波モードを定める。いずれにしても閉じた空間内での時間発展を問題にする。電場を空間モード関数で

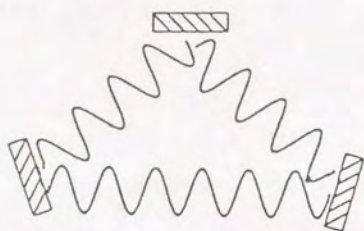
$$\vec{E} = \sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}} \psi_{\vec{k}}(x, y, z) + \text{c.c.} \quad (6.1)$$

と展開すれば、展開係数  $a_{\vec{k}}$  は必然的に時間  $t$  の関数となる。そこで問題のすべては  $a_{\vec{k}}$  の時間発展を得ることに帰着される。量子力学的には  $a_{\vec{k}}$  をモード  $\vec{k}$  の光子の消滅演算子とみなしてハット  $\hat{\phantom{a}}$  を付け、 $[\hat{a}_{\vec{k}}(t), \hat{a}_{\vec{k}}^\dagger(t)] = 1$  という交換関係を導入する。 $\hat{a}_{\vec{k}}(t)$  の時間発展は Heisenberg の運動方程式で表され、時間発展を決めるのはハミルトニアンである。

この描像に従って第 3 章および第 4 章が記述する QND 測定系をそのまま解釈すると、図 6.3 に示すような時間発展の QND 測定系となる。空間を共有する被測定光共振器モードとプローブ光共振器モードは、はじめはそれぞれ独立に自由振動している。ある時刻  $t_1$  に光カー媒質を入れると、被測定モードとプローブモードの相互作用が始まる。 $t_2$  に光カー媒質を取り除く。光カー効果によってプローブモードの時間的振動の位相は変化を受けているので、予め用意した参照用共振器モードと干渉させて、



(a)



(b)

図 6.2: Fabry-Perot 共振器とリング共振器。(a) Fabry-Perot 共振器。(b) リング共振器。

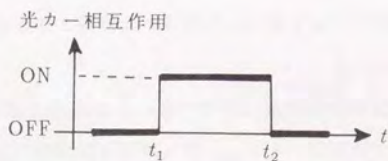
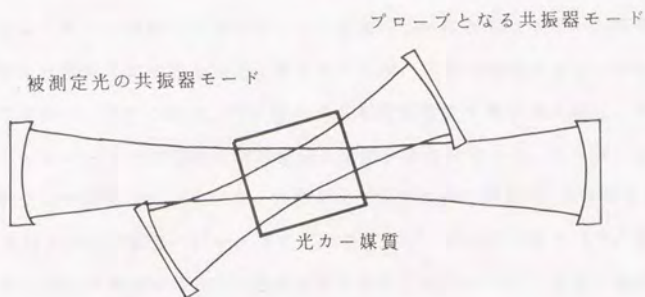


図 6.3: 時間発展の QND 測定系。空間を共有する被測定光共振器モードとプローブ光共振器モードはそれぞれ独立に自由振動している。ある時刻  $t_1$  に光カー媒質を入れ、 $t_2$  に取り除く。光カー効果によってプローブモードの時間的振動の位相は変化を受けているので、その位相変化を読む。

その位相変化を読む。光カー効果に限らず、スクイジングなどあらゆるものは時間発展方程式で記述すれば、上のような共振器モードを一定時間相互作用させる状況を想定したことになる。実際の実験がこのようなものならばよいが、通常このような状況はあまりない。

また、共振器モードと空間伝搬するビームが混在する系もある。レーザーはその例である。通常レーザーの解析では全系をいくつかの系、すなわちレーザー共振器モード、外部の無限自由度の電磁場モード、ポンピング源、媒質の分極に分け、その間の相互作用として扱う。[54] これは、それぞれの系を集中定数的素子とみなし、その間の相互作用としてレート方程式的に時間発展を記述する方法である。レーザー光の雑音として理論上扱われるのは、レーザー共振器内で定義される物理量(光子数など)の時間的揺らぎおよびその雑音パワースペクトルである。しかし共振器内の光子数などは、もしそれを瞬時に観測する QND 測定装置があれば別であるが、実験で観測してはいない。実験で観測するのはレーザーのミラーから外部に漏れ出てくる光ビームである。[85] この記述法で光強度の QND 測定およびそれを含むフィードバック系の解析も行われている。[86] しかしレーザーの内部場と外に出てくる光の関係はミラーの反射率が高いとした高 Q 値近似を採用しているほか、量子化の手続きが曖昧となっている。

またレーザー内の電磁場は正確には一様でない。進行波的に記述すれば、二つのミラーを往復するうちに指数関数的に振幅が増え、ミラーの位置で外部に漏れ出るので元の振幅に戻る。増幅媒質の空間的一様性を仮定しない場合や飽和を考慮する場合はもっと複雑になる。このような場合、レーザーの内部構造を見ずに一つの素子と見なす方法は良い近似とはならないであろう。

ところでこれは量子力学特有の問題ではない。古典論の問題でもビームの空間変化を共振器モードの時間変化で表わそうとすれば無理がある。そこで非線形光学、線形光学、ミリ波・マイクロ波工学、電気回路理論に目を転じてみると、単色波の空間発展を記述する手法が用いられていることに気づく。すなわち振動数 $\omega$ を先に決め、その振幅をビームの伝搬方向の関数として求める。発振器が強制的に周波数を決め、ビームの空間的發展がそれにつれて決まる場合、この手法は適当である。たとえばレーザーから出た光が空間的に屈折率が徐々に変わる媒質を伝搬するとき、光の色、

すなわち $\omega$ は変わらないが、波数 $k$ が変わって行く。この状況に対しては、先に $\omega$ を決め、空間的發展の結果として $k$ が変わって行くことを導く手法が適している。もし状況が完全共振器内の光であるならば、先に $k$ が決められている。そして屈折率が時間の関数として徐々に変化するならば、時間変化の結果として $\omega$ が時間的に変化して行く。この場合は時間發展の見方が適切である。

光の分野でも第二量子化しない範囲では空間發展を表す上述の方法が広く用いられている。それは Yariv の教科書 [87] に代表されるように、結合モード方程式で記述される。これらはすべて Maxwell の方程式から導かれている。Maxwell の方程式は時間と空間の両方を一階微分の形で含む方程式であるので、空間モードを先に決めれば時間發展の問題となるし、時間依存性を先に決めれば空間發展を見る結合モード方程式となる。

すなわち、古典論の範囲では時間發展を見る方法だけでなく、空間發展を見る方法が既に存在する。

それではなぜ量子力学は時間發展方程式で書かれているのであろうか。それは、量子力学がハミルトン形式の古典力学 (= 孤立系のエネルギーが時間發展を支配するという見方) の上に造られたからである。このようにはじめから時間  $t$  を特別視する古典論の上に立てば、量子論では (6.1) 式の展開において時間に依存する  $a_k$  を演算子とみなし、空間に依存する  $\psi_k(x, y, z)$  は演算子でなくモード関数であると見なすことになる。

そうであるならば、ハミルトン形式の古典力学でなく空間發展を見る古典力学を構成し、それをもとに空間發展を記述する量子力学が構成できるであろう。たとえばビームの伝搬方向  $z$  を特別視する結合モード方程式を、振幅変数を演算子と見なすことにより、そのまま量子力学的方程式とする理論ができるであろう。

本章で述べる理論は以上のような動機および問題意識から出発し、空間發展の量子力学の理論を展開したものである。

### 6.3節 従来の方法

最もオーソドックスな着想は、仮想的な大きな共振器で実験系のすべてを包み、[88][89]空間的に発展するビームを共振器モードで多モード展開し、それぞれのモードの時間発展を求め、最後に再び合成する方法である。この方法は原理的には可能であるが、具体的に計算を行おうとすると、多モード展開の計算および相互作用の入れ方が次のように極めて複雑になる。

ビームスプリッターを例にとる。図 6.1(a)に示したように、ビームスプリッターは二つのビームが関係するので一つの共振器では済まず、図 6.4(a)のように二つの共振器が必要である。いま光ビームの一部を切り出したパルスの伝搬を考えるため、このパルスを共振器モードで多モード展開する。このパルスは初め共振器の左端にあって、右側に進行し始めるものとする。パルスの時空内での進行は多モードの時間的自由振動の重ね合わせで表される。一方相互作用はモードの振幅の時間発展をもたらすと考えるので、ビームスプリッターは局在しているにもかかわらず、共振器中に広がったモード同士が一斉に相互作用すると考える。従って、パルスがビームスプリッターに達するまではビームスプリッター(による相互作用)は無いものとしなければならない。パルスがビームスプリッターに達して出るまでにもう一つの共振器に新たにパルスを形成する。この様子は、二つの共振器の間に相互作用が働き、それぞれの共振器モードの振幅が時間発展した結果として記述される。この相互作用のモデルとしては、二つのボソンの双一次結合ハミルトニアンなどが使える。そして、パルスが(現実の)ビームスプリッターを離れたときから、相互作用は取り除かれなければならない。そうでなければこの相互作用は続くとしなければならないからである。すなわち理論上、ビームスプリッターのモデル相互作用を、パルスが現実のビームスプリッターに達して出る時間に同期して全共振器中に印加する。さらに、その後パルスが共振器の右端のミラーで跳ね返り戻ってくるのを避けるため、右端に達する前に、ディテクターとなる吸収性のモデル相互作用を再び同期して全共振器中に一斉に印加させなければならない。以上の記述を引き続く各パルスについて次々に行えば、一応、左から出てビームスプリッターで二分された後吸収されて消えるビームを時間発展描像で表現できる。この手続きを怠り、たとえばビームスプリッターが常に存在している



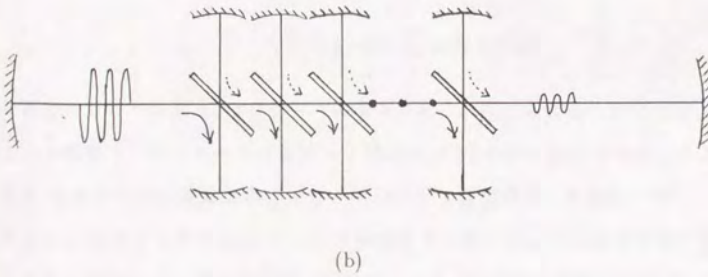
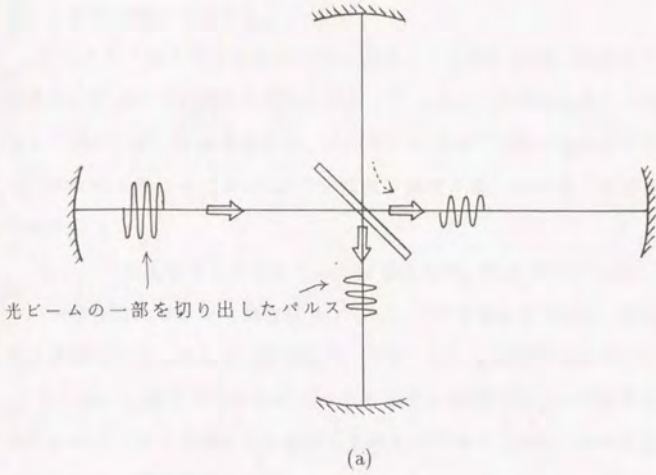


図 6.4: 共振器モードによる光ビーム空間発展の記述例。(a) ビームスプリッター。(b) 吸収。

とすると、二つの共振器内の場は等しいエネルギーを分配して平衡状態に達して終わり、空間的情報は失われる。

一つのビームスプリッターでもこのように面倒な手続きが必要である。吸収媒質の場合、図 6.4(b)に示すようにビームスプリッターが密に分布して並んでいるようなものなので、さらに複雑になる。これはいかにも不自然で面倒なやり方である。このような手続きをとってまでも、「時間発展描像に基づく力学」を守らなくてはならない理由はない。

もう一つの従来の方法は多モード展開でなく、局所的なハミルトニアンを定義し、ビームの空間的進行を時間発展でシミュレートするものである。[90]これについてはその問題点も含め既に 3.3 節で述べたので、ここでは繰り返さない。

そのほか、最近いくつかの試みがあるが、[91][92][93] いずれも通常のハミルトニアンまたはラグランジアンに拠り所を求めていることから、時間発展でシミュレートする方法の一種と考えられる。

## 6.4 節 基礎理論

基本的アイデアは場の演算子を時間領域を含むモード関数  $\psi_j(t, x, y)$  を用いて

$$\Psi(t, x, y, z) = \sum_j a_j \psi_j(t, x, y) \quad (6.2)$$

と展開することにある。 $j$  はモードの番号である。たとえば  $\psi_j(t, x, y)$  はさらに周波数モード関数  $e^{-i\omega_j t}$  とビームの横モード関数  $\phi_j(x, y)$  の積に分解されるであろう。展開係数  $a_j$  はモードの複素振幅であり、(6.2)式から必然的に  $z$  の関数となる。この  $a_j(z)$  を点  $z$  におけるモード  $\psi_j(t, x, y)$  の消滅演算子と見なし、その空間発展を記述しようというものである。空間発展の方程式はハイゼンベルクの方程式に似て

$$\frac{d}{dz} \hat{a}(z) = \frac{1}{i\hbar} [\hat{a}(z), \hat{I}_z(z)] \quad (6.3)$$

となるであろう。ここで  $\hat{I}_z$  は空間発展を決める演算子であり、通常の時間発展描像におけるハミルトニアンに相当するものである。この  $\hat{I}_z$  が何であるかを以下の理論で明らかにして行く。図 6.5 に空間発展描像と時間発展描像の相違をまとめる。

## Comparison of the electro-magnetic field quantization

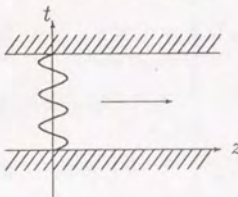
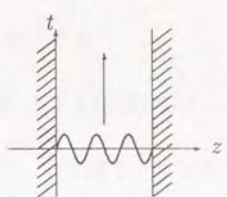
	Present theory	Usual theory
	Spatial evolution of time-domain modes	Time evolution of spatial modes
Picture		
Mode suffix (Example)	$\omega$	$k$
Field expansion	$E = \sum_{\omega} \hat{a}_{\omega}(z) \phi_{\omega}(t, x, y)$	$E = \sum_k \hat{a}_k(t) \psi_k(x, y, z)$
Equation of evolution	$\frac{d\hat{A}}{dz} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{A}, \boxed{?}]$	$\frac{d\hat{A}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{A}, \hat{H}]$

図 6.5: 空間発展描像と時間発展描像の相違。

### 6.4.1 空間発展生成演算子

出発点は 4次元時空内での最小作用の原理

$$\delta \iiint \int \mathcal{L} dt dx dy dz = 0 \quad (6.4)$$

である。これを出発点とすることは通常の時間発展描像と同じである。ここから先の展開が分かれるが、論理の展開は極めて平行に進む。このことを明瞭にみるために、以下では通常の時間発展描像と比較しながら併記して述べる。

#### 空間発展描像

通常のラグランジアンに対応する量  $L'$  を

$$L'(z) \equiv \iint_A \int_0^T \mathcal{L} dt dx dy$$

で定義すると、時空内での最小作用の原理は変分原理

$$\delta \int_{z_0}^{z_1} L'(z) dz = 0$$

に書き換えられる。ただし  $A$  はビームの断面、 $T$  は時間領域でのモードを定義する時間の範囲である。場  $\Phi$  をモード  $\psi_j(t, x, y)$  で展開した係数を  $q_j(z)$  とすると、上記の変分原理は通常のラグランジュの運動方程式に類似の

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{\partial L'}{\partial (\partial q_j / \partial z)} \right] = \frac{\partial L'}{\partial q_j}$$

となる。 $q_j(z)$  を基準座標としこれに共役な一般化運動量を

#### 通常の時間発展描像

ラグランジアン  $L$  を

$$L(t) \equiv \iiint_V \mathcal{L} dx dy dz$$

で定義すると、時空内での最小作用の原理は変分原理

$$\delta \int_{t_0}^{t_1} L(t) dt = 0$$

に書き換えられる。ただし  $V$  は空間的モードを定義する空間の範囲である。場  $\Phi$  をモード  $\phi_j(x, y, z)$  で展開した係数を  $q_j(t)$  とすると、上記の変分原理はラグランジュの運動方程式

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \frac{\partial L}{\partial (\partial q_j / \partial t)} \right] = \frac{\partial L}{\partial q_j}$$

となる。 $q_j(t)$  を基準座標としこれに共役な一般化運動量を

$$p'_j(z) \equiv \frac{\partial \mathcal{L}}{(\partial q_j / \partial z)}$$

で定義し、 $L'$  のルジャンドル変換を

$$I_z \equiv \sum_j q_j p'_j - L'$$

とすれば、上記の運動方程式は

$$\frac{dA}{dz} = \{A, I_z\}$$

という空間発展方程式となる。ただし  $A$  は  $q_j$  と  $p'_j$  の関数で表される物理量、 $\{, \}$  はポアソンの括弧式に類似のもので、

$$\{A, B\} \equiv \sum_j \left( \frac{\partial A}{\partial q_j} \frac{\partial B}{\partial p'_j} - \frac{\partial A}{\partial p'_j} \frac{\partial B}{\partial q_j} \right)$$

である。この  $I_z$  は空間発展を生成する関数で、場によって次のようにも書ける。すなわち場  $\Phi$  の共役な量  $\Pi'$  を

$$\Pi' \equiv \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial\Phi/\partial z)}$$

とし、 $\mathcal{L}$  のルジャンドル変換を

$$I_z \equiv \Pi \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial z} - \mathcal{L}$$

とすれば

$$I_z = \iint_A \int_0^T \mathcal{I}_z dt dx dy,$$

となる。基準座標と一般化運動量の間には

$$\{q_j, p'_m\} = \delta_{jm}$$

の交換関係がある。

$$p_j(t) \equiv \frac{\partial \mathcal{L}}{(\partial q_j / \partial t)}$$

で定義し、 $L$  のルジャンドル変換を

$$H \equiv \sum_j q_j p_j - L$$

とすれば、上記の運動方程式は

$$\frac{dA}{dt} = \{A, H\}$$

という空間発展方程式となる。ただし  $A$  は  $q_j$  と  $p_j$  の関数で表される物理量、 $\{, \}$  はポアソンの括弧式で、

$$\{A, B\} \equiv \sum_j \left( \frac{\partial A}{\partial q_j} \frac{\partial B}{\partial p_j} - \frac{\partial A}{\partial p_j} \frac{\partial B}{\partial q_j} \right)$$

である。 $H$  は時間発展を生成するハミルトニアンで、場によって次のようにも書ける。すなわち場  $\Phi$  の共役な量  $\Pi$  を

$$\Pi \equiv \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial\Phi/\partial t)}$$

とし、 $\mathcal{L}$  のルジャンドル変換を

$$\mathcal{H} \equiv \Pi \cdot \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \mathcal{L}$$

とすれば

$$H = \iiint_V \mathcal{H} dx dy dz,$$

となる。基準座標と一般化運動量の間には

$$\{q_j, p_m\} = \delta_{jm}$$

の交換関係がある。

以上は古典論である。量子化はポアソンの括弧式 (に類似の式) に  $i\hbar$  をつけて量子力学的交換関係と見なす「量子化仮説」により行われる。すなわち古典的交換関係は

$$[\hat{q}_j, \hat{p}'_m] = i\hbar\delta_{jm}$$

または

$$[\hat{\Phi}(z), \hat{\Pi}(z')] = i\hbar\delta(z' - z)$$

で置き換えられる。運動方程式は

$$\frac{d\hat{A}}{dz} = \frac{1}{i\hbar}[\hat{A}, \hat{I}_z]$$

となる。 $\hat{I}_z$  を空間発展生成演算子と呼ぶことにする。

電磁場の場合、後に示すように  $\mathcal{I}_z$  は Maxwell のエネルギー・モーメントテンソルの  $zz$  成分に等しい。第二量子化した電磁場をそれに代入することにより、真空中では

$$\hat{I}_z = -\sum_j \hbar k_j \left[ \hat{n}_j(z) + \frac{1}{2} \right]$$

となる。ただし  $\hat{n}_j(z)$  は光子数演算子で、光子数の意味は「0 から  $T$  までの時間依存性と横モードをモード  $j$  で決めたととき、量子化による単位量  $\hbar k_j$  の、点  $z$  における個数」である。

以上は古典論である。量子化はポアソンの括弧式に  $i\hbar$  をつけて量子力学的交換関係と見なす「量子化仮説」により行われる。すなわち古典的交換関係は

$$[\hat{q}_j, \hat{p}_m] = i\hbar\delta_{jm}$$

または

$$[\hat{\Phi}(t), \hat{\Pi}(t')] = i\hbar\delta(t' - t)$$

で置き換えられる。運動方程式は

$$\frac{d\hat{A}}{dt} = \frac{1}{i\hbar}[\hat{A}, \hat{H}]$$

となる。 $\hat{H}$  は系のハミルトニアンである。

電磁場の場合、後に示すように  $\mathcal{H}$  は Maxwell のエネルギー・モーメントテンソルの  $tt$  成分に等しい。第二量子化した電磁場をそれに代入することにより、真空中では

$$\hat{H} = \sum_j \hbar\omega_j \left[ \hat{n}_j(t) + \frac{1}{2} \right]$$

となる。ただし  $\hat{n}_j(t)$  は光子数演算子で、光子数の意味は「体積  $V$  内での空間依存性をモード  $j$  で決めたととき、量子化による単位量  $\hbar\omega_j$  の、時刻  $t$  における個数」である。

一般にラグランジュ関数は一意的ではないが、電磁場よく用いられるのは

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2\mu_0} \sum_{n,m} g^{nm} g^{nn} \left( \frac{\partial \Phi_m}{\partial x^n} \right)^2, \quad (n, m = 0, 1, 2, 3) \quad (6.5)$$

である。ただし、 $g^{nn}$  は Minkowski's tensor、 $\Phi_m$  は四元ベクトルポテンシャルで

$$\begin{pmatrix} \Phi_0 \\ \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ \Phi_3 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} \phi/c \\ A_x \\ A_y \\ A_z \end{pmatrix}, \quad (6.6)$$

である。 $x^n$  は四元座標で

$$\begin{pmatrix} x^0 \\ x^1 \\ x^2 \\ x^3 \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} -ct \\ x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad (6.7)$$

である。共役な場の量は

$$\begin{pmatrix} \Pi_0 \\ \Pi_1 \\ \Pi_2 \\ \Pi_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \mathcal{L}}{(\partial \Phi_0 / \partial z)} \\ \frac{\partial \mathcal{L}}{(\partial \Phi_1 / \partial z)} \\ \frac{\partial \mathcal{L}}{(\partial \Phi_2 / \partial z)} \\ \frac{\partial \mathcal{L}}{(\partial \Phi_3 / \partial z)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_0 \frac{\partial \phi}{\partial z} \\ -(1/\mu_0)(\partial A_x / \partial z) \\ -(1/\mu_0)(\partial A_y / \partial z) \\ -(1/\mu_0)(\partial A_z / \partial z) \end{pmatrix} \quad (6.8)$$

で表される。これらの表式を用いると  $\mathcal{I}_z$  が Maxwell のテンソルの  $(z, z)$  成分  $T_{zz}$  であることおよび  $\mathcal{H}$  が  $(t, t)$  成分  $T_{tt}$  であることが容易に確かめられる。電磁場を用いて表現すると、

$$T_{zz} = E_z D_z + H_z B_z - \frac{1}{2}(\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{H} \cdot \vec{B}) \text{ および} \quad (6.9)$$

$$T_{tt} = \frac{1}{2}(\vec{E} \cdot \vec{D} + \vec{H} \cdot \vec{B}) \quad (6.10)$$

となる。これらから、もし TEM<sub>00</sub> 波のように場の  $z$  成分が無い場合、 $T_{zz} = -T_{tt}$  が結論される。従ってさらにこれらのエネルギー密度が時空内で一様と仮定すると、 $L = cT$  として

$$\hat{I}_z \equiv \iint_A \int_{A_0}^T T_{zz} dt dx dy = \iint_A \int_{A_0}^L T_{tt} dx dy dz = -\frac{\hat{H}}{c} \quad (6.11)$$

となる。これは、場の  $z$  成分が無く、相互作用が時空で一様ならば、 $-\hat{H}/c$  を空間発展演算子として用いてよいことを示している。これで空間発展を時間発展でシミュレートしてよいための条件が明らかとなり、かつ、シミュレートしてよい根拠も明らかとなった。

#### 6.4.2 雑音パワースペクトルの表式

光ビームを直接検波したときの雑音パワースペクトルの表式を空間発展描像で求めておく。3.3節で述べた方法とはアプローチがかなり異なる。

時間領域のモードとして単色波を採用する。モードを定義するための時間は 0 から  $T$  までであるので、周波数モード間隔  $\Delta\omega$  は  $\frac{2\pi}{T}$  である。このうち一つの  $\omega$  のモードだけ特に強い光で、他の  $\omega'$  のモードは真空状態であるとする。そこで電場を

$$\hat{E}_y = \sqrt{\frac{\hbar k_\omega}{2\epsilon_0 AT}} \hat{a}_\omega(z) e^{-i\omega t} + \sum_{\omega' \neq \omega} \sqrt{\frac{\hbar k_{\omega'}}{2\epsilon_0 AT}} \hat{a}_{\omega'}(z) e^{-i\omega' t} + \text{H.c.} \quad (6.12)$$

と展開する。ある地点  $z$  に置いた光ディテクターがその地点での光パワーを電流に変えていると仮定すれば、電流  $I$  は

$$I = \beta \cdot c \iint_A \frac{1}{2} \epsilon_0 \hat{E}_y^2 \quad (6.13)$$

で表される。ここで光パワーは電場の自乗をビームの断面積で積分したものに比例する。光パワーから電流への変換係数を  $\beta$  と置いた。この式に前の式を代入して電流の  $\Omega$  成分を求める。ただし  $\Omega$  はモード間の干渉で生ずるビート周波数  $\Omega \equiv |\omega' - \omega|$  である。観測にかかる項は  $\omega$  の光とそれ以外のモードのビート成分であり、真空場同士のビートは観測に寄与しないので、電流の  $\Omega$  成分は

$$I(\Omega) = \frac{\beta \hbar \omega}{2T} \left\{ \left[ \left( 1 + \frac{\Omega}{\omega} \right) \hat{a}_\omega^\dagger \hat{a}_{\omega+\Omega} + \left( 1 - \frac{\Omega}{\omega} \right) \hat{a}_\omega \hat{a}_{\omega-\Omega}^\dagger \right] e^{-i\Omega t} + \text{H.c.} \right\}. \quad (6.14)$$

となる。 $\Omega = 0$  の場合すなわち dc 成分は

$$\langle I_{dc} \rangle = \frac{\beta \hbar \omega}{2T} \left( \langle \hat{n}_\omega \rangle + \frac{1}{2} \right) \quad (6.15)$$

となる。後で使うため、量子効率 1 で一光子が一電子に変換される場合の  $\beta$  を求めておく。考えている時間  $T$  の間に電子が  $n$  個放出されたとすれば電流は  $\frac{en}{T}$  であるから、(6.15) 式で  $\frac{1}{2}$  を無視すれば  $\beta = \frac{2e}{\hbar \omega}$  となる。



スペクトラムアナライザの負荷抵抗を  $R$  とすれば、 $\Omega$  の雑音電力パワーは  $R[I(\Omega)]^2$  で表されるが、これを単位角振動数あたりのパワースペクトル密度に直すため  $\Delta\omega$  で割り算すると

$$P(\Omega) \equiv R \left\langle \int_0^T [I(\Omega)]^2 dt \right\rangle \quad (6.16)$$

となる。これに (6.14) 式を代入すれば、

$$P(\Omega) = \frac{\pi R}{T} (\beta \hbar \omega)^2 \langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle \quad (6.17)$$

を得る。ただし  $1 \pm \frac{\Omega}{\omega} \approx 1$  とした。量子効率が 1 の場合の  $\beta$  を代入し、単位角振動数あたりのスペクトルを単位振動数あたりのスペクトルに直すと、 $P(f) = \frac{2e^2 (\hbar \omega) R}{T} = 2e I_{dc} R$  を得る。これはショット雑音レベルを表す。以上は直接検波電流の雑音スペクトルであるが、ホモダイン検波も同様な考えで解析することができる。

上記の導出から分かるとおり、ショット雑音レベルは  $\omega$  の光の光子数の期待値で決まり、この光の量子状態とは関係がない。すなわち  $\hat{a}_\omega$  が光子数状態であっても、ショット雑音レベルには変わりがない。 $\hat{a}_\omega$  の光の状態が直接関係するのは、dc 成分で検出される光子数とその不確定性である。ショット雑音レベルと異なるレベルの雑音が観測されるためには、 $\omega$  と  $\omega \pm \Omega$  の三つの光の間で位相の相関がなければならない。その相関を与えるのが光のスクイジングや光カー効果による量子非破壊測定である。

## 6.5 節 相互作用の例

本章の理論の目的は相互作用がある場合の光ビームの発展を記述することである。通常の理論で摂動ハミルトニアンを求める必要があるように、ここでは空間発展生成演算子の摂動部が重要となる。種々の相互作用への応用例として、図 6.1 に示した例から選び解析する。これにより本方法のシステマティックな使用法が浮かび上がってくる。

### 6.5.1 方向性結合器

方向性結合器は図 6.6 に示すように二つの光導波路を近接させ、その間で光のやり取りを行う素子である。関与するモードは導波路 A を伝搬するモードと B を伝搬す

るモードである。いま簡単のため  $y$  方向に偏光した TE モードを考えると、電場は

$$\hat{E}_y = \sqrt{\frac{\hbar k}{2\epsilon T}} e^{-i(\omega t - kz)} [\hat{A}(z)\psi_A(x, y) + \hat{B}(z)\psi_B(x, y) + \text{H.c.}] \quad (6.18)$$

となる。ただし  $k$  は  $\omega$  から導波モード分散関係で定まる波数で、簡単のため両導波路で等しいとした。 $\hat{A}(z)$  および  $\hat{B}(z)$  は導波路 A および B の slowly varying annihilation operator、 $\psi_A(x, y)$  および  $\psi_B(x, y)$  はそれぞれの導波路の横モード関数である。それぞれの導波路の屈折率分布を誘電率で  $\Delta\epsilon_A(x, y)$  および  $\Delta\epsilon_B(x, y)$  とすると、互いに他の導波路の存在が摂動となるので摂動分極  $P_{\text{pert}}$  は

$$P_{\text{pert}} = \sqrt{\frac{\hbar k}{2\epsilon T}} e^{-i(\omega t - kz)} [\hat{A}(z)\psi_A(x, y)\Delta\epsilon_B(x, y) + \hat{B}(z)\psi_B(x, y)\Delta\epsilon_A(x, y) + \text{H.c.}] \quad (6.19)$$

を得る。これより

$$I_z = \hbar\kappa\hat{A}^\dagger\hat{B} + \hbar\kappa^*\hat{A}\hat{B}^\dagger \quad (6.20)$$

となる。ただし

$$\kappa \equiv \iint \psi_A^*(x, y) [\Delta\epsilon_B(x, y) + \Delta\epsilon_A(x, y)] \psi_B(x, y) dx dy \quad (6.21)$$

である。これより空間発展方程式は

$$\begin{cases} \frac{d}{dz}\hat{A} = -i\kappa\hat{B} \\ \frac{d}{dz}\hat{B} = -i\kappa^*\hat{A} \end{cases} \quad (6.22)$$

となる。この解は

$$\begin{cases} \hat{A}(z) = \hat{A}(0) \cos(|\kappa|z) - \frac{i\kappa}{|\kappa|} \hat{B}(0) \sin(|\kappa|z) \\ \hat{B}(z) = \hat{B}(0) \cos(|\kappa|z) - \frac{i\kappa^*}{|\kappa|} \hat{A}(0) \sin(|\kappa|z) \end{cases} \quad (6.23)$$

となる。方向性結合器は二入力二出力の線形素子であるのでビームスプリッターのモデルでもある。 $\kappa$  を純虚数、 $\sin(|\kappa|z)$  を  $\sqrt{T}$  とすれば本論文でよく用いたビームスプリッターの入出力関係式に一致する。この入出力関係は交換関係を保存し、エネルギー保存則 (入射光子数の和は出射光子数の和) を満足する。

### 6.5.2 パラメトリック増幅

パラメトリック増幅は図 6.7 に示すように強いポンプ光をエネルギー源として、二次の非線形光学効果を介して信号光とアイドラー光がカップリングするものである。

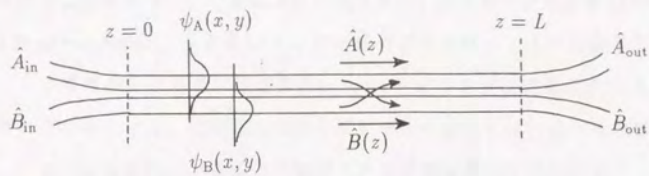


図 6.6: 方向性結合器。

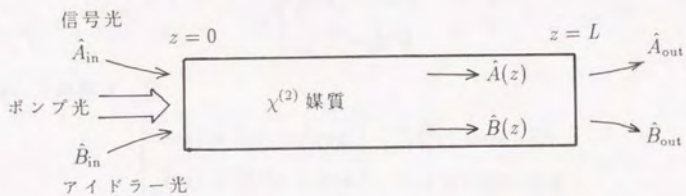


図 6.7: パラメトリック増幅。

関与するモードは導波路ポンプ (p)、信号光 (s)、アィドラー光 (i) の三つである。簡単のため  $y$  方向に偏光した平面波の TE モードを考えると、電場は

$$\hat{E}_y = \sqrt{\frac{\hbar k_p}{2\epsilon T A}} e^{-i(\omega_p t - k_p z)} \alpha_p + \sqrt{\frac{\hbar k_s}{2\epsilon T A}} e^{-i(\omega_s t - k_s z)} \hat{A} + \sqrt{\frac{\hbar k_i}{2\epsilon T A}} e^{-i(\omega_i t - k_i z)} \hat{B} + \text{H.c.}] \quad (6.24)$$

となる。ただし  $\alpha_p$  はポンプ光の振幅で、ポンプ光はエネルギー源としてだけ使うので古典的な位相と強度をもっている光として取り扱い、強度も一定とする (Pump nondepression approximation)。 $\hat{A}$  と  $\hat{B}$  はそれぞれ信号光とプローブ光の演算子である。パラメトリック過程のエネルギー保存条件  $\omega_p = \omega_s + \omega_i$  および位相整合条件  $k_p = k_s + k_i$  は満たされているとする。位相整合条件を満たすため現実には結晶の複屈折性を利用するが、いまの論旨とは別であるので簡単のため全部  $y$  方向で位相整合がとれているとする。また二次の非線形電気感受率を  $\chi^{(2)}$  とすれば摂動分極  $P_{\text{pert}}$  は  $\chi^{(2)} E^2$  であり、従って空間発展生成演算子  $\hat{I}_z$  は  $\chi^{(2)} E^3$  を  $(t, x, y)$  で積分したものであるので、この中で 0 から  $T$  まで時間積分して消えない項 ( $e^{i(\omega_p - \omega_s - \omega_i)t}$  など) のみ取り出すと、

$$I_z = \hbar \kappa \hat{A}^\dagger \hat{B}^\dagger + \hbar \kappa^* \hat{A} \hat{B} \quad (6.25)$$

となる。

$$\kappa \equiv \iint \left( \frac{\chi^{(2)}}{2\epsilon} \right) \sqrt{\frac{k_p k_s k_i}{2\epsilon A T}} dx dy \quad (6.26)$$

である。これより空間発展方程式は

$$\begin{cases} \frac{d}{dz} \hat{A} = -i\kappa \hat{B}^\dagger \\ \frac{d}{dz} \hat{B}^\dagger = i\kappa^* \hat{A} \end{cases} \quad (6.27)$$

となる。この解は

$$\begin{cases} \hat{A}(z) = \hat{A}(0) \cosh(|\kappa|z) - \frac{i\kappa}{|\kappa|} \hat{B}^\dagger(0) \sinh(|\kappa|z) \\ \hat{B}(z) = \hat{B}(0) \cosh(|\kappa|z) - \frac{i\kappa^*}{|\kappa|} \hat{A}(0) \sinh(|\kappa|z) \end{cases} \quad (6.28)$$

となる。パラメトリック過程は非線形光学媒質を必要とするが、ポンプ光は一定としているのでやはり二入力二出力の線形素子である。この入出力関係は交換関係を保存するが、エネルギー (光子数) はポンプ光から得ているので保存しない。また  $\cosh(|\kappa|z)$  を  $\sqrt{G}$  と置き、モード A のみに着目すると

$$\hat{A}(z) = \sqrt{G} \hat{A}(0) - \frac{i\kappa}{|\kappa|} \sqrt{G-1} \hat{B}(0) \quad (6.29)$$

となる。これは増幅およびそれにともなう雑音演算子の混入を意味している。

また (6.28) 式は光のスライジングを表す。ポンプ光の振動数を  $2\omega$ 、信号光とアイドラー光をそれぞれ  $\omega + \Omega$  および  $\omega - \Omega$  とする。ポンプ光は振動数  $\omega$  の基本光を第二高調波発生 (SHG) で周波数通倍してつくられる。パラメトリック相互作用の後信号光とアイドラー光をビームスプリッターで混合した光がスライジングされている。基本光を参照光としてそれをホモダイン検波したときのスペクトラムアナライザー上の雑音パワーの  $\Omega$  成分を計算すると、参照光とスライズド光が in phase のときは

$$P(f, z) = 2eIR \cdot e^{-|\kappa|z} \quad (6.30)$$

out of phase のときは

$$P(f, z) = 2eIR \cdot e^{|\kappa|z} \quad (6.31)$$

となって、 $\Omega$  にはよらない白色雑音となる。(6.30) 式はショット雑音より雑音レベルが小さくなることを示している。また  $z$  は相互作用長であり、 $z$  が大きいほどスライジングの程度も大きい。すなわち、 $\chi^{(2)}$  媒質内の  $z$  の位置におけるスライジングの程度が、 $P(f, z)$  に現れている。これは観測にかかる物理量が  $t$  ではなく  $z$  の関数として自然に計算されることを示している。

### 6.5.3 吸収と増幅

線形吸収および増幅は図 6.8 に示すように、メインの光ビームに微小な方向性結合器および微小なパラメトリック増幅が  $z$  方向に分布しているものとする。

長さ  $L$  の間に  $\delta z$  の間隔で  $N$  個の方向性結合器があるとし、それぞれの結合器に入り込む真空場を  $\hat{c}_j (1 \leq j \leq N)$  とする。一つの結合における損失値  $\sin(|\kappa|\delta z)$  を  $\delta\eta$  とすれば、 $z = i\delta z$  において

$$\hat{A}(z + \delta z) = \sqrt{1 - \delta\eta} \hat{A}(z) + \sqrt{\delta\eta} \hat{c}_j = \left(1 - \frac{\delta\eta}{2}\right) \hat{A}(z) + \sqrt{\delta\eta} \hat{c}_j \quad (6.32)$$

となる。いま  $\delta z \rightarrow 0$  の極限を考えるので、地点  $z$  で単位長さあたり入り込む真空場の雑音演算子を

$$\hat{f}(z) \equiv \lim_{\delta z \rightarrow 0} \frac{\hat{c}_j}{\sqrt{\delta\eta}} \quad (6.33)$$

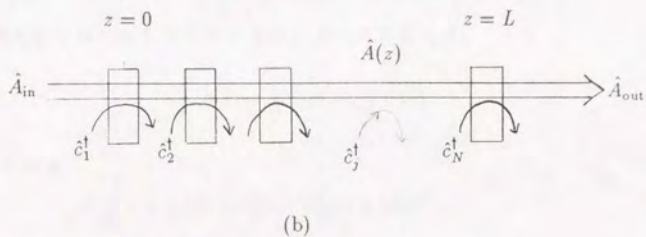
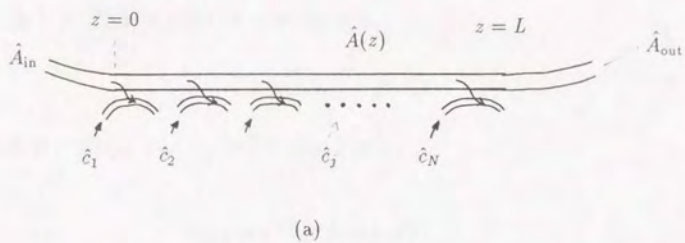


図 6.8: 線形吸収および増幅のモデル。(a) 線形吸収。(b) 線形増幅。

で定義する。 $\hat{f}(z)$  は  $z$  の関数の形になっているが、これは雑音演算子が  $z$  とともにどう発展するかを表すのではなく、地点  $z$  に位置する、他とは独立な雑音源を表している。 $\hat{f}(z)$  は交換関係  $[\hat{f}(z), \hat{f}(z')] = \delta(z' - z)$  を満たす。また単位長さあたりの損失を  $\alpha \equiv \frac{d\eta}{dz}$  で定義する。これらを用いると (6.32) 式は

$$\frac{d}{dz} \hat{A}(z) = -\frac{\alpha}{2} \hat{A}(z) + \sqrt{\alpha} \hat{f}(z) \quad (6.34)$$

これは損失を表す空間的ランジュバン方程式である。

この解は

$$\hat{A}(L) = \sqrt{1 - \Gamma} \hat{A}(0) + \sqrt{\Gamma} \hat{c} \quad (6.35)$$

ただし、

$$\Gamma \equiv 1 - e^{-\alpha L} \quad (6.36)$$

$$\hat{c} \equiv \sqrt{\frac{\alpha}{1 - e^{-\alpha L}}} \int_0^L \exp\left[-\frac{\alpha(L-z)}{2}\right] \hat{f}(z) dz \quad (6.37)$$

である。すなわち分布損失は一ヶ所に  $\Gamma$  の損失があるのと等価である。

分布増幅も全く同様にして空間的ランジュバン方程式は

$$\frac{d}{dz} \hat{A}(z) = \frac{g}{2} \hat{A}(z) + \sqrt{g} \hat{f}^\dagger(z) \quad (6.38)$$

となり、この解は

$$\hat{A}(L) = \sqrt{G - 1} \hat{A}(0) + \sqrt{G} \hat{c}^\dagger \quad (6.39)$$

ただし、

$$G \equiv e^{gL} - 1 \quad (6.40)$$

$$\hat{c}^\dagger \equiv \sqrt{\frac{g}{e^{gL} - 1}} \int_0^L \exp\left[\frac{g(L-z)}{2}\right] \hat{f}^\dagger(z) dz \quad (6.41)$$

である。すなわち分布増幅は一ヶ所に  $G$  の増幅があるのと等価である。

しかし分布損失や増幅以外に周期構造や非線形光学効果などがある場合は、一ヶ所に損失が集中しているとしてはならない。その場合の計算法も上記の考えに従って、空間的に分布する雑音源を取り入れた空間発展方程式を解いて求められる。

#### 6.5.4 周期構造

周期構造はDFBレーザー (Distributed Feedback Laser) や多層蒸着膜ミラーなどに用いられる。周期的に屈折率が変化する媒質を光ビームが通過するとき、あらゆる位置で反射が起こる。このとき周期に応じて鋭い波長選択性を持つ。図 6.9 に構造を示す。関与するモードは  $+z$  方向に伝搬する A モードと  $-z$  方向に伝搬する B モードである。

双方向結合すなわち  $+z$  方向に伝搬する光ビームと  $-z$  方向に伝搬するビームがカブリングを起こすことが大きな特徴である。これは通常の時間発展描像では見られない式の構造である。すなわち時間発展描像では物事の変化は過去から未来への一方向であるので、運動方程式の積分は初期条件を与えて一方向に行う。その変化は (関与するすべての自由度を考慮すれば) ユニタリーである。しかし周期構造を空間発展描像で解析すると、一方向ではなく双方向に積分して答がセルフコンシステントになっていることが要求される。

簡単のため  $y$  方向に偏光した平面波の TE モードを考えると、電場は

$$\hat{E}_y = \sqrt{\frac{\hbar k}{2\epsilon T A}} [e^{-i(\omega t - kz)} \hat{A} + e^{-i(\omega t + kz)} \hat{B}] \quad (6.42)$$

となる。屈折率が  $\Lambda$  の周期で変化しているとすれば、摂動  $\Delta\epsilon$  は

$$\Delta\epsilon = \Delta\epsilon_0 \exp\left(i\frac{2\pi}{\Lambda}z\right) + \text{c.c.} \quad (6.43)$$

で与えられる。周期は光の波長の二倍に近いとして位相不整合量を  $\Delta\beta \equiv k - \frac{\pi}{\Lambda}$  で定義する。屈折率の変化を摂動として運動方程式をたてると、結合定数を  $\kappa$  とおいてこれより空間発展方程式は

$$\begin{cases} \frac{d}{dz} \hat{A} = \kappa^* e^{2i\Delta\beta z} \hat{B} \\ \frac{d}{dz} \hat{B} = \kappa e^{-2i\Delta\beta z} \hat{A} \end{cases} \quad (6.44)$$

となる。周期構造の長さを  $L$  とすれば、独立に与えられる入射光は  $\hat{A}(0)$  と  $\hat{B}(L)$  である。これらをそれぞれ  $\hat{A}_{in}$  および  $\hat{B}_{in}$  と書くと、(6.44) 式の解は

$$\hat{A}(z) = \xi_1(z) \cdot \hat{A}_{in} + \xi_2(z) \cdot \hat{B}_{in} \quad (6.45)$$

$$\hat{B}(z) = \xi_3(z) \cdot \hat{A}_{in} + \xi_4(z) \cdot \hat{B}_{in} \quad (6.46)$$



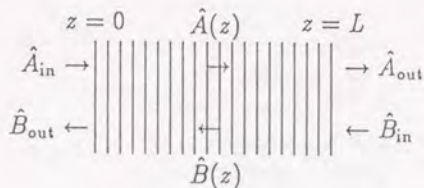


図 6.9: 周期構造中を伝搬する光ビーム。

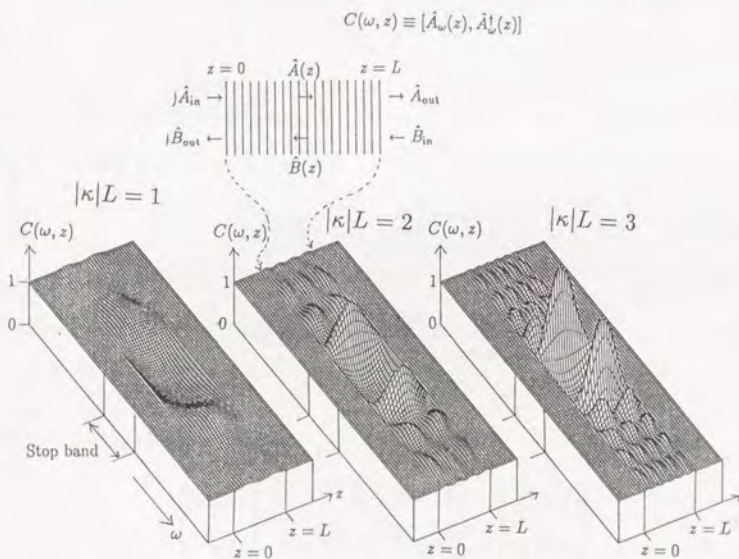


図 6.10: 双方向結合における交換関係。(a)  $|\kappa|L = 1$ 。(b)  $|\kappa|L = 2$ 。(c)  $|\kappa|L = 3$ 。

ただし

$$\xi_1(z) \equiv \frac{e^{i\Delta\beta z} \{\Delta\beta \sinh[S(z-L)] + iS \cosh[S(z-L)]\}}{-\Delta\beta \sinh(SL) + iS \cosh(SL)} \quad (6.47)$$

$$\xi_2(z) \equiv \frac{i\kappa^* e^{i\Delta\beta(z+L)} \sinh(Sz)}{-\Delta\beta \sinh(SL) + iS \cosh(SL)} \quad (6.48)$$

$$\xi_3(z) \equiv \frac{i\kappa e^{-i\Delta\beta z} \sinh[S(z-L)]}{-\Delta\beta \sinh(SL) + iS \cosh(SL)} \quad (6.49)$$

$$\xi_4(z) \equiv \frac{e^{-i\Delta\beta(z-L)} [-\Delta\beta \sinh(Sz) + iS \cosh(Sz)]}{-\Delta\beta \sinh(SL) + iS \cosh(SL)} \quad (6.50)$$

$$S \equiv \sqrt{|\kappa|^2 - (\Delta\beta)^2} \quad (6.51)$$

である。これは  $0 \leq z \leq L$  (図 6.9 参照) の中で演算子の  $z$  依存性を表す。

出力される光すなわち  $\hat{A}_{\text{out}} \equiv \hat{A}(L)$  および  $\hat{B}_{\text{out}} \equiv \hat{B}(0)$  を求めると、

$$\hat{A}_{\text{out}} = \frac{iS e^{i\Delta\beta L}}{-\Delta\beta \sinh(SL) + iS \cosh(SL)} \cdot \hat{A}_{\text{in}} + \frac{i\kappa^* e^{2i\Delta\beta L} \sinh(SL)}{-\Delta\beta \sinh(SL) + iS \cosh(SL)} \cdot \hat{B}_{\text{in}} \quad (6.52)$$

および

$$\hat{B}_{\text{out}} = \frac{iS e^{i\Delta\beta L}}{-\Delta\beta \sinh(SL) + iS \cosh(SL)} \cdot \hat{B}_{\text{in}} - \frac{i\kappa \sinh(SL)}{-\Delta\beta \sinh(SL) + iS \cosh(SL)} \cdot \hat{A}_{\text{in}} \quad (6.53)$$

となる。見やすくするため反射率  $r$  を

$$r \equiv \left| \frac{\partial \hat{B}(0)}{\partial \hat{A}(0)} \right|^2 = \frac{|\kappa|^2 \sinh^2(SL)}{S^2 + |\kappa|^2 \sinh^2(SL)} \quad (6.54)$$

で定義し、

$$\theta \equiv \arg \left[ \frac{iS e^{i\Delta\beta L}}{-\Delta\beta \sinh(SL) + iS \cosh(SL)} \right] \quad (6.55)$$

$$\phi \equiv \arg(\kappa^*) + \Delta\beta L \quad (6.56)$$

とすると、(6.53) 式は

$$\begin{pmatrix} \hat{A}_{\text{out}} \\ \hat{B}_{\text{out}} \end{pmatrix} = e^{i\theta} \begin{pmatrix} \sqrt{1-r} & \sqrt{r} e^{i\phi} \\ \sqrt{r} e^{-i\phi} & \sqrt{1-r} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{A}_{\text{in}} \\ \hat{B}_{\text{in}} \end{pmatrix} \quad (6.57)$$

この関係式は反射率  $r$  が鋭い波長選択性を有するビームスプリッターの入出力関係である。従って交換関係を保存している。

周期構造の外部に出射する光については以上のように入射光で記述できる。内部の光については特殊な事情がある。これまでの例と異なるのは、(6.45)~(6.51) 式か

ら分かるように媒質の長さ  $L$  が媒質内部の場に関連していることである。これは双方向結合が一方向の積分で解けず、 $z=0$  と  $z=L$  の境界条件を満足するように決められるからである。このとき、内部の場を単独に取り出して観測することはできない。観測しようと思って例えばビームスプリッターを挿入すると、それは別の真空場を媒質内に導入することになるからである。内部の場が観測できない量であることを反映し、内部の場については交換関係が異常となっている。独立な入射光の交換関係を 1 として (6.45) 式 (6.51) 式を用いて内部の場についての交換関係を計算すると、

$$[\hat{A}(z), \hat{A}^\dagger(z)] = [\hat{B}(z), \hat{B}^\dagger(z)] = \frac{S^2 + |\kappa|^2 \sinh^2[S(z-L)] + |\kappa|^2 \sinh^2(Sz)}{S^2 + |\kappa|^2 \sinh^2(SL)} \quad (6.58)$$

となる。図 6.10 に交換関係を示す。周期構造の外部 ( $z \leq 0$ ,  $z \geq L$ ) では 1 であるが、内部では 1 でなく  $\omega$  と  $z$  の複雑な関数となっている。さて、Heisenberg の不確定性原理は交換関係から導かれる。そこで、交換関係が 1 でないことから双方向結合領域内の内部場に対し Heisenberg の不確定性原理が破れているのではないかという疑問が生ずる。

それに対する答は次のようになる。Heisenberg の不確定性原理を確かめるためには内部場を外部に取り出し、二つの共役な量、例えば sine 成分と cosine 成分を別々に何回も測定し、その不確定量を求める必要がある。ところが、内部場を外部に取り出すためにビームスプリッターなどを周期構造内に置くと、そのビームスプリッターを通じて外部真空場が周期構造内に導入され、それが双方向結合を起こすために、もとの内部場を変えてしまう。またそのために、ビームスプリッターを通じて外部に取り出された場については交換関係が必ず 1 となっている。ビームスプリッター以外の取り出し方 (例えば内部場をパラメトリック過程のポンプ光または信号光とする方法など) をすべて検討したわけではないが、どんな取り出し方をしても外部に出た場は正常な交換関係を有していると確信される。これが正しいとすれば、内部場の不確定関係をありのままに見る方法はない。言い替えれば、観測できない量に対して Heisenberg の不確定性原理が破れているとも言える。

それではこの異常な交換関係は計算の途中に現れるに過ぎず、物理的意味は何も無いのか? 上に述べたように二つの量の不確定関係を見る方法は無さそうであるが、その場所で双方向結合が起きているという事実を外部から実験的に見る方法はある。例

えば、上に述べたビームスプリッターを挿入した場合、そのビームスプリッターの見かけの反射率が自由空間中の反射率に比べ、増強されたり抑圧されたりして見える。これは、そのビームスプリッターに外部から光をあて、通過して来る光の強度を測定することにより分かる。これとよく似た状況として、結合領域内に置かれた二準位原子の自然放出が自由空間中の原子比べて増強されたり抑圧されたりする事実がある。この二つの違いは、ビームスプリッターの場合は内部場と相互作用するのは同じ $\omega$ の外部場(ボゾン場)であり、相互作用は2モード結合すなわち

$$\hat{I}_{\text{int}} = \hbar \left[ \kappa \hat{a}_\omega^\dagger \hat{b}_\omega + \kappa^* \hat{b}_\omega^\dagger \hat{a}_\omega \right] \quad (6.59)$$

の形であるのに対し、原子の自然放出の場合相互作用するのは二準位原子の昇降演算子(フェルミオンの生成消滅演算子) $\sigma^\dagger$ および $\sigma$ であり、原子が共鳴し得る内部場モードすべてとの相互作用すなわち

$$\hat{I}_{\text{int}} = \hbar \sum_\omega \left[ \kappa \hat{a}_\omega^\dagger \hat{\sigma} + \kappa^* \hat{a}_\omega \hat{\sigma}^\dagger \right] \quad (6.60)$$

の形である点である。共通点は、それぞれプローブとなる外部場あるいは原子を励起しておき、それが内部場に結合する際の実効的結合定数が自由空間中の結合定数 $\kappa$ に比べて増強されているか抑圧されているかを測る点である。以上のように、「交換関係が1でないこと」と「双方向結合が起きていること」を同義語と解釈すれば、交換関係が1でないことを外部から実験的に見ることは可能である。

なお、二準位原子の自然放出が電磁波の共振器中で増強されたり抑圧されたりする現象は古くから指摘されており、[94][95][96]この方面の研究はcavity quantum electrodynamicsとして最近再び脚光を浴びている。たとえばミリ波帯での自然放出の抑圧観測、[97][98][99]光波帯での自然放出の抑圧観測、[100][101]単一原子レーザー、[99]などである。さらに半導体ブラッグ共振器を用いて自然放出光を抑圧する提案、[102][103][104][105]およびその実験[106][107]などがある。

実際の場合周期構造に分布損失があるし、DFBレーザーでは分布増幅を与える。その場合も分布した雑音源を導入して結合方程式を書くことができ、増幅の場合

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dz} \hat{A}(z) &= \kappa^* e^{2i\Delta\beta z} \hat{B}(z) + \frac{g}{2} \hat{A}(z) + \sqrt{g} \hat{f}_A^\dagger(z) \\ \frac{d}{dz} \hat{B}(z) &= \kappa e^{-2i\Delta\beta z} \hat{A}(z) - \frac{g}{2} \hat{B}(z) + \sqrt{g} \hat{f}_B^\dagger(z) \end{aligned} \right\} \quad (6.61)$$

分布損失の場合

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dz}\hat{A}(z) &= \kappa^* e^{2i\Delta\beta z}\hat{B}(z) - \frac{\alpha}{2}\hat{A}(z) + \sqrt{g}\hat{f}_A(z) \\ \frac{d}{dz}\hat{B}(z) &= \kappa e^{-2i\Delta\beta z}\hat{A}(z) + \frac{\alpha}{2}\hat{B}(z) + \sqrt{g}\hat{f}_B(z) \end{aligned} \right\} \quad (6.62)$$

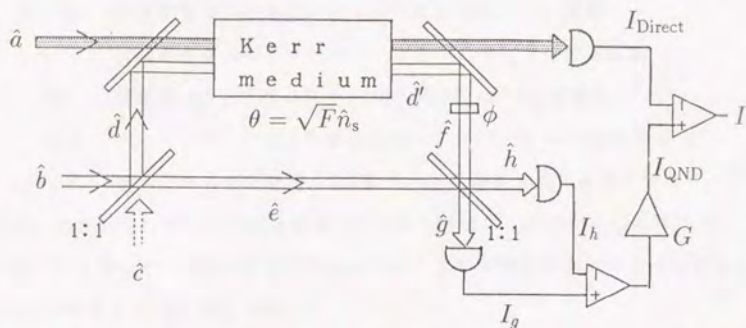
となる。ただし  $\hat{f}_A^{\dagger}(z)$ 、 $\hat{f}_B^{\dagger}(z)$ 、 $\hat{f}_A(z)$  および  $\hat{f}_B(z)$  はそれぞれの方向の増幅または損失に伴う分布真空場である。これら方程式の解も解析的に求めることができ、その表式は複雑であるが、内部場に対する交換関係が一般的には 1 でないことおよび外部場に対しては 1 であることが導かれる。[108]

## 6.6 節 光カー効果を用いた光ビーム強度の QND 測定の記述

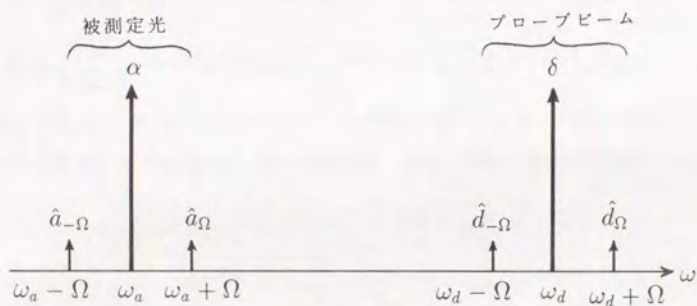
この節では第 3 章および第 4 章で展開した光カー効果を用いる QND 測定系を、ビームの量子力学的取扱いを使って記述する。取扱い上の主な違いは、前の方法では時間とともに被測定光強度の光子数の統計的分布が光カー効果によってプローブ光の位相の分布に焼き写されて行く様子を記述したのであるが、この節ではビーム伝搬とともに被測定光強度の時間的揺らぎの  $\Omega$  成分がプローブ光の位相の揺らぎの  $\Omega$  成分に焼き写されて行く様子を記述する。こうして光カー媒質出口での被測定光とプローブ光の相関が雑音パワースペクトルの言葉で直接表される。

### 6.6.1 光カー効果の相互位相変調効果

被測定光強度の時間的揺らぎの  $\Omega$  成分とプローブ光の位相の揺らぎの  $\Omega$  成分がビーム伝搬とともに相関を形成する様子を記述するためには、それぞれの光に対して中心周波数のみならずそれと  $\pm\Omega$  だけ離れたモードを考える必要がある。すなわち図 6.11 に示すような光カー効果による光ビーム強度の QND 測定系において、すべてのビームに三つずつモードを考える。この系全体の解析は 6.6.2 で述べる。ここではその準備として光カー媒質内の伝搬に伴う相互位相変調効果を記述する。いま



(a)



(b)

図 6.11: 光カー効果による光ビーム強度の QND 測定系における各部の演算子。(a) 全体の系。それぞれのビームに対して中心周波数およびそれと  $\pm\Omega$  だけ離れたモードを考慮する。バランスミキサードetekターの測定電流は適当な可変増幅率  $G$  で増幅され、被測定光の直接検波電流と比較され、雑音パワースペクトルが測定される。(b) 被測定光とプローブビームの周波数モード。

$\hat{E}_a, \hat{E}_d$ : 被測定光およびプローブビームの電場

$\omega_a, \omega_d$ : 被測定光およびプローブビームの中心モードの角振動数

$k_a, k_d$ : 被測定光およびプローブビームの中心モードの波数

$\alpha, \delta$ : 被測定光およびプローブビームの中心モードの複素振幅

$\hat{a}_{\pm\Omega}$ : 被測定光の $\pm\Omega$ 離れたモードの slowly varying 演算子

$\hat{d}_{\pm\Omega}$ : プローブビームの $\pm\Omega$ 離れたモードの slowly varying 演算子

$T$ : 量子化のための時間 (周波数モード分解能を決める測定時間)

とする。ただし中心モードは古典的に強い光として演算子の代わりに $\alpha$ および $\delta$ の振幅で表した。従って被測定光およびプローブビームの時間 $T$ あたりの光子数はそれぞれ $n_a = \alpha^* \alpha$ および $n_d = \delta^* \delta$ となる。

電場は中心モードと $\pm\Omega$ だけ離れた二つのモードの和であるから、

$$\hat{E}_a = \sqrt{\frac{\hbar k_a}{2\epsilon AT}} e^{-i(\omega_a t - k_a z)} \left[ \alpha + \hat{a}_{\Omega}(z) e^{-i(\Omega t - Kz)} + \hat{a}_{-\Omega}(z) e^{i(\Omega t - Kz)} \right] + \text{H.c.} \quad (6.63)$$

$$\hat{E}_d = \sqrt{\frac{\hbar k_d}{2\epsilon AT}} e^{-i(\omega_d t - k_d z)} \left[ \delta + \hat{d}_{\Omega}(z) e^{-i(\Omega t - Kz)} + \hat{d}_{-\Omega}(z) e^{i(\Omega t - Kz)} \right] + \text{H.c.} \quad (6.64)$$

となる。ただし $K \equiv \Omega/v_{\text{phase}}$ は各モードの波数の違いである。根号で表される係数については各モードの波数の違いを無視した。光カー効果の空間発展演算子は

$$\begin{aligned} \hat{I}_{\text{int}} = & -\frac{1}{2} \int_0^T dt \iint \chi^{(3)} \hat{E}_a^2 \hat{E}_d^2 dx dy = \frac{k_a k_d \chi^{(3)}}{2A} \left( \frac{\hbar}{2\epsilon T} \right)^2 \\ & \cdot \int_0^T \left\{ e^{-i(\omega_a t - k_a z)} \left[ \alpha + \hat{a}_{\Omega}(z) e^{-i(\Omega t - Kz)} + \hat{a}_{-\Omega}(z) e^{i(\Omega t - Kz)} \right] + \text{H.c.} \right\}^2 \\ & \cdot \left\{ e^{-i(\omega_d t - k_d z)} \left[ \delta + \hat{d}_{\Omega}(z) e^{-i(\Omega t - Kz)} + \hat{d}_{-\Omega}(z) e^{i(\Omega t - Kz)} \right] + \text{H.c.} \right\}^2 dt \quad (6.65) \end{aligned}$$

となる。この積分の中を展開すると $6^4 = 1296$ 個の項が出てくるが、大部分は $\int_0^T dt$ で0となる。この積分で残る項はさらに、二つの中心モードと二つの真空場の積を含む項と、四つの真空場の積の項に分類される。このうち後者は最後に期待値をとるときに消えるので前者のみ残すと、

$$\begin{aligned} \hat{I}_{\text{int}} = & -\hbar \kappa (1 + |\alpha|^2 |\delta|^2 + |\alpha|^2 \hat{d}_{\Omega}^{\dagger} \hat{d}_{\Omega} + |\alpha|^2 \hat{d}_{-\Omega}^{\dagger} \hat{d}_{-\Omega} + |\delta|^2 \hat{a}_{\Omega}^{\dagger} \hat{a}_{\Omega} + |\delta|^2 \hat{a}_{-\Omega}^{\dagger} \hat{a}_{-\Omega} \\ & + \delta^* \alpha \hat{a}_{\Omega}^{\dagger} \hat{d}_{\Omega} + \delta^* \alpha \hat{a}_{-\Omega}^{\dagger} \hat{d}_{-\Omega} + \alpha \delta \hat{a}_{\Omega}^{\dagger} \hat{d}_{-\Omega} + \alpha \delta \hat{a}_{-\Omega}^{\dagger} \hat{d}_{\Omega} \\ & + \alpha^* \delta^* \hat{a}_{\Omega} \hat{d}_{-\Omega} + \alpha^* \delta^* \hat{a}_{-\Omega} \hat{d}_{\Omega} + \alpha^* \delta^* \hat{a}_{-\Omega} \hat{d}_{\Omega} + \alpha^* \delta^* \hat{a}_{\Omega} \hat{d}_{-\Omega}) \quad (6.66) \end{aligned}$$

となる。ただし結合定数を

$$\kappa \equiv \frac{\hbar k_a k_d \chi^{(3)}}{2AT\epsilon^2} \quad (6.67)$$

で定義した。各演算子の運動方程式 (伝搬方程式) は、

$$\frac{d}{dz} \hat{d}_\Omega = i\kappa|\alpha|^2 \hat{d}_\Omega + i\kappa\delta(\alpha^* \hat{a}_\Omega + \alpha \hat{a}_\Omega^\dagger) \quad (6.68)$$

$$\frac{d}{dz} \hat{d}_{-\Omega} = i\kappa|\alpha|^2 \hat{d}_{-\Omega} + i\kappa\delta(\alpha^* \hat{a}_{-\Omega} + \alpha \hat{a}_{-\Omega}^\dagger) \quad (6.69)$$

$$\frac{d}{dz} \hat{a}_\Omega = i\kappa|\delta|^2 \hat{a}_\Omega + i\kappa\alpha(\delta^\dagger \hat{d}_\Omega + \delta \hat{d}_\Omega^\dagger) \quad (6.70)$$

$$\frac{d}{dz} \hat{a}_{-\Omega} = i\kappa[|\delta|^2 \hat{a}_{-\Omega} + i\kappa\alpha(\delta^* \hat{d}_{-\Omega} + \delta \hat{d}_{-\Omega}^\dagger)] \quad (6.71)$$

となる。この四式が相互位相変調効果の伝搬方程式である。それぞれの式において第一項は被測定光とプローブビームの位相が互いに他の dc 成分強度に感応する項、第二項は変動成分に感応する項である。従って、強度の変動を互いに他の位相の変動に焼き写すのは第二項である。

これらの式を  $z=0$  から  $L$  まで積分すると、

$$\hat{d}_\Omega(L) \cong e^{i\kappa|\alpha|^2 L} \hat{d}_\Omega(0) + i\kappa\delta \left[ \alpha^* \hat{a}_\Omega(0) + \alpha \hat{a}_{-\Omega}^\dagger(0) \right] L \quad (6.72)$$

$$\hat{d}_{-\Omega}(L) \cong e^{i\kappa|\alpha|^2 L} \hat{d}_{-\Omega}(0) + i\kappa\delta \left[ \alpha^* \hat{a}_{-\Omega}(0) + \alpha \hat{a}_\Omega^\dagger(0) \right] L \quad (6.73)$$

$$\hat{a}_\Omega(L) \cong e^{i\kappa|\delta|^2 L} \hat{a}_\Omega(0) + i\kappa\alpha \left[ \delta^* \hat{d}_\Omega(0) + \delta \hat{d}_{-\Omega}^\dagger(0) \right] L \quad (6.74)$$

$$\hat{a}_{-\Omega}(L) \cong e^{i\kappa|\delta|^2 L} \hat{a}_{-\Omega}(0) + i\kappa\alpha \left[ \delta^* \hat{d}_{-\Omega}(0) + \delta \hat{d}_\Omega^\dagger(0) \right] L \quad (6.75)$$

を得る。ただし第二項に関しては積分を一次近似で打ち切った。それぞれの式において第一項は被測定光とプローブビームの位相が互いに他の dc 成分強度に感応する項、第二項は変動成分に感応する項であるが、その影響は光カー媒質の長さ  $L$  (これは光カー媒質中のビームの位置とも解釈できる) とともに増大して行くことが分かる。また  $\kappa L$  は前に定義した  $\sqrt{F}$  に等しく、 $|\alpha|^2$  は被測定光の光子数  $n_{in}$  に等しいことを用いると、図 6.11(a) の光カー媒質の前後の入出力関係は

$$\hat{d}_{\pm\Omega} = e^{i\theta} \hat{d}_{\pm\Omega} + i\sqrt{F}\delta(\alpha^* \hat{a}_{\pm\Omega} + \alpha \hat{a}_{\mp\Omega}^\dagger) \quad (6.76)$$

$$\delta' = e^{i\theta} \delta \quad (6.77)$$

と表される。ただし

$$\theta \equiv \sqrt{F}n_s = \kappa|\alpha|^2 L. \quad (6.78)$$



## 6.6.2 QND 測定系

光カー効果の記述を行ったので、次に図 6.11(a) の系を解析する。

第 3 章 (p. 46) と同様な計算を今度は三つのモードについて行くと、まずビームスプリッター 1 において

$$\hat{d}_{\pm\Omega} = \sqrt{\frac{1}{2}}(\hat{b}_{\pm\Omega} + \hat{c}_{\pm\Omega}) \quad (6.79)$$

$$\hat{e}_{\pm\Omega} = \sqrt{\frac{1}{2}}(\hat{b}_{\pm\Omega} - \hat{c}_{\pm\Omega}) \quad (6.80)$$

$$\delta = \alpha_e = \sqrt{\frac{1}{2}}\beta \quad (6.81)$$

ただし  $\beta$  はプローブ光の中心周波数モードの複素振幅、 $\alpha_e$  はビーム  $\hat{e}$  の中心周波数モードの複素振幅である。中心周波数モードは強い古典的光であり、ビームスプリッターでの真空場の混入は結論に関係しないので無視した。光カー媒質の入出力関係は既に (6.76) 式 ~ (6.78) 式で表されている。位相板による位相変化  $\phi$  より

$$\hat{f}_{\pm\Omega} = \hat{d}_{\pm\Omega} e^{i\phi} \quad (6.82)$$

ビームスプリッター 2 において

$$\hat{g}_{\pm\Omega} = \sqrt{\frac{1}{2}}(\hat{e}_{\pm\Omega} + \hat{f}_{\pm\Omega}) \quad (6.83)$$

$$\alpha_g = \sqrt{\frac{1}{2}}(\alpha_e + \alpha_f) \quad (6.84)$$

$$\hat{h}_{\pm\Omega} = \sqrt{\frac{1}{2}}(\hat{e}_{\pm\Omega} - \hat{f}_{\pm\Omega}) \quad (6.85)$$

$$\alpha_h = \sqrt{\frac{1}{2}}(\alpha_e - \alpha_f) \quad (6.86)$$

である。以上により  $\alpha_g$ 、 $\hat{g}_{\pm\Omega}$ 、 $\alpha_h$ 、および  $\hat{h}_{\pm\Omega}$  を求めることができ、その結果は

$$\alpha_g = \frac{\beta}{2}[1 + e^{i(\theta+\phi)}] \quad (6.87)$$

$$\hat{g}_{\pm\Omega} = \frac{1}{2}\left\{\hat{b}_{\pm\Omega}[1 + e^{i(\theta+\phi)}] + \hat{c}_{\pm\Omega}[-1 + e^{i(\theta+\phi)}] + ie^{i\phi}\sqrt{F}\beta(\alpha^*\hat{a}_{\pm\Omega} + \alpha\hat{a}_{\mp\Omega}^\dagger)\right\} \quad (6.88)$$

$$\alpha_h = \frac{\beta}{2}[1 - e^{i(\theta+\phi)}] \quad (6.89)$$

$$\hat{h}_{\pm\Omega} = \frac{1}{2}\left\{\hat{b}_{\pm\Omega}[1 - e^{i(\theta+\phi)}] + \hat{c}_{\pm\Omega}[-1 - e^{i(\theta+\phi)}] - ie^{i\phi}\sqrt{F}\beta(\alpha^*\hat{a}_{\pm\Omega} + \alpha\hat{a}_{\mp\Omega}^\dagger)\right\} \quad (6.90)$$

となる。ここで光検波電流の表式 (6.14) 式において量子効率 1 の条件すなわち  $\beta = \frac{2\epsilon}{\hbar\omega}$  および近似  $1 \pm \frac{\Omega}{\omega} \simeq 1$  を用いれば、 $I_g$  および  $I_h$  は

$$I_g = \frac{e}{T} \left[ \alpha_g^* \hat{g}_\Omega + \alpha_g \hat{g}_{-\Omega}^\dagger \right] e^{-i\Omega t} + \text{H.c.} \quad (6.91)$$

$$I_h = \frac{e}{T} \left[ \alpha_h^* \hat{h}_\Omega + \alpha_h \hat{h}_{-\Omega}^\dagger \right] e^{-i\Omega t} + \text{H.c.} \quad (6.92)$$

(6.87)、(6.88)、(6.89)、および (6.90) 式を (6.91) 式と (6.92) 式に代入することにより、光カー効果による QND 測定信号電流  $I_{\text{QND}}$  は

$$I_{\text{QND}} \equiv G(I_g - I_h) = \frac{eG}{T} \left[ \cos(\theta + \phi)(\beta^* \hat{b}_\Omega + \beta \hat{b}_{-\Omega}^\dagger) + i \sin(\theta + \phi)(\beta^* \hat{c}_\Omega - \beta \hat{c}_{-\Omega}^\dagger) - \sin \phi \sqrt{F} |\beta|^2 (\alpha^* \hat{a}_\Omega + \alpha \hat{a}_{-\Omega}^\dagger) \right] e^{-i\Omega t} + \text{H.c.} \quad (6.93)$$

となる。ここで  $G$  は、本来光カー効果による測定出力レベルを被測定光の直接検波レベルに合わせるために必要なアンプの増幅率で、第 3 章に述べたように理論的には  $G = 1/\sqrt{F n_p}$  とすべきことが分かっているが、実験上はその値は干渉計の感度、プローブ光のアライメントやディテクター回路の状態に依存して変わり得る。従って  $G$  は実験の都度事前に校正しなければならぬ。ここでは後に説明するようにその校正を必要とせず、 $G$  を可変として 0 から動かしたときの雑音レベルの変化を見ることを想定する。

一方、被測定光の直接検波電流は

$$I_{\text{Direct}} = \frac{e}{T} \left[ \alpha^* \hat{a}_\Omega + \alpha \hat{a}_{-\Omega}^\dagger \right] e^{-i\Omega t} + \text{H.c.} \quad (6.94)$$

であるので、両者の相関を見るために差をとってスペクトラムアナライザーに入れる電流  $I_{\text{Diff}}$  は

$$\begin{aligned} I_{\text{Diff}} &= I_{\text{Direct}} - I_{\text{QND}} \\ &= \frac{e}{T} \left\{ (1 - \sin \phi G \sqrt{F} n_p) (\alpha^* \hat{a}_\Omega + \alpha \hat{a}_{-\Omega}^\dagger) \right. \\ &\quad \left. - G \left[ \cos(\theta + \phi)(\beta^* \hat{b}_\Omega + \beta \hat{b}_{-\Omega}^\dagger) + i \sin(\theta + \phi)(\beta^* \hat{c}_\Omega - \beta \hat{c}_{-\Omega}^\dagger) \right] \right\} \\ &\quad \cdot e^{-i\Omega t} + \text{H.c.} \end{aligned} \quad (6.95)$$

となる。これにより単位角周波数当たりの片サイド雑音パワースペクトルは

$$P(\Omega) = \frac{T}{2\pi} R \langle I_{\text{diff}}^2 \rangle$$

$$= \frac{e^2}{\pi T} R \{ [1 - 2G\sqrt{F}n_p + (G\sqrt{F}n_p)^2] n_s + G^2 n_p \} \quad (6.96)$$

となる。これはさらに、被測定光の dc 検波電流  $I_s \equiv \frac{n_s e}{T}$ 、プローブ光の dc 検波電流  $I_p \equiv \frac{n_p e}{T}$ 、および単位周波数当たりの片サイドパワースペクトル  $P(f) \equiv 2\pi P(\Omega)$  を用いて

$$P(f) = P(\text{signal shot noise}) + P(\text{probe shot noise}) - P(\text{noise reduction by correlation}) \quad (6.97)$$

と書かれる。ただし

$$P(\text{signal shot noise}) \equiv 2eI_s R \quad (6.98)$$

は被測定光のみの直接検波によるショット雑音、

$$P(\text{probe shot noise}) \equiv G^2 \cdot 2eI_p R \quad (6.99)$$

はプローブ光のみの検波電流を  $G$  倍増幅したことによるショット雑音、

$$P(\text{noise reduction by correlation}) \equiv 2eI_s R [2G\sqrt{F}n_p - (G\sqrt{F}n_p)^2] \quad (6.100)$$

は光カー効果によって相関が作られたために生じたノイズ・リダクションの項である。

このノイズ・リダクション項は

$$G = \frac{1}{\sqrt{F}n_p} \quad (6.101)$$

のとき最大となり、そのとき

$$P(f) = G^2 \cdot 2eI_p R \quad (6.102)$$

となって被測定光のショット雑音は相殺され、 $P(\text{probe shot noise})$  のみが残る。さらにこれも 0 となるためには、すなわち  $I_{\text{Direct}}$  と  $I_{\text{QND}}$  が完全に相殺して  $P(f)$  が 0 となるためには、 $G \rightarrow 0$  とするために  $\sqrt{F}n_p \rightarrow \infty$  でなければならないことも容易に分かる。

以上の記述は実験的には、可変増幅率  $G$  を動かした場合のノイズ・リダクション項  $P(\text{noise reduction by correlation})$  の動きを見ることに相当する。ノイズ・リダクション項は、被測定光のみを入れた場合の  $P(\text{signal shot noise})$  とプローブ光のみの  $P(\text{probe shot noise})$  の和を基準レベルとして、そこから両方を入れた場合の  $P(f)$  が

どのくらい下がっているかを示す。スペクトラムアナライザーはこれらの処理を行って基準レベルからの  $P(f)$  の値を表示するものとする。このとき増幅率  $G$  を 0 から増加させて行った場合のレベルの動きを図 6.12 に示す。図に示すように、はじめは  $P(f)$  は基準レベルから出発するが、徐々に下がって行き、(6.101) 式を満たす  $G$  で最小値、すなわち基準レベルから被測定光のショット雑音レベル分だけ下がった値をとり、以後は上がって行き、 $G = 2/\sqrt{F}n_p$  で 0 に戻り、以後は増加の一途をたどる。この変化、すなわち一旦下がってまた上がるというレベルの動きが、諸々の過剰雑音に埋もれずに確認されれば、それは光カー効果による量子雑音レベルの相関形成を意味する。

## 6.7 節 まとめ

本研究のテーマである QND 測定を含め光のスライジングなど空間的に発展する光ビームを取り扱う研究において、理論の基本的なところで問題点が残っていた。それは実験では常にビームの空間的發展を見ているのに対し、量子力学の方程式は時間発展方程式で書かれていること、および、実験では或る場所に置いたディテクターが測定するが、理論で扱う量は或る瞬間の共振器中の光子数の期待値や不確定性であることである。

本章ではこれらの疑問を払拭するための新しい量子力学の記述法を提唱した。これは従来の空間的モードの時間発展を見るやり方を改め、時間領域でモードを定義し、その空間発展を見る方法である。時間領域のモードの例として周波数で指定されるモードを選ぶと、単色光の定常ビームの空間伝搬を記述する古典的光学、マイクロ波工学、電気回路理論の量子力学版が構成される。これにより、媒質中のある地点  $z$  に置いたディテクターによる雑音電流パワースペクトルがモード間のビートとして計算され、直観的描像とも合う記述の方法となる。

この理論を基礎づけるため、まず空間発展描像に基づく古典論を構成した。四次元時空内での最小作用の原理から出発し、通常の方法ではそれを時間軸に射影する形をとるが本理論では  $z$  軸に射影し、 $z$  に関する発展方程式を導いた。そこではハミルトニアン代わりに空間発展生成作用素とポアソンの括弧式が定義された。量子化はそれを交換子と見なすことにより行われた。

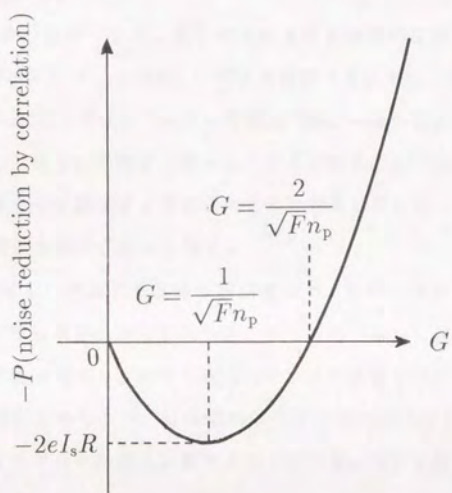


図 6.12: ノイズ・リダクション項の動き。

電磁場のラグランジアン密度を用いることにより、空間発展生成演算子はマックスウェルのテンソルの  $zz$  成分の  $(t, x, y)$  上での積分であることが示された。これはハミルトニアンがテンソルの  $tt$  成分の  $(x, y, z)$  上での積分であることと対比される。このことから、場が  $z$  成分を持たず、媒質が時空内で一様ならば、従来間に合わせの方法として空間発展を時間発展でシミュレートする方法が正しい結果を導くことが示された。すなわち従来の方がなぜ正当なのか、また正当なのはどのような仮定のもとにおいてかが示された。

さらにこの方法の応用として、量子光学における基本的な空間伝搬問題すなわち方向性結合器、パラメトリック増幅、分布する吸収および増幅、周期構造を取り上げ、解析した。数式処理の上では、これらの応用は Yariv の教科書に代表される結合モード方程式の変数に  $\hat{\cdot}$  をつけて量子力学としたことになる。違いは、光を入射しなくても入射端があればそこに真空場を入射したとして解かなければならない点である。これを怠ると交換関係が満たされなくなる。

上の例の中で著しい特徴があるのは周期構造で、これは双方向結合を起こす。これは、運動方程式を初期条件から未来へ向けて一方向へ積分しユニタリー発展を導く通常の時間発展描像と異なり、積分を双方向に行って最後に矛盾のないよう境界条件を満たすことが要求されるので、結合領域内では一方向のユニタリー発展ではない。このため結合領域内では交換関係が異常となっている。しかし結合領域内のモードを外部に取り出して観測することはできない。

本章の理論の役割の一つは、第 3 章および第 4 章で用いた従来のに合わせ理論の正当化であり、それは基礎的理論のところで示された。しかし本方法を徹底させた形で光カー効果を用いた QND 測定系を解析することもできる。それは被測定光、プローブ光など関連する光すべてに複数の周波数モードを考慮し、最終的にそれらのビートとして雑音パワースペクトルを計算する方法である。その結果 QND 測定による被測定光と測定値との相関は、差信号の雑音パワースペクトルの低減という形で直接求められた。この計算法はさらに次のようなポテンシャルがある。それは、光学素子やディテクターの周波数応答特性および媒質の波長分散などをスペクトルの計算に組み込むことができることである。前の方法では  $\chi^{(3)}$  は定数とし、計算結果は一つの不確定量で表されていたので、素子の周波数特性を理論に取り込むことは簡単ではない。この

方法では $\chi^{(3)}(\omega \pm \Omega)$ として取り込むことができる。また、前の方法ではファイバーの波長分散の影響はパルス間相互作用となり、複雑となる。この方法では $k(\omega \pm \Omega)$ として取り込むことができる。また、実験の章でリング型干渉計が低周波では動作しないが高周波で動作することを定性的に説明したが、定量的な周波数特性の解析なども本方法では行うことができる。将来材料やデバイスの進展により QND 測定の実用が現実的になってきた場合、以上のような計算は設計上重要になるであろう。

## 第7章

### 結論

本論文は光カー効果を用いた光子数の量子非破壊測定 (QND測定) を提案し、その系の動作の理論的解析を行い、また実験的検討を通して実現上の課題を明らかにしたものである。提案する測定法は光カー効果の相互位相変調効果を用いるもので、光の分野での具体的 QND測定法の提案としては世界でも先駆けと言えるものである。また QND測定の理論に光損失を初めて取り入れ、光カー効果を用いた系へ理論を適用した。その結果光カー媒質の非線形光学定数および損失値に要請される QND測定条件が明かとなった。数値的検討の結果既存の光カー媒質とレーザーの光パワーで QND測定条件を満たすことが明かとなった。

QND測定系の実験は光ファイバーを光カー媒質として用い、干渉計を構成して行った。その結果現実的問題点がいくつかあることが分かり、いくつかは実験的に解決したがいくつかは現在での問題点として残った。実験を通して光ファイバー特有の導波性ブリルアン散乱や石英の非線形光学定数およびその偏光依存性などを測定した。

最後に、理論上残っていた問題点すなわち空間的に発展する光ビームの漁師力学的取扱いを厳密に行う一方法を提唱した。これにより、それまで使っていた間に合わせの方法の正当性および正当化できるための条件を明らかにした。またこの方法を量子光学におけるビーム伝搬の種々の例に適用し、その有用性を示した。以下に本研究で得られた主要な結果を要約する。

[1] 光カー効果を用いる光子数の QND測定法を提案し、その現実性を数値的に検討した。これは被測定光の光子数が光カー媒質の屈折率を変え、それをプローブ光の位



相変化として読み出すものである。この系が QND 測定 の 4 条件 を満たすことを証明した。この条件は測定誤差は 0 でなくてもよいが測定対象となる物理量に影響を与えないための条件を既に確立された理論から本研究用にまとめたものである。光カー相互作用が無限でないことから測定誤差が計算される。測定の反作用として被測定光の位相の不確実性が増えるが、測定誤差と増える位相の不確実の間には不確定関係があることが明かとなった。また、現実的条件例えば光カー定数の大きさ、ディテクターの量子効率などを考慮し、光子数そのものの QND 測定と光子数雑音の QND 測定の現実性を検討した。その結果光子数そのものの QND 測定は現実性に乏しいが、光子数雑音の QND 測定が現実的であることが分かってきた。また自己位相変調効果の影響を理論的に調べ、検討した範囲内のレーザーパワーでは干渉計の位相の調整によりその影響をなくすことができることが分かった。

[2] 光損失がある場合の光子数の QND 測定 の一般論および損失性光カー効果を用いる QND 測定装置の理論を展開した。損失がある QND 測定 の定義としてビームスプリッターと比較して優れた損失-誤差特性を有する装置という定義を提唱し、その一般的クライテリオンを求めた。また光カー効果を用いる系の損失-誤差特性を計算し、これを一般的クライテリオンに当てはめた。光カー媒質に一樣に分布する損失の場合全挿入損失は 0.715(約 5 dB) を越えてはならないことが明らかとなった。また具体的に光カー定数および損失値、使用するレーザーの強度に対する要求条件を求め、光カー媒質の性能指数を導いた。石英単一モード光ファイバーを光カー媒質として用いる場合 QND 測定となるためには、例として長さ約 8 km で約 50 mW のレーザーパワーが必要なことが分かった。この条件は現実的であるといえる。また実験で観測可能な量だけを用いて QND 測定を実験的に確認するための条件を求めた。従来はこのような実験上の目標が理論的に明確にされないまま実験が行われてきたが、これは実験目標を提議した初めての例である。

[3] 光ファイバーを光カー媒質として光子数の QND 測定装置を構成し、その動作特性と QND 測定に向けての課題を詳しく調べた。まずマッハツェンダー干渉計で装置を構成し、相互位相変調効果で被測定光の強度測定が可能なることを実験的に確認した。すなわち光ファイバーの持つ損失以上には損失をもたらさないで測定することができた。しかしまだ測定誤差が大きく、光ファイバーの総損失と同じ反射率を持つビーム

スプリッターを用いる方が精度が高い。実験で用いた装置が光子数の QND 測定と呼べるに至るまでにはさまざまな現実的課題がある。光ファイバーを含むマッハツェンダー干渉計では干渉計の不安定性が著しい。しかしリング型干渉計の採用により安定化には成功した。これにより光カー効果の実時間信号が観測可能となった。QND 測定条件を満たすために必要な光パワーに比べ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が一桁小さいのが現在の一つの大きな問題点である。さらに、光ファイバー特有の導波性音響ブリルアン散乱 (GAWBS) による干渉計の過剰雑音が、必要な S/N 比より少なくとも 10 dB 以上 S/N 比を劣化させていることも大きな問題点である。これを除くにはファイバーの形態を避けるか、GAWBS 雑音の帯域外にある光短パルスを用いることが考えられる。

[4] 構成した実験系を用い、光カー定数、GAWBS 雑音およびその偏光依存性を詳しく測定した。石英単一モード光ファイバーの光カー定数については、Stolenらが自己位相変調によるスペクトル拡散を利用して測定した値の 70% の値が得られた。偏光依存性は理論から予測される 1:3 を再現した。また GAWBS 雑音の測定から得られるピークの周波数はファイバー径から予想される位置と極めて良く一致した。さらに偏光特性の違いにより分類される二種類の GAWBS 雑音を、異なる干渉計の構成で分離して観測することができた。逆にこれは偏光干渉計の採用では GAWBS 雑音は抑圧できないことを意味する。将来パルス光で量子光学実験が行われるであろうことを考え、モードロックパルスレーザーを用いて GAWBS 雑音を観測した。モードロックによって雑音が強調されること、およびスペクトルが縦モード間隔毎に対称化されることを観測し、その理由付けも行った。

[5] 空間的に発展する光ビームの量子力学的取扱い法を提唱し、理論の基礎付けおよび種々の問題への応用を行った。本研究のテーマである QND 測定を含め空間的に発展する光ビームを取り扱う研究においては基本的なところに問題点が残っていた。それは、実験では常にビームの空間的発展を見ているのに対し、量子力学の方程式は時間発展方程式で書かれていること、および、実験では或る場所に置いたディテクターの測定値を得るが、理論で扱う量は或る瞬間の共振器中の光子数の期待値や不確定性であるという不整合である。これらの疑問を払拭するため、従来の空間的モードの時間発展を見るやり方を改め、時間領域でモードを定義しその空間発展を見る方法を提

唱した。この理論を基礎づけ、それを電磁場に適用することにより、場がビームの進行方向の成分を持たず、媒質が時空内で一様ならば、従来間に合わせの方法として空間発展を時間発展でシミュレートする方法が正しい結果を導くことが示された。さらにこの方法の応用として、量子光学における基本的な空間伝搬問題すなわち方向性結合器、パラメトリック増幅、分布する吸収および増幅、周期構造を取り上げ、解析した。本方法では場がビームの進行方向に成分を持つ場合も、また相互作用が空間的に一様でない場合も取り扱うことができる。

量子効果が現れる局面は2通りに分類される。それは多数粒子の場合と少数粒子の場合である。前者では光子数の整数性は重要でなく、アナログ的雑音パワースペクトルがショット雑音より小さいか否かといったことが量子状態の非古典性を特徴づける。計算の上では小信号展開が用いられ、雑音は、その相関関数が量子力学で規定されることを除き古典的雑音の描像でよい。また、本来は光の量子状態を議論するためには、どのように定義された(古典的)モードの量子状態を議論しているかを明確にしなければならないが、多数粒子の総体を作るある帯域内の雑音を考えると余り気にしなくてよい。このような場合に使われる受光方法は半導体受光器とスペクトラムアナライザーによる雑音パワースペクトルの観測である。

一方少数光子の場合、本来ならばモードの定義を明確にしなければならない。モードの定義なしには「光子数状態」などは定義できないからである。(第二量子化する以前に第一量子化とも言うべきモードの定義が必要!) 量子状態の送受信に関する情報理論は[33]~[39]を含めすべて、送信者(レーザー)と受信者(受光器)の間でモードの定義の取り決めができていることを前提に、量子状態の識別向上とその限界を議論するために構築されている。しかし理論上はともかくモードの定義をハードウェアで行うのは難しく、それは将来の課題である。実際は量子状態以前に姿態(モード)の識別向上をレーザーおよび受光器で行うのが難しい。

逆にモードの識別を諦め、量子状態の識別を向上させることも考えられる。すなわちある特定のモード以外を完全に reject するのが難しければ、ある範囲のモード群の中に必ず光子を一つ放出するレーザーや、その範囲のモード群の中の光子を量子効率1で検出する受光器があれば、一光子通信や情報処理が可能であろう。このような

方向も近い将来の可能性としては考えられる。

少数光子系でよく用いられるのは光電子増倍管(フォトマル)によるフォトンカウンティングである。しかしフォトマルの欠点は量子効率が小さいことである。そこでフォトマルを用いる量子光学の実験は、量子効率が小さくても光損失があっても必ず量子効果が確認できるような構成をとっている。しかしこれは量子効果に対し受け身的にならざるをえない。すなわち量子効果の確認はできるが、それを制御することはできない。将来は少数光子系の量子効果を制御が望まれる。そのためには、受光器としては半導体の高い量子効率とフォトマルの光子計数性を兼ね備えるものの開発が必要であろう。

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測定を具体的に表現するために図3.2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、これも将来応用として考えられる可能性はある。伝送路に入力可能な光強度が限られているときにネットワークのS/N比を確保したまま多くの端末を繋ぎたい場合は、QND測定によるタッピングに頼ることになるであろう。

また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いる。現在の論理素子では古典的な(巨視的な)電気信号を用いて信号を分岐再生し、分岐にともなうS/N比の劣化を防いでいる。しかし量子状態に情報をエンコードする計算機では、分岐にともなうS/N比の劣化を防ぐにはQND測定が不可欠である。QND測定は量子力学的再生回路の一種と見なすこともできる。またQND測定は基本的にレジスティブでなくリアクティブな素子であることから、エネルギー消費の少ない素子という方向でも存在価値がでてくるであろう。

このような夢は広がるが、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。光カー効果を用いる場合の課題は本論文に述べたとおりである。この課題を克服することは重要な研究課題である。その中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、考えられる限りの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行くであろう。そのときに、一般論および各論を問わずま

た理論および実験を問わず、本研究で得られた知見が少しでも資するところとなることを願うものである。

## 謝 辞

本論文をまとめるにあたり、東京大学工学部物理工学科花村榮一教授、伊藤良一教授、清水富士夫教授、藤原毅夫助教授、ならびに東京大学工学部電子工学科神谷武志教授には懇切なる御指導、御鞭撻を賜り、貴重な御意見を頂戴いたしました。また、東京理科大学田中俊一教授には日頃より励まし言葉を頂いて参りました。ここに謹んで感謝の意を表します。

本研究を進めるにあたり NTT 伝送システム研究所金谷文夫特別研究室長(もと伝送理論研究グループリーダー)には本研究の分野への参入を勧められ、最初の研究の機会を与えていただきました。また、NTT 基礎研究所山本喜久研究グループリーダーには終始御鞭撻および多くの御教示と御示唆をいただき、研究上の便宜もはかっていただきました。ここに感謝いたします。

本研究は 1984 年日本電信電話公社武蔵野電気通信研究所において始められたものであり、以後研究上の便宜をはかっていただきました藤倉電線研究開発本部の加藤嘉則様(前 NTT 基礎研究所長)、畔柳功芳東京工科大学教授(もと NTT 基礎研究部長)、NTT 伝送システム研究所島田禎督所長(もと NTT 基礎研究所情報科学研究部長)、NTT 基礎研究所木村達也所長、橋本昭洋大阪大学基礎工学部教授(前 NTT 基礎研究所情報科学研究部長)、NTT 基礎研究所箕一彦情報科学研究部長に感謝の意を表します。

本研究の第 3 章の共同研究者である米国 MIT(マサチューセッツ工科大学)の H. A. Haus 教授には理論上の御教示、御示唆をいただきました。本研究の第 4 章および第 5 章は NTT 伝送システム研究所光通信研究部齊藤茂主幹研究員との共同研究であり、多大なる御教示と御協力をいただきました。佐々木豊茨城大学教授(前 NTT 伝送システム研究所主幹研究員)には単一モード偏波保持光ファイバー(PANDA ファイバー)を提供していただきました。NTT 基礎研究所町田進主任研究員にはディテクター用の電気回路を提供していただきました。同柳川勉主任研究員には実験の初期の段階で多大な御助力をいただいたほか実験一般に関して御討論、御協力をしていただきました。米国テキサス大学の Steve Watkins 講師には実験の初期の段階で多大な御助力をいた

いただきました。NTT基礎研究所北川勝浩研究主任、井桁和浩研究主任、上田正仁社員には理論上有益なご討論をいただきました。そのほか NTT基礎研究所山本グループの皆様をはじめ NTT研究所の内外を問わず多くの方々に有益な御討論と御鞭撻をいただきました。ここに謹んで感謝の意を表します。

## 本研究に関する発表論文等

### 学術論文

1. N. Imoto, H. A. Haus and Y. Yamamoto : "Quantum nondemolition measurement of the photon number via the optical Kerr effect," Phys. Rev. A32, No. 4(1985) pp.2287-2292.(第3章の主要論文)
2. N. Imoto and S. Saito : "Quantum nondemolition measurement of photon number in a lossy optical Kerr medium," Phys. Rev. A39(1989) pp.675-684.(第4章の主要論文)
3. N. Imoto, S. Watkins and Y. Sasaki : "A nonlinear optical-fiber interferometer for nondemolitional measurement of photon number," Opt. Commun. 61, No.2(1987), pp.159-163.(第5章の主要論文)
4. N. Imoto : "Interchanging time and space in quantum theory for analysis of spatial evolution of a propagating electromagnetic beam," to be published in Phys. Rev.(1990). (第6章の主要論文)
5. Y. Yamamoto, S. Machida, N. Imoto, M. Kitagawa and G. Bjork : "Generation of number-phase minimum uncertainty states and number states," J. Opt. Soc. Amer. B,4(1987)1645.(第1、3章と関連)
6. M. Kitagawa, N. Imoto and Y. Yamamoto : "Realization of number-phase minimum-uncertainty states by quantum nondemolition measurement," Phys. Rev. A35, No.12(1987), pp.5270-5273.(第3章で引用)
7. Y. Yamamoto, N. Imoto and S. Machida : "Amplitude squeezing in a semiconductor laser using quantum nondemolition measurement and negative-feedback," Phys. Rev. A33, No.5(1986), pp.3243-3261.(第6章で引用)
8. Y. Yamamoto and N. Imoto : "Internal and external field fluctuations of a laser oscillator:Part I - Quantum mechanical Langevin treatment," IEEE J. Quantum



Electron. QE-22, No. 10(1986), pp.2032-2042.(第 6 章で引用)

9. N. Imoto, M. Ueda, and T. Ogawa : "Microscopic theory of continuous measurement of photon number," Phys. Rev. A41 (1990) p.4131.(第 3 章で引用)
10. M. Ueda, N. Imoto and T. Ogawa : "Quantum theory for continuous photodetection processes," Phys. Rev. A41 (1990) p.3875.(第 3 章で引用)

〈関連分野の論文〉

11. N. Imoto : "Coupler-type optical grating filters (Analysis)," IEEE J. Lightwave Tech. LT-3(1985)895.
12. N. Imoto, N. Shimizu, H. Mori, and M. Ikeda : "Sputtered silica waveguides with an embedded three-dimensional structure," IEEE J. Lightwave Tech. LT-1(1983)289.
13. N. Shimizu, N. Imoto and M. Ikeda : "Fusion splicing between optical circuit and optical fibers," Electron. Lett. 19(1983)96.
14. N. Imoto and M. Ikeda : "Polarization dispersion measurement in long single-mode fibers with zero dispersion wavelength at  $1.5 \mu\text{m}$ ," IEEE J. Quantum Electron. QE-17(1981)542.
15. N. Imoto, N. Yoshizawa, J.-I. Sakai and H. Tsuchiya : "Birefringence in single-mode optical fiber due to elliptic core deformation and stress anisotropy," IEEE Quantum Electron. QE-16(1980)1267.
16. N. Imoto, A. Kawana, S. Machida and H. Tsuchiya, "Characteristics of dispersion free single-mode fiber in  $1.5 \mu\text{m}$  wavelength region," IEEE Quantum Electron. QE-16(1980)1052.
17. A. Kawana, T. Miya, N. Imoto, and H. Tsuchiya : "Pulse broadning in a long-span dispersion-free single-mode fibres at  $1.5 \mu\text{m}$ ," Electron. Lett. 16(1980)188.

18. A. Sugimura, K. Daikoku, N. Imoto, and T. Miya : "Wavelength dispersion characteristics of single mode fibers in low-loss region," IEEE J. Quantum Electron. QE-16(1980)215.
19. N. Imoto, A. Sugimura, K. Daikoku, and T. Miya : "Dispersion characteristics of single mode optical fiber," Review of Electric Communication Laboratories 27(1979)515.
20. H. Tsuchiya and N. Imoto : "Dispersion-free single-mode fiber in 1.5  $\mu\text{m}$  wavelength region," Electron. Lett. 15(1979)476.
21. S. Machida, N. Imoto, and Y. Ohmori : "Multimode fibre baseband frequency response measurement with single frequency output extracted from modulated In-GaAsP laser," Electron. Lett. 15(1979)607.

#### 国際会議

1. N. Imoto : "Interchanging time and space in quantum mechanics for analyzing spatial evolution of an optical beam," The Third International Symposium on Foundation of Quantum Mechanics (ISQM-Tokyo'89), 1989 (Tokyo).(第 6 章に関連)
2. N. Imoto : "Quantum state control and nondemolition detection of photons," Tirrenia International Conference on Coherent Communication and Photonic Switching, 1989 (Tirrenia, Italy) (Invited Paper).(第 1~3 章に関連)
3. N. Imoto, Y. Yamamoto, S. Machida, S. Saito, and M. Kitagawa : "Recent progress in non-classical photonic communication," 14th European Conference on Optical Communications (ECOC'88), 1988 (Brighton, United Kingdom) (Invited Paper).(第 1~3 章に関連)
4. S. Saito and N. Imoto : "A nonlinear fiber interferometer for measuring light intensity," Opt. Soc. Amer. annual meeting, 1988 (Santaclara, U.S.A) Tul-5.(第 5 章、および第 3、4 章に関連)

5. N. Imoto and S. Saito : "Quantization of spatially evolving optical wave and QND measurement of photon number in a lossy optical Kerr medium," International Conference on Quantum Electronics (IQEC'88), 1988 (Tokyo) WB-8.(第 4、6 章に関連)
6. N. Imoto, M. Ueda, and T. Ogawa : "Theory of non-ideal quantum-nondemolition measurement and continuous state reduction of photonic state in view of unsharp measurement," Symposium on the foundations of modern physics, 1990 August (at University of Joensuu, Finland).(第 3 章に関連)
7. N. Imoto : "Quantum treatment of a spatially evolving beam with feedback," Symposium on nonclassical light, 1990 April (at Weizmann Institute of Science, Israel).(第 6 章に関連)
8. N. Imoto : "Optical beam quantization and QND detection of a propagating beam with loss," Symposium on Nonclassical Light for Communication, 1990 May (England).(第 6 章に関連)
9. Y. Yamamoto, S. Machida, S. Saito, N. Imoto and M. Kitagawa : "Generation, detection, and amplification of number-phase minimum uncertainty state," International Conference on Quantum Electronics (IQEC'88), 1988 (Tokyo) WB-2.(第 1 章に関連)
10. N. Imoto and Y. Yamamoto: "Quantum nondemolition measurement of photon number in optical communication," CLEO'86, 1986 (San Francisco) ThE4(Invited Paper).(第 3 章に関連)
11. N. Imoto, S. Saito, Y. Yamamoto and T. Yanagawa: "Quantum nondemolition detection," US-Japan Seminar (1987 Monterey).(第 3~5 章に関連)
12. Y. Yamamoto, N. Imoto and S. Machida: "Quantum nondemolition measurement of photon number and number-phase minimum uncertainty state," ISQM'86 (1986 Tokyo).(第 1、3、4 章に関連)

13. N. Imoto and S. Saito: "Quantization of an optical beam and quantum non-demolition measurement," Conference on Optical Communication Theory (COCT) '87. (第 4、6 章に関連)

14. Y. Yamamoto, S. Machida, S. Saito, N. Imoto, M. Kitagawa and G. Bjork: "Quantum Communidation," OFC/IOOC'87, 1987 Reno) WG4. (第 1、3 章に関連)

〈関連分野の発表〉

15. N. Imoto, N. Shimizu and M. Ikeda: "Silica waveguide grating filter," IOOC'83, 1983(Tokyo) 29A-4.

国内学会、研究会発表

1. 井元、山本「量子力学的信号処理—現状と課題」信学会、光・量エレ研資料 OQE89-142(第 3、4 章に関連)
2. 井元、上田、小川:「連続的量子非破壊測定における情報の読みだしと波束の収縮」日本物理学会第 45 回年会 1p-TM11(第 3 章に関連)
3. 小川、上田、井元:「連続光子測定によるスクイズド状態のスーパー/サブポアソン型統計の時間変動」日本物理学会第 45 回年会 2a-R-6(第 3 章に関連)
4. 井元、上田:「連続的量子非破壊測定による密度演算子の非ユニタリ発展」日本物理学会 1989 年秋の分科会 (1989)6a-S-13.(第 3 章で引用)
5. 井元:「DFB 構造内の光の量子雑音」日本物理学会 1 第 44 回年会 (1989)28a-SB5.(第 6 章に関連)
6. 井元、上田:「開いた空間を伝搬する光ビームの量子力学的取扱い」日本物理学会 1988 年秋の分科会 (1988)4a-E5-6.(第 6 章に関連)
7. 齊藤、柳川、井元:「光ファイバ中の GAWBS 雑音」応用物理学会昭和 63 年秋の講演会 (1988)7p-P-14.(第 5 章に関連)

8. 井元、齊藤：「損失を伴う光 Kerr媒質を用いた光子数の量子非破壊測定 of 理論」日本物理学会 1988 年年会 (1988)31p-G1-1.(第 4 章に関連)
9. 齊藤、井元：「光ファイバを用いた光子数量子非破壊測定系の性能評価」応用物理学会 63 年春期講演会 (1988).(第 5 章に関連)
10. 井元：「光子数の量子非破壊測定 - 理論 -」電子通信学会量子エレクトロニクス研究会 OQE87-79(1987 年 9 月).(第 3、4 章に関連)
11. G. Bjork, 井元、町田、山本：「非縮退パラメトリック増幅器・発振器を用いた非古典的光子の発生」電子通信学会量子エレクトロニクス研究会 OQE87-77(1987).(第 1 章に関連)
12. 井元：「干渉計による Kerr 定数測定と量子非破壊測定」第 12 回光シンポジウム講演番号 6 (1987).(第 5 章に関連)
13. 井元：「光のスクイズド状態および量子非破壊測定」レーザー学会学術講演会第 7 回年次大会 (1987).(第 1、3 章に関連)
14. 井元、山本、町田：「非線形リング干渉計による光子数雑音の量子非破壊測定法」日本物理学会 1986 年秋の分科会 (1986)27p-QF-9.(第 5 章に関連)
15. 井元、町田、山本：「光ファイバを用いた光子数の非破壊測定法」日本物理学会第 41 回年会 (1986)30p-CC-2.(第 3、5 章に関連)
16. 井元、H. A. Haus、山本：「光 Kerr 効果を用いたフォトン数の量子非破壊測定」日本物理学会 1985 年秋の分科会 1p-T-1.(第 3 章に関連)
17. 山本、井元、町田：「量子非破壊測定と負帰還制御ループを持った半導体レーザによる sub-Poisson 状態の発生」日本物理学会 1985 年秋の分科会 (1985)1p-T-2.(第 3 章に関連)

(関連分野の発表)

18. 井元、山本「半導体レーザー光パラメトリック増幅器および発振器の基礎検討」第32回応用物理学関係連合講演会(1985)31p-ZB-6.
19. 井元:「カップラー型グレーティング光フィルターの解析」第44回応用物理学会(1983)26p-S-1.
20. 井元:「イジングモデルにおける揺らぎの時間的空間的フラクタル性」日本物理学会1984秋の分科会(1984)5a-K-2.
21. 井元、清水、池田「埋め込み型石英光導波路のグレーティングへの応用」第0回応用物理学関係連合講演会(1983)4p-J-4.
22. 井元、池田「光ファイバにおける波長分散等価器の検討」電子通信学会総合全国大会(1981)一般講演1001.
23. 井元、斎藤、安藤、山本「コヒーレント光伝送方式の基礎検討II」電子通信学会総合全国大会(1980)一般講演260.
24. 井元、池田「 $1.5\mu\text{m}$ 帯零分散光ファイバにおける偏波分散の測定」電子通信学会光エレクトロニクス研究会(1980)OQE80-88.
25. 井元、土屋、川名「 $1.5\mu\text{m}$ 帯零分散光ファイバの諸特性」電子通信学会総合全国大会(1980)一般講演922.
26. 吉沢、井元、土屋「単一モード光ファイバの応力効果と楕円効果による複屈折性」電子通信学会総合全国大会(1980)一般講演870.
27. 土屋、井元「単一モード光ファイバのベースバンド帯域と遅延等化」電子通信学会光エレクトロニクス研究会(1979)OQE79-22.
28. 杉村、大黒、井元、川名「差分法による単一モードファイバの分散測定」昭和53年電子通信学会光・電波部門全国大会S3-10.

解説記事、本

1. 井元、斉藤：「光の量子非破壊測定」、「応用物理」vol.57(1988)p.1535.
2. 井元：「光非線形量子効果と光通信」、「光学」vol.6, 6月号(1988)p.248.
3. 山本、井元、斉藤：「量子光学」、「日本物理学会誌」vol.43(1988)p.519.
4. 山本、井元：「光のスケーリング」、「固体物理」vol.21(1986)p.641.
5. 山本、井元「光の新しい量子状態と揺らぎ」、矢島達夫他編：レーザーハンドブック、1989朝倉書店、p.64.
6. 井元、杉村、大黒、宮：“単一モード光ファイバの分散特性,” 電気通信研究所研究実用化報告第28巻第6号(1979)963.
7. N. Imoto and H. Tsuchiya, “Wavelength and polarization dispersion in single-mode optical fibers,” in *Optical Devices and Fibers* (末松 編「光通信技術」、オーム社) p.274(1982).
8. Y. Yamamoto, S. Machida, S. Saito, N. Imoto, T. Yanagawa, M. Kitagawa, and G. Björk: “Quantum mechanical limit in optics,” in *Progress in Optics XXVIII*, edited by E. Wolf, North-Holland Publishing Company(1990), in press.

## Bibliography

- [1] P. A. M. Dirac. *Proc. Roy. Soc., London*, A114:243, 1927.
- [2] W. Heisenberg and W. Pauli. *Z. Physik*, 59:168, 1930.
- [3] Fukuda, Miyamoto, and Tomonaga. *Progr. Theoret. Phys. Kyoto*, 4:121, 1949.
- [4] R. P. Feynman. *PR*, 76:769, 1949.
- [5] J. Schwinger. *Phys. Rev.*, 76:790, 1949.
- [6] W. E. Lamb, Jr. and R.C. Retherford. *Phys. Rev.*, 72:241, 1947.
- [7] R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss. *Nature*, 177:27, 1956.
- [8] H. J. Kimble, M. Dagenais, and L. Mandel. *Phys. Rev.*, A18:201, 1978.
- [9] C. M. Caves. *Phys. Rev.*, D26:1817, 1982.
- [10] J. Milburn and D. F. Walls. *Phys. Rev.*, A28:2065, 1983.
- [11] N. Imoto, H. A. Haus, and Y. Yamamoto. *Phys. Rev.*, A32:2287, 1985.
- [12] N. Imoto, S. Watkins, and Y. Sasaki. *Opt. Commun.*, 61:159, 1987.
- [13] M. D. Levenson, R. M. Shelby, M. Reid, and D. F. Walls. *Phys. Rev. Lett.*, 57:2473, 1986.
- [14] N. Imoto and S. Saito. *Phys. Rev.*, A39:675, 1989.
- [15] R. J. Glauber. *Phys. Rev.*, 131:2766, 1963.



- [16] B. R. Mollow and R. J. Glauber. *Phys. Rev.*, 160:1076, 1967.
- [17] B. R. Mollow and R. J. Glauber. *Phys. Rev.*, 160:1097, 1967.
- [18] H. Takahashi. *Advances in Communication Systems*. Academic, New York, a. v. balakrishnan edition, 1965.
- [19] D. Stoler. *Phys. Rev.*, D1:3217, 1970.
- [20] D. Stoler. *Phys. Rev.*, D4:1925, 1971.
- [21] H. P. Yuen. *Phys. Rev.*, A13:2226, 1976.
- [22] C. E. Shannon. *Bell Syst. Tech. J.*, 27:379, 1948.
- [23] D. F. Walls. *Nature*, 306:141, 1983.
- [24] R. E. Slusher, L. W. Hollberg, B. Yurke, J. C. Mertz, and J. F. Valley. *Phys. Rev. Lett.*, 55:2409, 1985.
- [25] L. A. Wu, H. J. Kimble, J. Hall, and H. Wu. *Phys. Rev. Lett.*, 57:2520, 1986.
- [26] R. M. Shelby, M. D. Levenson, S. H. Perlmutter, R. G. DeVoe, and D. F. Walls. *Phys. Rev. Lett.*, 57:691, 1986.
- [27] M. W. Maeda, P. Kumar, and J. H. Shapiro. *J. Opt. Soc. of Amer.*, B4:1501, 1987.
- [28] L. A. Orozco, M. G. Raizen, M. Xiao, R. J. Brecha, and H. J. Kimble. *J. Opt. Soc. Am. B*, 4:1490, 1987.
- [29] S. Machida, Y. Yamamoto, and Y. Itaya. *Phys. Rev. Lett.*, 58:1000, 1987.
- [30] R. Short and L. Mandel. *Phys. Rev. Lett.*, 51:374, 1983.
- [31] Teich and Saleh. *J. Opt. Soc. Amer.*, B2:275, 1985.
- [32] R. Loudon. *The Quantum Theory of Light*. The Clarendon Press, Oxford Univ., Oxford, 1973.

- [33] C. W. Helstrom, J. W. S. Liu, and J. P. Gordon. *Z. Physik*, 59:168, 1960.
- [34] Holevo. *Probabilistic and statistical aspects of quantum theory*.
- [35] C. W. Helstrom. *Quantum Detection and Estimation Theory*. Academic, New York, 1976.
- [36] H. P. Yuen and J. H. Shapiro. *IEEE trans. Inform. Theory*, IT-24:657, 1978.
- [37] J. H. Shapiro, H. P. Yuen, and J. A. Machado Mata. *IEEE Trans. Inform. Theory*, IT-25:179, 1979.
- [38] H. P. Yuen and J. H. Shapiro. *IEEE trans. Inform. Theory*, IT-26:78, 1980.
- [39] Y. Yamamoto and H. A. Haus. *Rev. Mod. Phys.*, 58:1001, 1986.
- [40] V. B. Braginsky and Y. I. Vorontsov. *Sov. Phys.-Usp.*, 17:644, 1975.
- [41] C. M. Caves, K. S. Thorne, R. W. P. Drever, V. D. Sandberg, and M. Zimmermann. *Rev. Mod. Phys.*, 52:341, 1980.
- [42] V. B. Braginsky, Y. I. Vorontsov, and K. S. Thorne. *Science*, 209:547-557, 1980.
- [43] R. M. Shelby, M. D. Levenson, and P. W. Bayer. Guided acoustic-wave brillouin scattering. *Phys. Rev.*, B31:5244, 1985.
- [44] R. E. Slusher, P. Grangier, A. LaPorta, B. Yurke, and M. J. Potasek. *Phys. Rev. Lett.*, 59:2566, 1987.
- [45] S. Saitoh and N. Imoto. Annual meeting of optical society of america (amosa), tul5. In , Santaclara, USA, 1988.
- [46] B. C. Sanders and G. J. Milburn. Complementarity in a quantum nondemolition measurement. *Phys. Rev.*, 1988.
- [47] R. M. Shelby and M. D. Levenson. In *Technical Digest, IQEC'88*, page WB7, 1988.
- [48] V. B. Braginsky, C. M. Caves, and K. S. Thorne. *Phys. Rev.*, D15:2047, 1977.

- [49] W. G. Unruh. *Phys. Rev.*, D18:1764, 1978.
- [50] W. G. Unruh. *Phys. Rev.*, D19:2888, 1979.
- [51] K. S. Thorne, R. W. P. Drever, and C. M. Caves. Quantum nondemolition measurements of harmonic oscillators. *Phys. Rev. Lett.*, 40:667, 1978.
- [52] W. Pauli. *Handbuch der Physik*. Springer, 1958. volume V.
- [53] J. von Neumann. *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*. Princeton University Press, 1955.
- [54] M. Sargent III, M. O. Scully, and W. E. Lamb, Jr. *Laser Physics*. Volume , Addison-Wesley, 1974.
- [55] G. L. Abbas, V. W. S. Chan, and T. K. Yee. *Opt. Lett.*, 8:419, 1983.
- [56] H. P. Yuen and V. W. S. Chan. *Opt. Lett.*, 8:177, 1983.
- [57] P. D. Drummond and S. J. Carter. *J. Opt. Soc. Amer.*, B4:1565, 1987.
- [58] R. H. Stolen. In S. E. Miller, editor, *Optical Fiber Telecommunications*, page 130, Academic Press, New York, 1979.
- [59] P. Carruthers and M. M. Nieto. *Rev. Mod. Phys.*, 40:411, 1968.
- [60] M. Kitagawa and Y. Yamamoto. *Phys. Rev.*, A34:3974, 1986.
- [61] Y. Yamamoto, S. Machida, N. Imoto, M. Kitagawa, and G. Björk. *J. Opt. Soc. Amer.*, B4:1645, 1987.
- [62] M. Kitagawa, N. Imoto, and Y. Yamamoto. *Phys. Rev.*, A35:5270, 1987.
- [63] A. Barchielli, L. Lanz, and G. M. Prosperi. *Nuovo Cimento*, B72:79, 1982.
- [64] C. M. Caves and G. J. Milburn. *Phys. Rev.*, A36:5543, 1987.
- [65] M. Ueda. *Quantum Optics*, 1:in press, 1989.

- [66] M. Ueda, N. Imoto, and T. Ogawa. *Phys. Rev.*, A41:3875, 1990.
- [67] N. Imoto, M. Ueda, and T. Ogawa. *Phys. Rev.*, A41:4131, 1990.
- [68] 井元、上田. 日本物理学会 1989年秋の分科会 (1989)6a-S-13にて発表.
- [69] 井元、上田、小川. 日本物理学会第45回年会 (1990)1p-TM11にて発表.
- [70] R. H. Stolen and Chinlon Lin. *Phys. Rev.*, A17:1448, 1978.
- [71] R. K. Jain and M. B. Klein. *Appl. Phys. Lett.*, 35:454, 1979.
- [72] T. Y. Chang. *Opt. Eng.*, 20:220, 1981.
- [73] R. K. Jain and R. C. Lind. *J. Opt. Soc. Amer.*, 73:647, 1983.
- [74] H. M. Gibbs. *Optical Bistability*. Academic Press, London, 1985.
- [75] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, D. J. Eilenberger, P. W. Smith, A. C. Gossard, and W. Wiegmann. *Appl. Phys. Lett.*, 42:925, 1983.
- [76] D. A. B. Miller, R. G. Harrison, A. M. Johnston, C. T. Seaton, and S. D. Smith. *Opt. Commun.*, 32:478, 1980.
- [77] R. K. Jain and D. G. Steel. Conf. on laser eng. and electro-optics (cleo '81). 1981.
- [78] C. Sauteret, J. P. Hermann, R. Frey, F. Pradere, J. Ducuing, R. H. Baughman, and R. R. Chance. *Opt. Commun.*, 18:55, 1976.
- [79] E. Hanamura. *Phys. Rev.*, B38:1228, 1988.
- [80] E. Hanamura. *Phys. Rev.*, B37:1273, 1988.
- [81] T. Takagahara. *Phys. Rev.*, B36:9293, 1987.
- [82] T. Yanagawa, H. Nakano, and Y. Sasaki. unpublished, 1990.
- [83] Y. Sasaki, T. Hosaka, M. Horiguchi, and J. Noda. *IEEE Lightwave Tech.*, LT-4:No. 8, 1986.

- [84] R. M. Shelby, M. D. Levenson, and P. W. Bayer. Resolved forward brillouin scattering in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, 54:939, 1985.
- [85] Y. Yamamoto and N. Imoto. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-22:2032, 1986.
- [86] Y. Yamamoto, N. Imoto, and S. Machida. *Phys. Rev.*, A33:3243, 1986.
- [87] A. Yariv. *Quantum Electronics*. John Wiley & Sons, New York, 2nd edition, 1975.
- [88] R. Lang, M. O. Scully, and W. E. Lamb, Jr. *Phys. Rev.*, A7:1788, 1973.
- [89] K. Ujihara. *Phys. Rev.*, A29:3253, 1984.
- [90] Y. R. Shen. Quantum theory of nonlinear optics. In R. J. Glauber, editor, *International School of Physics « Enrico Fermi » "Quantum Optics"*, page 489, Academic Press, New York, 1969.
- [91] B. Yurke and J. S. Denker. *Phys. Rev.*, A29:1984, 1984.
- [92] C. M. Caves and D. D. Crouch. *J. Opt. Soc. Amer.*, B4:1535, 1987.
- [93] I. Abram. *Phys. Rev.*, A35:4661, 1987.
- [94] E. M. Purcell. *Phys. Rev.*, 69:681, 1946.
- [95] C. H. Townes and A. L. Schawlow. *Microwave Spectroscopy*. McGraw-Hill, New York, 1955.
- [96] D. Kleppner. *Phys. Rev. Lett.*, 47:233, 1981.
- [97] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, and S. Haroche. *Phys. Rev. Lett.*, 50:1903, 1983.
- [98] R. G. Hulet, E. S. Hilfer, and D. Kleppner. *Phys. Rev. Lett.*, 55:2137, 1985.
- [99] D. Meschede, H. Walther, and G. Müller. *Phys. Rev. Lett.*, 54:551, 1985.
- [100] D. J. Heinzen, J. J. Childs, J. E. Thomas, and M. S. Feld. *Phys. Rev. Lett.*, 58:1320, 1987.

- [101] F. DeMartini, G. Innocenti, G. R. Jacobovitz, and P. Mataloni. *Phys. Rev. Lett.*, 59:2955, 1987.
- [102] 小林 哲郎, 瀬川 太郎, 森本 朗裕, and 末田 正. 応用物理学会 57年秋期講演会, 29a-B-6, 1982.
- [103] 小林 哲郎, 森本 朗裕, and 末田 正. 輻射科学研究会資料, RS85-06, 1985.
- [104] E. Yablonovitch. *Phys. Rev. Lett.*, 58:2059, 1987.
- [105] K. Igeta and Y. Yamamoto. *XVI Int. Conf. Quantum Electron. (IQEC'88, Tokyo)*, TuI-4, 1988.
- [106] Y. Yamamoto, S. Machida, and K. Igeta. *6th Rochester Conference on Quantum Optics and Coherence*, June, 1989.
- [107] H. Yokoyama. *talk at Topical Meeting on Quantum Wells for Optics and Optoelectronics*, March 1989.
- [108] 井元. 日本物理学会第 44 回年会 (1989)28a-SB-2 にて発表.

