

| | |
|--------------|---|
| Title | 宇宙光通信におけるコヒーレント光変復調方式に関する研究 |
| Author(s) | 久利, 敏明 |
| Citation | |
| Issue Date | |
| Text Version | ETD |
| URL | https://doi.org/10.11501/3110093 |
| DOI | 10.11501/3110093 |
| rights | |
| Note | |

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

宇宙光通信における
コヒーレント光変復調方式に関する研究

1996年1月

久利敏明

謝 辞

本論文は，大阪大学工学部教授森永規彦博士の御指導のもとに，筆者が大阪大学大学院工学研究科通信工学専攻在学中に行った研究成果をまとめたものである．本研究を遂行するにあたり，森永規彦教授から賜った御懇篤なる御教示，御鞭撻に対し，深甚なる感謝の意を表す次第である．

本論文をまとめるにあたり，筆者は大阪大学工学部教授長谷川晃博士に有益な御教示，御助言を賜った．ここに深く感謝する．

筆者の大学院在学中，講義等を通じて通信工学全般にわたり御指導を賜った，大阪大学名誉教授手塚慶一博士(故人)，大阪大学工学部教授倉園貞夫博士，同教授前田肇博士，同教授池田博昌博士をはじめとする大阪大学工学部通信工学科の諸先生方ならびに大阪大学産業科学研究所教授北橋忠宏博士に厚く感謝申し上げます．

また，筆者は本研究を遂行するにあたり，大阪大学工学部教授小牧省三博士，同助教授三瓶政一博士，名古屋大学工学部助教授片山正昭博士，大阪大学工学部助手原晋介博士，同助手宮本伸一氏ならびに同助手岡田実氏に御助言，御激励を頂いた．ここに深く感謝の意を表する．

さらに，卒業研究等を通じて熱心な御討論，有益な御助言を頂いた現日本電信電話株式会社桑野茂博士，現富士通株式会社武田鎮一博士をはじめとする卒業生ならびに大阪大学工学部通信工学科森永研究室と同工学部電気工学科小牧研究室の諸兄に心から感謝申し上げます．

最後に，常に熱心な御検討と懇切丁寧な御助言，御好意溢れる御支援を賜った，大阪大学工学部講師塚本勝俊博士に厚く御礼申し上げます次第である．

内容梗概

本論文は、筆者が大阪大学大学院工学研究科通信工学専攻在学中に行った宇宙光通信におけるコヒーレント光変復調方式に関する研究成果をまとめたものであり、以下に示す7章で構成されている。

第1章は序論であり、本論文の関連分野について述べ、本研究の背景と目的を明らかにしている。

第2章では、まず、偏光の光学的基本原理から、光波の偏光状態が光源の位相雑音に対して原理的に不感応であることを理論的に明らかにすると共に、偏光状態を一意的に定める三つの独立なパラメータを明確にする。そして、偏光状態パラメータを変調パラメータとする位相雑音に不感応な新たなコヒーレント光変復調方式として、コヒーレント偏光楕円率角変調 (coherent optical polarization ellipticity angle modulation : POLEM) 方式とコヒーレント偏光方位角変調 (coherent optical polarization azimuth modulation : POLAM) 方式が存在することを明らかにしている。

第3章では、位相雑音対策、偏光軸不整合対策、高品質伝送の三つの要求条件を満足するコヒーレント光変復調方式として、偏光楕円率角を変調パラメータとするコヒーレント偏光楕円率角変調 (POLEM) 方式を提案し、その原理を詳述すると共に、理論解析によって POLEM 方式の受信信号対雑音電力比 (SN 比) 特性を明らかにしている。

第4章では、上記三つの要求条件を満足する第二の方式として、偏光方位角を変調パラメータとするコヒーレント偏光方位角変調 (POLAM) 方式を提案し、その原理を詳述すると共に、理論解析によって POLAM 方式の受信 SN 比特性を明らかにしている。

第5章では、まず、第3章の POLEM 方式と第4章の POLAM 方式を基にして偏光状態パラメータを用いたコヒーレント光変復調方式の特徴について総括し、その拡張性について論じている。次に、拡張方式の一つとして、偏光楕円率角と偏光方位角をそれぞれ独立に変調して二つの信号を同時に伝送するコヒーレント偏光複合変調 (coherent optical polarization hybrid modulation : POLHM) 方式を提案している。

第6章では、三つの要求条件を満足する第四の方式として、従来不要なものとして利用されていなかった光位相変調器で生じる光側帯波を有効に利用して、位相雑音に不感応でかつ、広帯域周波数変調の検波利得が得られる新しい副搬送波周波数変調/光位相変調方式を新たに提案すると共に、受信 SN 比について理論解析を行い、評価を加えている。

第7章は結論であり、本研究で得られた成果を総括している。

目次

| | | |
|-------|------------------|----|
| 第1章 | 序論 | 1 |
| 第2章 | 偏光状態と変調パラメータ | 5 |
| 2.1 | 序言 | 5 |
| 2.2 | 偏光状態の記述 | 6 |
| 2.3 | 変調パラメータとしての偏光状態 | 7 |
| 2.4 | 結言 | 10 |
| 第3章 | コヒーレント偏光楕円率角変調方式 | 11 |
| 3.1 | 序言 | 11 |
| 3.2 | 変復調原理 | 12 |
| 3.3 | システム構成 | 13 |
| 3.3.1 | 偏光楕円率角変調器 | 13 |
| 3.3.2 | 偏光楕円率角復調器 | 14 |
| 3.4 | 受信 SN 比の理論解析 | 17 |
| 3.5 | 対照方式 | 18 |
| 3.6 | 数値例 | 20 |
| 3.7 | 結言 | 22 |
| 第4章 | コヒーレント偏光方位角変調方式 | 23 |
| 4.1 | 序言 | 23 |
| 4.2 | 変復調原理 | 24 |
| 4.3 | システム構成 | 25 |
| 4.3.1 | 偏光方位角変調器 | 25 |
| 4.3.2 | 偏光方位角復調器 | 26 |
| 4.4 | 受信 SN 比の理論解析 | 28 |
| 4.5 | 数値例 | 30 |
| 4.6 | 結言 | 32 |
| 第5章 | コヒーレント偏光複合変調方式 | 33 |
| 5.1 | 序言 | 33 |

| | | |
|--------------|----------------------------|-----------|
| 5.2 | 偏光状態変調方式の分類 | 34 |
| 5.3 | コヒーレント偏光複合変調 | 35 |
| 5.3.1 | 変調原理と変調器 | 35 |
| 5.3.2 | 復調原理と復調器 | 37 |
| 5.3.3 | ビット誤り率と受信 SN 比の理論解析 | 41 |
| 5.3.4 | ビット誤り率と受信 SN 比の数値例 | 42 |
| 5.4 | 結言 | 44 |
| 第 6 章 | 副搬送波周波数変調/光位相変調方式 | 45 |
| 6.1 | 序言 | 45 |
| 6.2 | 変復調原理とシステム構成 | 46 |
| 6.2.1 | 送信機 | 46 |
| 6.2.2 | 受信機 | 47 |
| 6.3 | 受信 SN 比の理論解析 | 49 |
| 6.4 | 光位相変調指数の最適化と受信 SN 比の評価 | 50 |
| 6.5 | 結言 | 54 |
| 第 7 章 | 結論 | 55 |
| | 参考文献 | 59 |
| | 付録 | 62 |
| A. | 偏光状態の座標軸変換 | 63 |
| B. | 基準化 Jones ベクトルと Jones 行列 | 64 |
| B.1 | 偏光状態と基準化 Jones ベクトル | 64 |
| B.2 | 偏光素子と Jones 行列 | 64 |
| B.3 | Jones 行列に関わる変換公式 (複号同順) | 65 |
| B.4 | 基準化 Jones ベクトルに関する変換公式 | 66 |
| C. | 電気光学結晶 | 66 |
| C.1 | 電気光学効果 | 66 |
| C.2 | POLAM 方式の電気光学変調器 | 68 |
| C.3 | POLHM 方式の電気光学変調器 | 68 |
| D. | 雑音解析過程における電力密度スペクトルの導出 | 70 |
| D.1 | IF 帯における信号と雑音の電力密度スペクトル | 70 |
| D.2 | POLEM 方式の電力密度スペクトル | 71 |
| D.3 | POLAM 方式の電力密度スペクトル | 72 |
| E. | 非自由空間としての宇宙空間伝送路 | 73 |
| E.1 | プラズマ領域の比誘電率と屈折率 | 73 |
| E.2 | 宇宙空間伝送路のモデル化と POLHM 信号への影響 | 74 |

| | |
|--------------|----|
| 本論文に関連する原著論文 | 77 |
| I. 学会論文 | 77 |
| II. 国際会議 | 77 |
| III. 研究会 | 78 |
| IV. 全国大会 | 78 |

目 次

| | | |
|-------|--|----|
| 図 2.1 | 光波の偏光状態 | 6 |
| 図 2.2 | 光送受信機間の偏光軸不整合 | 8 |
| 図 2.3 | POLEM 信号 | 9 |
| 図 2.4 | POLAM 信号 | 9 |
| 図 3.1 | POLEM 方式の基本構成と POLEM 信号光 | 12 |
| 図 3.2 | 偏光楕円率角変調器 | 14 |
| 図 3.3 | 偏光楕円率角復調器 | 15 |
| 図 3.4 | 光ヘテロダイン検波器 | 15 |
| 図 3.5 | 光周波数変調/ヘテロダイン検波方式 | 19 |
| 図 3.6 | γ -SN 比特性 | 20 |
| 図 3.7 | 規格化スペクトル線幅 u と所要 γ との関係 | 21 |
| 図 4.1 | POLAM 方式の基本構成 | 24 |
| 図 4.2 | 偏光方位角変調器 | 26 |
| 図 4.3 | 偏光方位角復調器 | 27 |
| 図 4.4 | POLAM 方式の γ -SN 比特性 | 30 |
| 図 4.5 | POLAM 方式において要求される SN 比に対する γ と u の関係 | 31 |
| 図 4.6 | 軸ずれのない ($\psi = 0$) 時からの SN 比の劣化 | 31 |
| 図 5.1 | 偏光状態変調方式の分類 | 34 |
| 図 5.2 | POLHM 信号光を生成するための電気光学変調器 | 36 |
| 図 5.3 | POLHM 方式の偏光複合変調器 | 37 |
| 図 5.4 | POLHM 方式の偏光複合復調器 | 38 |
| 図 5.5 | プラズマ領域の電子密度に対する相対位相差 $2\delta_p$ (地球磁場と光の伝搬方向が平行となる場合 ($\beta=0$) と直交する場合 ($\beta=\pi/2$)) | 40 |
| 図 5.6 | $m_1(t)$ に対する BER 特性 | 43 |
| 図 5.7 | 受信感度と β_1 の関係 | 43 |
| 図 5.8 | $m_2(t)$ に対する SNR 特性 | 44 |
| 図 6.1 | 副搬送波周波数変調/光位相変調方式の送信機 | 46 |
| 図 6.2 | 光ヘテロダイン検波受信機構成 | 47 |

| | | |
|-------|---|----|
| 図 6.3 | 復調器 1 | 48 |
| 図 6.4 | 復調器 2 | 49 |
| 図 6.5 | 光位相変調指数 β_0 と、第 n 次と第 $(-n)$ 次の側帯波成分を用いた受信機 1 の SN 比の関係 | 51 |
| 図 6.6 | n と m の組み合わせに対する規格化 SN 比 | 52 |
| 図 6.7 | SN 比の比較 | 52 |
| 図 6.8 | 受信機 1 と受信機 2 の SN 比の比較 | 53 |

第1章

序論

通信分野における人工衛星の利用は、遠距離複数対地間で大容量回線、高速度データ回線を容易にかつ経済的に敷設できることから非常に有効であり、1950年代後半に始まった商用衛星通信は急速に発達した [1] ~ [3]。現在、通信衛星 (communication satellite : CS) や放送衛星 (broadcast satellite : BS) を始め、地球観測・測位、資源探査などの各種機能を有する人工衛星や、NASA のスペースシャトルに代表される宇宙往復船が、高度数百 km から数万 km を超える広範囲にわたって地球の周りを周回・移動している。これまでの衛星通信においては、地球局-衛星間の対地通信が中心的役割を果たしていたが、将来の宇宙開発や全世界を結ぶ情報通信ネットワークの構築には、衛星間通信 (inter satellite link : ISL) や軌道間通信 (inter orbit link : IOL) などの宇宙通信が欠かせないものとなる [4]。宇宙空間において地球規模の通信回線を築くための研究・開発は国内外で積極的に行われており、米国モトローラ社によるイリジウムシステム [5] やテレデシックシステム [6] などの低軌道移動体衛星通信システムでは準ミリ波やミリ波を用いた衛星間通信の商用実用化が計画されている。

宇宙通信は、マイクロ波帯やミリ波帯の搬送波を用いた電波通信と光搬送波を用いた光通信に大別することができる。ISL の実用化計画では電波通信が現在の主流であり、これまでの優れた無線通信技術を応用する方向で進められているのが実状である [5], [6]。一方、光通信は、搬送波周波数が電波通信に比べて極めて高いことから、

- 潜在的な広帯域性による超大容量通信が期待できる、
- 鋭いビーム指向性のため空間利用効率が高い、
- 高い集光性のためエネルギー利用効率が高い、
- 衛星搭載用通信装置の小型化・軽量化が図れる、
- マイクロ波やミリ波との電磁干渉がない、

などの多くの利点をもつ [3] ため、数百 km から数万 km にもおよぶ無中継の超遠距離伝送が強いられる宇宙通信に非常に有望である。現在、宇宙光通信に関してはその殆どが構

想段階であるが、数少ない実験計画として、日本の技術試験衛星 VI 型 (ETS-VI) による地上-衛星間レーザー通信実験 [7], [8] や OICETS(optical inter-orbit communication engineering test satellite) 計画 [9], 欧州の SILEX(semiconductor laser intersatellite experiment) 計画 [10], [11] がある。

光通信方式は受信信号光の検出法により、光直接検波と光コヒーレント検波に区別できる [12] ~ [20]。光直接検波方式には、既に光ファイバ伝送系で実用化されている強度変調/直接検波 (intensity modulation / direct detection : IM/DD) 方式があるが、これは光搬送波の強度すなわち電力に情報を重畳させるという原始的な手法を採っているため、レーザー光のもつ高いコヒーレンスを十分活かした方式であるとはいえない。また、宇宙光通信では送受信機を搭載する衛星間で常時、姿勢制御を行っており、強度揺らぎが常に存在している。これは強度を直接変調している IM/DD 方式にとっては大変不利な状況となる。

さて、IM/DD 方式をはじめとして、光ファイバ伝送系で検討されてきた方式は全て宇宙光通信における候補となるが、強い背景光が存在し、低受信電力が強いられる宇宙光通信では、受信側で十分強い局部発振光を用いて局発光ショット雑音限界に近い受信感度を達成でき、しかも背景光に関してはある偏光成分のみ、所望信号帯域内のスペクトル成分のみの受信ですむ光コヒーレント検波方式 [12], [21] が、将来の有力な候補となる。また、コヒーレント光の性質、すなわち光の波動性を利用する意味で、IM/DD 方式では利用できない光搬送波の振幅や位相、周波数を変調パラメータとして利用できることで、従来の無線通信で培ってきた変復調技術 [22] をそのまま適用してコヒーレント光通信システムを構成できる。更に、局部発振光源として周波数可変発振半導体レーザー [23], [24] を用いることで、光ヘテロダイン検波後の中間周波数帯における周波数選択性が高まるため、光検波後の信号処理回路によって所望チャンネルを選択でき、IM/DD 方式では受信側の波長選択フィルタの周波数分解能の限界により困難であった光領域における高密度周波数分割多重化も可能となる。そのため、コヒーレント光通信方式はより一層の大容量情報伝送が期待できる。

宇宙光通信システムでは、長寿命、安定、小型化、信頼性の観点から半導体レーザーが光源の有力な候補となるが、高出力発振の半導体レーザーが必要であり、マルチビームレーザーの使用も考えられている [25]。従って、光搬送波のスペクトル純化が非常に困難なものとなり、光源のもつ位相雑音が受信特性劣化要因として重大な問題となる。更に、宇宙光通信システムでは回転や振動に起因した衛星の相対運動による送受信機間の偏光軸不整合による通信品質劣化も大きな問題として存在する。従って、宇宙光通信システムのコヒーレント光変復調方式を考究するにあたっては、これら位相雑音ならびに偏光軸不整合に対する対策が同時に施されたものであることが望ましい。ところで、宇宙光通信においては、高精度な光ビームの空間追尾技術や強度揺らぎへの対策が必要となるが、これらに関しては全ての光通信方式共通する問題であるので、本研究では別のシステムによって空間追尾制御と強度揺らぎ補正が完全に施されていると仮定して議論を進めることにする。

宇宙光通信が伝送路とする高度数百 km から数万 km の空間はプラズマ圏と呼ばれ、電子密度が 10 から 10^6 個/cm³ の領域である [26]。そのため、伝送路が分散特性を有し、数万 km を越えるような超遠距離伝送を行う場合、受信信号の直交偏光成分間に位相差を与える可能性がある。しかしながら、プラズマ圏におけるこの相対位相差は搬送波周波数の逆数に比例するため、搬送波周波数が極めて高い宇宙光通信ではこの分散特性の影響が殆ど問

題とならない．従って，宇宙光通信においては，宇宙空間を無限に広がる，境界のない線形，等方，均質で分散特性の無視できる空間(自由空間)と仮定できる．この場合，光波のもつ二つの直交偏光成分はそれぞれ独立に伝送される．二直交偏光成分にはコヒーレント光通信で問題となる位相雑音がそれぞれに等しく存在するので，直交偏光成分間の相対量を情報信号で変調すれば，受信側で乗積検波することで位相雑音を完全に差動除去できることが期待される．これまでコヒーレント光ファイバ通信系を対象として偏光を利用して位相雑音対策を施したのものには，例えば，偏光シフトキーイング (polarization shift keying : POLSK) 方式 [27], [28] や，二つの直交偏光成分の一方を位相シフトキーイング (phase shift keying : PSK) や周波数シフトキーイング (frequency shift keying : FSK) などのデジタル変調信号，他方を位相基準信号として無変調のまま伝送する方式 [29], [30]，PNC-DPSK (phase noise cancelling – differential phase shift keying) 方式 [31] などがあるが，いずれも偏光面制御が完全であると仮定しているだけでなく，偏光軸不整合対策は全く検討されていないものであった．一方，文献 [32] ~ [34] においては，0, 1 のデジタル・データを右旋，左旋の円偏光の切り換えによって伝送することで，位相雑音および偏光軸不整合に対し，原理的に不感応な偏光変調方式が提案されている．しかし，以上の方式は全てベースバンド・デジタル・データによって偏光状態を切り換えて伝送するデジタル方式であった．

ところで，最近の通信技術の大きな流れの一つとして，電波と光の融合システムの構想が浮上してきている [35]．宇宙光通信分野においても同様であって，例えば，地球局から送られてきた何波もの無線信号をそのまま周波数分割多重 (frequency division multiplexing : FDM) したもので光搬送波を変調し，光通信によって衛星間伝送したり，あるいは，観測衛星における何種類もの観測データに対し，データ項目毎に副搬送波を用意し，それぞれから生じる被変調副搬送波を FDM したもので光搬送波を変調し，光通信によって静止衛星に伝送したりする場合などがこれに相当する．この電波領域で FDM された多重信号は SCM(subcarrier multiplexed) 信号 [36] ~ [38] と呼ばれている．SCM 信号を扱う場合，個々の被変調副搬送波がデジタル変調されたもの (例えば PSK, FSK など) であっても，それらの多重信号である SCM 信号自体は光通信システムから見ればアナログ信号とみるべきである．従って，宇宙光通信においてもデジタル方式の検討だけではなく，このようなアナログ方式の検討もしておく必要がある．アナログ方式は，変調信号に対する透明性が特長であり，この利点を活かせば変調信号の変調形式や伝送速度の変更，周波数多重化チャネル数の増減に柔軟に対応することができる．

さて，SCM 信号を含む一般のアナログ信号が伝送される宇宙光通信システムにおいて効率の良いコヒーレント光変復調方式を考案する際，

1. 位相雑音が完全に除去できること，
2. 偏光軸不整合に対する対策が可能であること，
3. 宇宙空間という広帯域の自由空間伝送路の特質を十分利用して高い通信品質を獲得しやすい方式であること，

の三つが最低限満足すべき要求条件となってくる．しかしながら，光振幅変調 (optical amplitude modulation : OAM) や光位相変調 (optical phase modulation : OPM)，光周波数

変調 (optical frequency modulation : OFM) などの従来のアナログ方式 [39] を宇宙光通信システムにそのまま適用した場合, 光源の改良以外に位相雑音に対する対策が困難であり, 加えて偏光軸不整合の影響が常に残るため, 上記三つの要求条件を同時に満足させることが期待できない. そこで本研究では, 宇宙光通信システムを対象にして, 自由空間伝送路とコヒーレント光通信が合わせもつ二つの特徴,

1. 偏光状態を利用できること,
2. 広帯域性を積極的に利用できること,

に着目し, 宇宙光通信のこれらの特徴を大きく引き出し, 上記三つの要求条件を同時に満足する光変復調方式を提案することを目的としている.

まず, 偏光状態を利用するアナログ方式については, 上記三つの要求条件を同時に満足する方式は, これまでのデジタル方式の検討だけからは単純に考えられるものではないため, 偏光状態の基本に立ち戻った検討が必要である. また, 条件3. に対しては, 信号帯域以上の広帯域伝送による検波利得を得て受信特性の改善を図る OFM 方式が, 平均送信電力制限下で光のもつ大容量性と自由空間のもつ広い伝送帯域を十分に活かしたアナログ光通信方式として有用性が高く, 宇宙光通信に最も適していると考えられる.

次に, 広帯域性を積極的に利用するアナログ方式についても, 三つの要求条件を同時に満足する方式を考える上で, 広帯域検波利得の期待できる OFM 方式を考究の出発点にすることが妥当である. ここでは, 位相雑音と偏光軸不整合への対策を考慮しつつ, 検波利得をより効率よく得るために, 変復調過程で周波数偏移ができるだけ大きくなるように送受信機構成を工夫することが大変有効である. 本研究では光位相変調器のもつ非線形性を有効に活用することに注目している.

以上の目的と基本的な考え方に沿って, 本論文では, 宇宙光通信における新しいコヒーレント光変復調方式の提案を行うと共に, それらの通信品質について理論解析を行い, 有効性を明らかにしている. まず, 第2章では, 光学的見地から偏光状態の基本原則を吟味し, 任意の偏光状態を一意的に決める偏光状態パラメータ, 強度, 偏光楕円率角, 偏光方位角の存在を明らかにし, これらが位相雑音に対して独立であることを示している. 次に, 第3章から第5章の各章で, 上記三つの要求条件を同時に満足する, 偏光状態を利用した三つのコヒーレント光変復調方式, すなわち, コヒーレント偏光楕円率角変調方式, コヒーレント偏光方位角変調方式, コヒーレント偏光複合変調方式を提案し, 基本原則と性能について議論している. また, 第6章では, 上記三つの要求条件を満足する第四の新しいコヒーレント光変復調方式として, 広帯域性を積極的に利用した副搬送波周波数変調/光位相変調方式を提案し, 基本原則と性能について議論している. 最後に, 第7章で本研究で得られた成果を総括し, 結論としている.

第2章

偏光状態と変調パラメータ

2.1 序言

光は電磁的な横波であるため偏光 (polarization) と呼ばれる偏りを持ち、定常的な単一周波数の平面波においては光電界ベクトルの終端が各瞬間に三次元的な時刻跡を描く [40], [41]. この時刻跡は一般に螺旋形状となり、このような三次元軌跡をそのまま議論することは大変困難である。そこで、光波の伝搬方向と直角な平面の一つを参照面として選び、その参照面内に光電界ベクトルの終端が描く軌跡を考える。この場合、参照面内に描かれる特徴的な二次元軌跡 (参照面跡) は一般に楕円形状となる。これは偏光楕円と呼ばれ、一般的な光波の偏光状態 (state of polarization) を表すが、この偏光状態はベクトル端の描く軌跡のみに注目しているのであって、軌跡を描く速度を全く問題していないことに注意を要する。

さて、宇宙光通信システムでは、その伝送路が無限に広がる、境界のない線形、等方、均質で非分散の自由空間 (free space) として扱うことができるため、光ファイバを伝送路とする場合とは大きく異なり、光波のもつ二つの直交電界成分は相互干渉することなく、それぞれ独立に伝送される。そのため、宇宙空間伝送系における信号光自身の劣化要因としては自由空間伝搬損失のみを考慮すればよく、伝送路上での光波の偏光は保存される。ところで、偏光状態は光波の二直交電界成分間の振幅と位相の相対関係によってのみ決まり、両直交成分に共通する位相成分には全く無関係に決まる。これは、偏光状態が共通位相成分としてもつ光源の位相雑音に対して全く影響を受けないことを意味し、すなわち、偏光状態を変調する方式は、位相雑音に対して原理的に不感応な信号伝送が可能である全く新しいコヒーレント光変復調方式になると期待できる。

本章ではまず、光学的見地から偏光状態の基本原則を吟味し、偏光状態がもつ光源の位相雑音に対する不感応性を理論的に明らかにすると共に、位相雑音の影響を全く受けることなく任意の偏光状態を唯一に決める三つの独立なパラメータ (偏光状態パラメータ)、すなわち強度、偏光楕円率角、偏光方位角の存在を明確にする。更に、宇宙光通信システムにおいて、偏光状態パラメータを新たな変調パラメータとして選ぶことで、位相雑音に対して原理的に不感応であり、かつ光送受信機間で生ずる偏光軸不整合への対策も兼ねた全く新しいコヒーレント光変復調が可能であることを導き、コヒーレント光変復調方式とし

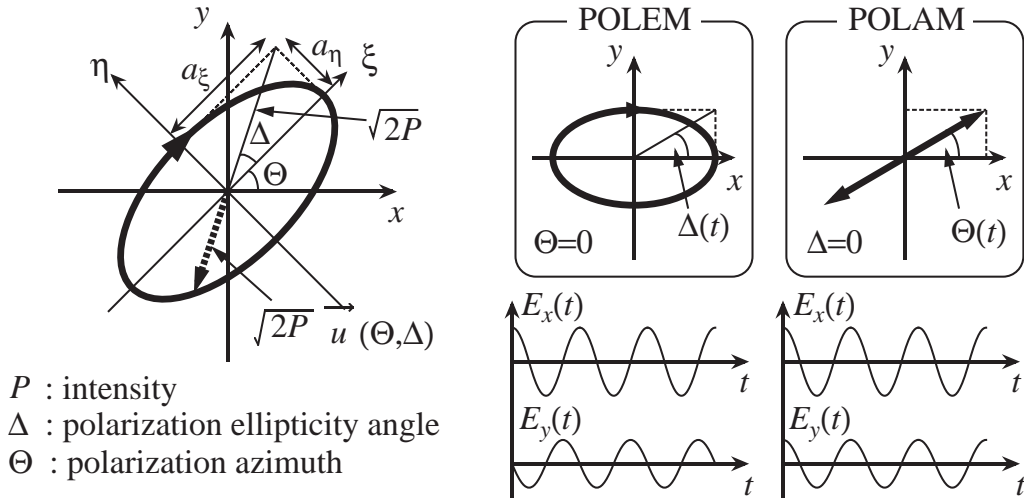


図 2.1 光波の偏光状態

て、コヒーレント偏光楕円率角変調方式とコヒーレント偏光方位角変調方式が存在することも明らかにする。

2.2 偏光状態の記述

xyz -直角座標系において、参照面を xy -平面、光波の伝搬方向を z 軸にとる。図 2.1 に示すように、主軸 (ξ, η 軸) 成分の振幅が a_ξ と a_η の偏光楕円が基準軸 (x, y 軸) から Θ だけ回転したという見方をすれば、光波の電界ベクトルの x, y 軸成分 ($E_x(t), E_y(t)$) は次式となる (付録 A.)。

$$\begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} = \mathbf{T}(\Theta) \cdot \begin{pmatrix} a_\xi \cos \varphi_c(t) \\ a_\eta \cos(\varphi_c(t) + \pi/2) \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

ここで、 $\varphi_c(t)$ は光波の周波数、位相雑音などを含んだ x, y 両軸成分に共通の位相成分、 $\mathbf{T}(\Theta)$ は次式で定義される Θ の回転を表す Jones 行列 (付録 B.2) を表す。

$$\mathbf{T}(\Theta) = \begin{pmatrix} \cos \Theta & -\sin \Theta \\ \sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

参考文献 [41] によれば、偏光状態は次の三つの独立なパラメータによって一意に決まる。

- 強度 (intensity) P
強度 P は、光波の全電力、すなわち

$$P = \frac{a_\xi^2 + a_\eta^2}{2} \quad (2.3)$$

で定義され、偏光楕円の全体的な大きさを決める。

- 偏光楕円率角 (polarization ellipticity angle) Δ
偏光楕円率角 Δ は、長短軸 (ξ, η 軸) 成分の振幅比 (a_η/a_ξ) で定義される楕円率の逆正接、すなわち

$$\Delta = \arctan \frac{a_\eta}{a_\xi} \quad (2.4)$$

で定義され、偏光楕円の形状と光電界ベクトルの回転方向 (極性, handedness) を同時に決める。

- 偏光方位角 (polarization azimuth) Θ
偏光方位角は、偏光楕円の主軸 (ξ, η 軸) が基準軸 (x, y 軸) に対して原点を中心として反時計回りに回転した角度で定義され、偏光楕円の主軸の方向を決める。

これらをまとめて偏光状態パラメータ (polarization state parameter) と呼ぶが、いずれも位相雑音を含む共通位相 $\varphi_c(t)$ とは完全に独立であることに注意されたい。

さて、偏光状態パラメータを用いると、式 (2.1) は次式のように書き直せる。

$$\begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} = \Re \left[\mathbf{T}(\Theta) \begin{pmatrix} a_\xi \\ ja_\eta \end{pmatrix} \cdot e^{j\varphi_c(t)} \right] = \Re \left[\vec{u}(\Theta, \Delta) \cdot \sqrt{2P} e^{j\varphi_c(t)} \right] \quad (2.5)$$

ここで、 $\Re[\cdot]$ は実数部を表し、 $\vec{u}(\Theta, \Delta)$ は

$$\vec{u}(\Theta, \Delta) = \mathbf{T}(\Theta) \cdot \begin{pmatrix} \cos \Delta \\ j \sin \Delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta \cos \Delta - j \sin \Theta \sin \Delta \\ \sin \Theta \cos \Delta + j \cos \Theta \sin \Delta \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

で与えられる基準化 Jones ベクトル (付録 B.1) であり、 $\cos \Delta$ は偏光楕円の長軸 (短軸) の長さ、 $j \sin \Delta$ は短軸 (長軸) の長さ $\pi/2$ の位相進みを表す。 $\vec{u}(\Theta, \Delta)$ は光波の共通位相 $\varphi_c(t)$ に全く影響を受けることなく、強度 1 の偏光状態 (偏光楕円の形状と極性、主軸の傾き) を一意に決める。言い換えると、基準化 Jones ベクトル $\vec{u}(\Theta, \Delta)$ は二直交電界成分 ($E_x(t), E_y(t)$) の振幅と位相の相対関係のみによって決まり、原理的に光源の位相雑音には全く影響を受けない。従って、偏光状態は光源の位相雑音とは独立であることが結論づけられる。

2.3 変調パラメータとしての偏光状態

偏光状態は一般に楕円形状をしており、任意の偏光状態は共通位相とは無関係な強度、偏光楕円率角、偏光方位角の独立な三つのパラメータ、すなわち偏光状態パラメータで一意に決まる。そのため、偏光状態を積極的に利用すれば、単に振幅、位相、周波数を変調するこれまでのコヒーレント光変復調方式とは大きく異なる性質をもつ光変復調方式が構成可能である。宇宙光通信システムでは伝送路で保存される偏光状態をそのまま変調パラメータとして利用することができるので、偏光状態を変調することで原理的に光源の位相雑音に対して不感応なコヒーレント光変復調が可能となる。

ところで、図 2.2 に示すように、光送受信装置を搭載する衛星自体の姿勢制御や摂動による回転や機械的振動により、光送受信機の両基準偏光軸、すなわち x, y 軸と ξ, η 軸が

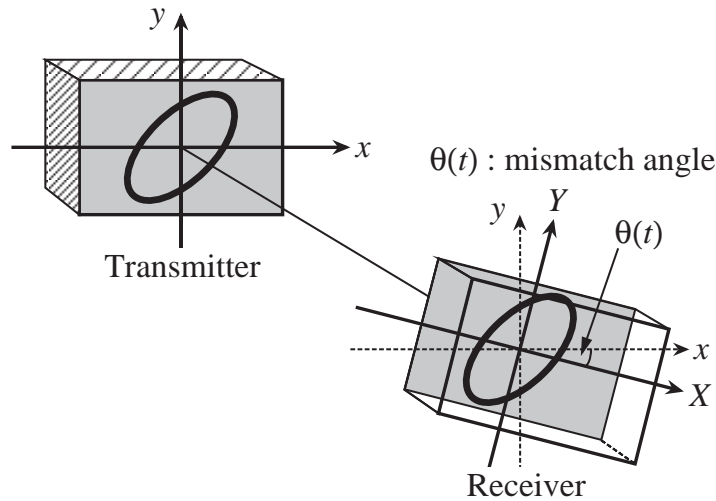


図 2.2 光送受信機間の偏光軸不整合

互いにランダムな時間変動をし、未知の不整合角 $\theta(t)$ を生ずる。宇宙光通信システムにおいてコヒーレント光通信を行う場合、この偏光軸不整合が偏光方位角に加るので、何らかの対策が必要となる。

さて、偏光状態を変調する方式を考究する際、変調パラメータとして強度を選ぶ場合、偏光楕円率角を選ぶ場合、偏光方位角を選ぶ場合の三つが考えられる。ここで、強度 P を変調パラメータに選ぶというのは現在実用化されている強度変調/直接検波 (intensity modulation / direct detection : IM/DD) 方式そのものであり、光強度の強弱によって情報を伝送するという原始的な手法であるためにレーザー光のもつ高いコヒーレンスを十分に活かしているとは言えず、コヒーレント光変復調としての有用性が高いとは言えない。そこで、宇宙空間におけるコヒーレント光変復調方式の新たな変調パラメータには、偏光楕円率角 Δ と偏光方位角 Θ が有力な候補となる。

まず、偏光楕円率角 Δ を変調パラメータとして選んだ場合を考える。この場合のコヒーレント光変復調方式は図 2.3 に示すように、強度 P は一定で主軸 (ξ, η 軸) が基準軸 (x, y 軸) に一致した (偏光方位角 Θ が 0) 光搬送波の偏光楕円率角 Δ を変調信号で変調して $\Delta(t)$ とするものである。この場合の基準化 Jones ベクトルは、 x, y 軸成分に展開して表すと次式となる。

$$\begin{aligned} \vec{u}(0, \Delta(t)) &= \begin{pmatrix} \cos \Delta(t) \\ j \sin \Delta(t) \end{pmatrix} \\ &= \cos \left(\Delta(t) + \frac{\pi}{4} \right) \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} + \sin \left(\Delta(t) + \frac{\pi}{4} \right) \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -j \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.7)$$

ここで、式 (2.7) の右辺第一項は右旋円偏光成分、右辺第二項は左旋円偏光成分を表している。式 (2.7) が示すように、 $\Delta(t)$ が x, y 両軸に共通して存在することから、復調に際して、

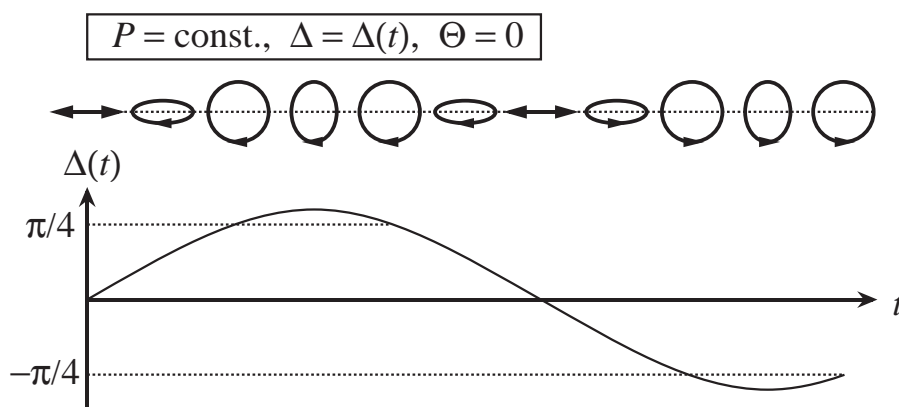


図 2.3 POLEM 信号

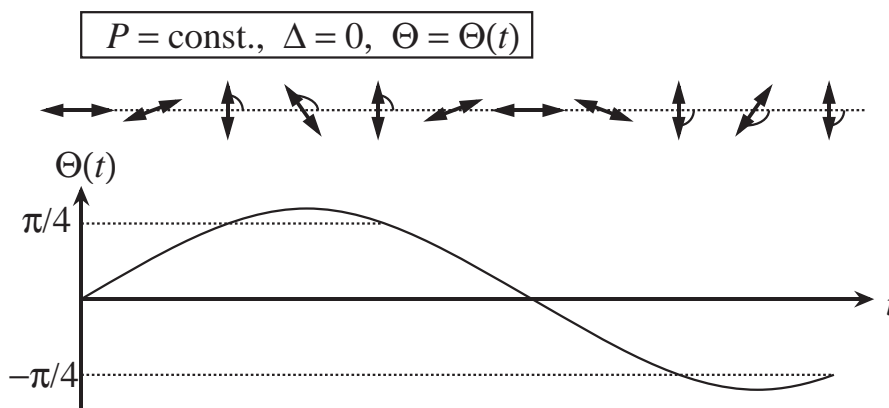


図 2.4 POLAM 信号

乗積器を用いた直交二軸間の位相成分の差動的処理によってレーザ光の位相雑音を原理的に取り除く効果も期待できる。更に、もともと偏光楕円の主軸の傾き（偏光方位角）には関係しない右旋，左旋の両円偏光によって $\Delta(t)$ が伝送されるとみることのできるのもので，光送受信機間の偏光軸不整合の影響を原理的に受けない可能性も期待できる。このコヒーレント光変復調方式をコヒーレント偏光楕円率角変調 (coherent optical polarization ellipticity angle modulation : POLEM) 方式と呼ぶ。

次に，偏光方位角 Θ を変調パラメータとして選んだ場合を考える。この場合のコヒーレント光変復調方式は図 2.4 に示すように，強度 P は一定で直線偏光（偏光楕円率角 Δ が 0）の光搬送波の偏光方位角 Θ を変調信号で変調して $\Theta(t)$ とするものである。この場合の基準

化 Jones ベクトルは, x, y 軸成分に展開して表すと次式となる.

$$\vec{u}(\Theta(t), 0) = \begin{pmatrix} \cos \Theta(t) \\ \sin \Theta(t) \end{pmatrix} = \cos \Theta(t) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \sin \Theta(t) \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

ここで, 式 (2.8) の右边第一項は水平 (x 軸) 直線偏光成分, 右边第二項は垂直 (y 軸) 直線偏光成分を表している. 式 (2.8) が示すように, $\Theta(t)$ が x, y 両軸に共通して存在することから, 復調に際して POLEM 方式と同様, 直交二軸間の差動的処理によってレーザ光の位相雑音を原理的に取り除く効果が期待できる. 更に, 直線偏光を用いて $\Theta(t)$ が伝送されるので, 光送受信機間の偏光軸不整合に対して不感応にするまでには至らないが, 偏光軸不整合の影響は情報信号帯域に比べて十分低域に現れることから, 受信側で適当なフィルタリングを施すことで容易に取り除ける可能性も期待できる. このコヒーレント光変復調方式ことをコヒーレント偏光方位角変調 (coherent optical polarization azimuth modulation: POLAM) 方式と呼ぶ.

以上のように, 偏光状態が保存される自由空間では, 単に光搬送波の振幅, 位相, 周波数を変調するこれまでのコヒーレント光変復調方式に加え, 偏光状態パラメータが新たな変調パラメータとなり, 光変復調方式に対する自由度を広げる. ここで注目すべき点は, 単一固定偏光状態の従来方式では光波はスカラー波としての扱いであるのに対し, POLEM 方式と POLAM 方式ではベクトル波としての扱いになっていることである. ベクトル波であることは基準化 Jones ベクトルによって被変調信号光を一意に表現できるわけであるが, ここで基準化 Jones ベクトルを直交する二つの成分に分解して記述しているのはあくまで数学的表現上の一手段である.

2.4 結言

宇宙光通信システムでは, その伝送路が自由空間であるため光波の偏光は保存される. この偏光状態は光波の二直交电界成分間の振幅と位相の相対的關係によってのみ決まり, 両直交成分に共通する位相成分には全く無関係である. これは, 偏光状態が共通位相成分に含まれる光源のもつ位相雑音に対して全く影響を受けないことを意味し, すなわち, 偏光状態を変調信号によって変調すれば, 位相雑音に対して原理的に不感応な信号伝送が可能である全く新しいコヒーレント光変復調方式が得られる.

本章ではまず, 光学的見地から偏光状態の基本原則を吟味し, 光源のもつ位相雑音に対する不感応性を理論的に明らかにすると共に, 偏光状態を唯一に決める三つの偏光状態パラメータ, すなわち強度, 偏光楕円率角, 偏光方位角があることを示した. 更に, 宇宙光通信システムにおいて, 偏光状態パラメータを変調することで位相雑音に不感応となり, 更に偏光軸不整合対策も施された全く新しいコヒーレント光変復調方式として, コヒーレント偏光楕円率角変調 (PLOEM) 方式とコヒーレント偏光方位角変調 (POLAM) 方式が存在することを導いた.

第3章

コヒーレント偏光楕円率角変調方式

3.1 序言

第1章で述べたように，宇宙光通信システムにおいてコヒーレント光変復調方式を考究する際，アナログ変調信号を効率よく伝送するためには次の三つの要求条件が満足されるべきである．

1. 位相雑音対策
2. 偏光軸不整合対策
3. 宇宙空間の広帯域特性を十分利用した高品質伝送方式であること

本章では，これら三つの条件を同時に満足するコヒーレント光変復調方式として，偏光楕円率角を変調パラメータとして選ぶことによって条件1.と条件2.を同時に満足させ，かつ，条件3.に対して，送信側で変調メカニズムに工夫をこらすことによって対処するコヒーレント偏光楕円率角変調 (coherent optical polarization ellipticity angle modulation : POLEM) 方式を提案する．本方式では，受信側で偏光楕円率角復調を行う際に元のアナログ信号で変調された広帯域周波数変調 (frequency modulation : FM) 波を取り出すことが可能であり，従ってFM復調によってアナログFMの広帯域検波利得を得ることができ，良好な受信信号対雑音電力比 (signal-to-noise power ratio : SN比) 特性を達成できる．

まず，POLEM方式の基本原理を述べると共に，送受信機構成を示し，受信側の復調過程での乗積器による位相雑音の差動除去効果を明らかにする．また，左旋，右旋の両円偏光を光搬送波として伝送するPOLEM方式が，送受信機間の偏光軸不整合にも原理的に全く影響を受けないことも明らかにする．更に，十分強い局部発振光を仮定し，局発光ショット雑音，背景雑音光，位相雑音，およびFM復調時に生ずるクリック雑音の影響を考慮してPOLEM方式のSN比について理論解析を行う．

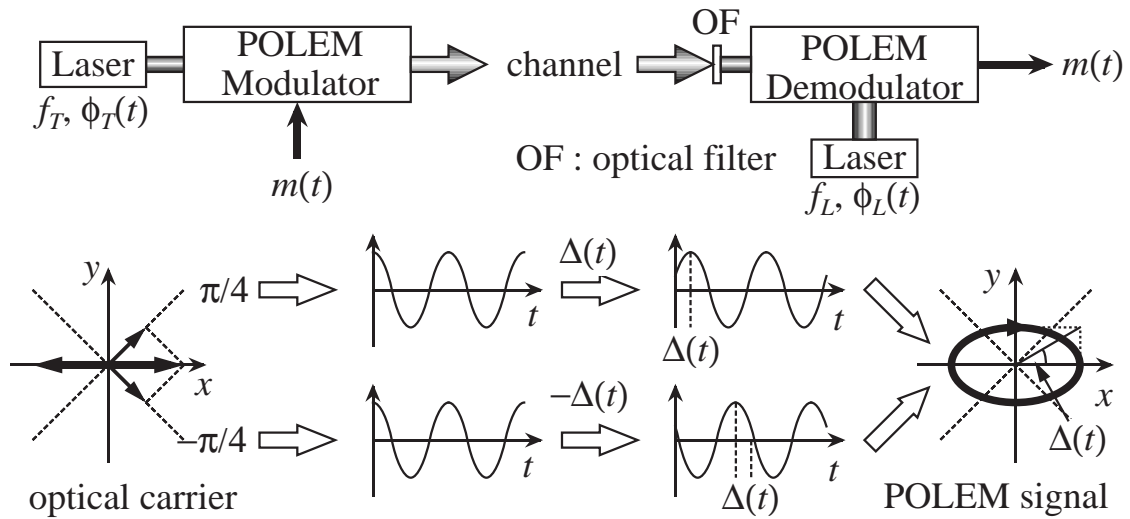


図 3.1 POLEM 方式の基本構成と POLEM 信号光

3.2 変復調原理

図 3.1 にコヒーレント偏光楕円率角変調 (POLEM) 方式の基本構成を示す．送信側では，レーザダイオードから出力された直線偏光の光搬送波は偏光楕円率角変調器に入射され，アナログ変調信号 $m(t)$ によって偏光楕円率角 Δ が変調される．一方，受信側ではまず，送受信機間の偏光軸不整合を受けた受信 POLEM 信号光は光学フィルタ (optical filter : OF) で不要帯域の背景雑音光が取り除かれ，偏光楕円率角復調器に入射される．偏光楕円率角復調器では，受信信号光が局部発振光 (以下，局発光) と混合されて光ヘテロダイン検波を経て偏光楕円率角を検波し，元のアナログ変調信号 $m(t)$ を復調する．

x 軸に一致した直線偏光の光搬送波は，基準軸 (x, y 軸) に展開して表すと次式となる．

$$\begin{pmatrix} e_{cx}(t) \\ e_{cy}(t) \end{pmatrix} = \sqrt{2P_T} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot e^{j(2\pi f_T t + \phi_T(t))} \quad (3.1)$$

ここで， $P_T, f_T, \phi_T(t)$ はそれぞれ，光搬送波の電力，周波数，位相雑音を表す．

図 3.1 にも示すように，この光搬送波を x 軸に対して -45° と 45° に分解した二つの直交成分をそれぞれ， $-\Delta(t), \Delta(t)$ で位相変調すると，以下のように偏光方位角 $\Theta = 0$ の POLEM 信号光が得られる．すなわち， x, y 軸で展開した被変調光の複素電界ベクトルは次式となる．

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} e_x(t) \\ e_y(t) \end{pmatrix} &= \mathbf{R}\left(-\frac{\pi}{4}, -\Delta(t)\right) \cdot \begin{pmatrix} e_{cx}(t) \\ e_{cy}(t) \end{pmatrix} \\ &= \vec{u}(0, \Delta(t)) \cdot \sqrt{2P_T} e^{j(2\pi f_T t + \phi_T(t))} \end{aligned} \quad (3.2)$$

これは，合成光としては，偏光楕円率角 $\Delta(t)$ が変調された POLEM 信号光となっている．ここで， $\mathbf{R}(\Theta, \Delta(t))$ は Θ ， $\Theta + \pi/2$ 方向成分に対する $\Delta(t)$ ， $-\Delta(t)$ の位相変調を表す行列で次式で与えられる (付録 B.) ．

$$\mathbf{R}(\Theta, \Delta(t)) = \mathbf{T}(\Theta) \cdot \begin{pmatrix} e^{j\Delta(t)} & 0 \\ 0 & e^{-j\Delta(t)} \end{pmatrix} \cdot \mathbf{T}(-\Theta) \quad (3.3)$$

変調信号 $m(t)$ ，変調度 k として偏光楕円率角アナログ変調を行った場合，受信側での偏光楕円率角 $\Delta(t) [= km(t)]$ の復調は POLEM 信号 (式 (3.2)) の x ， y 軸成分を互いに乗積し， x ， y 間の位相差を検出する方法も考えられるが，この位相検波出力は $\sin 2\Delta(t)$ となるので，歪みを低く抑えるためには変調度 k を十分小さくせざるを得ず，高い受信 SN 比が期待できない．

そこで，送信側で変調信号 $m(t)$ そのもので偏光楕円率角 Δ を直接変調することはせず， $m(t)$ の積分値で Δ を変調し，受信側では偏光楕円率角の瞬時角速度，すなわち瞬時周波数を周波数弁別器によって検出する構成を考える．すなわち，送信光はあくまで POLEM 信号光ではあるが，変調メカニズムに工夫を施すことによって，受信側での偏光楕円率角復調に際して，FM 波を得て通常の FM 検波を実現しようとするものである．このようにすれば，周波数偏移を大きくとった広帯域 FM とすることで検波利得を稼ぐことができ，高受信 SN 比の信号伝送が期待される．

以下では，POLEM 送受信機の偏光楕円率角変調器と偏光楕円率角復調器の構成とそれらの原理について述べると共に，位相雑音の除去効果と偏光軸不整合の不感応性，広帯域検波利得を得ることができるよう工夫された変復調メカニズムについて明らかにする．

3.3 システム構成

3.3.1 偏光楕円率角変調器

図 3.2 に POLEM 送信機の偏光楕円率角変調器構成を示す．送信機では，レーザダイオードから出力された x 軸方向に振動する直線偏光の光搬送波を，偏光ビームスプリッタ (polarization beam splitter : PBS) で x 軸と -45° だけ回転した直交する x' ， y' 軸成分に等分し，それぞれをアナログ信号 $m(t)$ の積分器出力 $-\int_{-\infty}^t m(t)dt$ ， $\int_{-\infty}^t m(t)dt$ で光位相変調，すなわち $m(t)$ で光周波数変調する．更に， x' ， y' 軸成分をそれぞれ $-f_0/2$ ， $f_0/2$ だけ光周波数シフトした後，PBS で再合成する．このとき，偏光楕円率角変調器の出力光は偏光楕円率角 $\Delta(t)$ が

$$\Delta(t) = 2\pi \left(\frac{f_0}{2} \right) t + \beta \int_{-\infty}^t m(t)dt \Big/ \left| \int_{-\infty}^t m(t)dt \right|_M \quad (3.4)$$

で与えられる POLEM 信号光となる．ここで， $|\cdot|_M$ は最大値， β は変調指数を表す．POLEM 信号光はこのまま，自由空間を通して遠隔にある受信機に送られる．

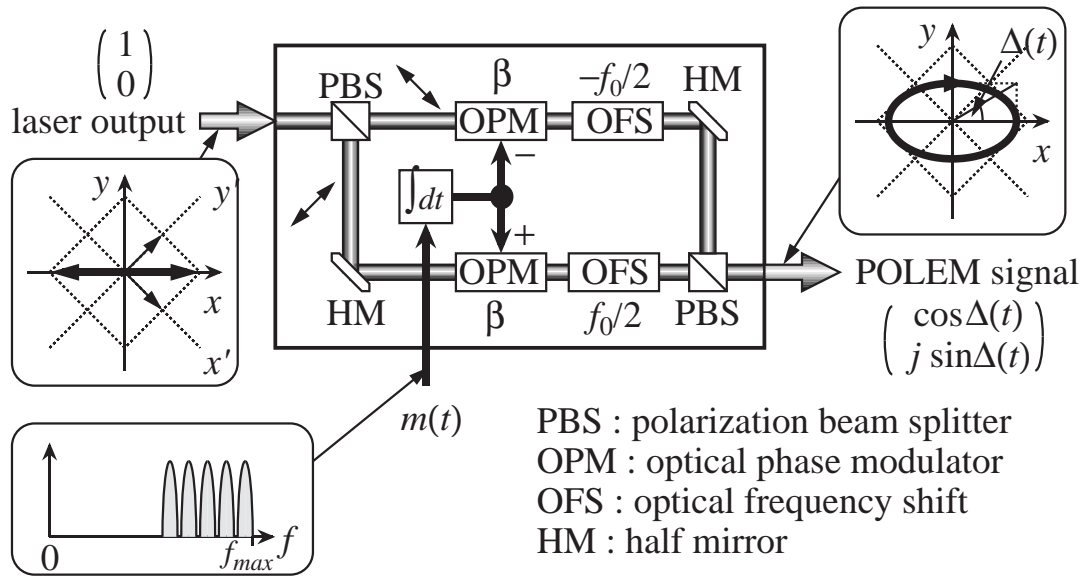


図 3.2 偏光楕円率角変調器

3.3.2 偏光楕円率角復調器

図 3.3 に POLEM 方式の光ヘテロダイン検波偏光楕円率角復調器構成を示す．POLEM 方式では，図 2.2 に示すように偏光軸不整合（不整合角 $\theta(t)$ ）が光送受信機間に生じ，受信 POLEM 信号光の偏光方位角 Θ が不整合角 $\theta(t)$ となってランダムに時間変動する．すなわち，偏光軸不整合の影響は偏光方位角に現われ，偏光楕円率角 $\Delta(t)$ には影響しないことが分かる．不整合角 $\theta(t)$ を考慮して，受信 POLEM 信号光の複素電界ベクトルを受信機の基準軸 (X, Y 軸) に展開して表すと次式となる．

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} e_X(t) \\ e_Y(t) \end{pmatrix} &= \mathbf{T}(\theta(t)) \cdot \sqrt{D} \begin{pmatrix} e_x(t) \\ e_y(t) \end{pmatrix} \\
 &= \vec{u}(\theta(t), \Delta(t)) \cdot \sqrt{2P_R} e^{j(2\pi f_T t + \phi_T(t))}
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

ここで， D は送受信機間の伝搬損失， $P_R [= DP_T]$ は受信電力， $\mathbf{T}(\theta(t))$ は $\theta(t)$ の偏光軸不整合を表す．

偏光軸不整合を受けた受信 POLEM 信号光 $e_X(t)$ ， $e_Y(t)$ はまず，4 分の 1 波長板 (quarter wave plate : QWP) で直線偏光化され，図 3.4 に示す光ヘテロダイン検波器 (optical heterodyne detector : OHD) に入力される．OHD において，受信信号光はハーフミラー (half mirror : HM) で強い局発光と混合された後，PBS によって X, Y 軸成分に分波される．局発光は PBS の X 軸に対して 45° に傾いた直線偏光であり，複素電界ベクトルを X, Y 軸成分に展開して表すと次式で与えられる．

$$\begin{pmatrix} e_{LX}(t) \\ e_{LY}(t) \end{pmatrix} = \sqrt{P_L} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \cdot e^{j(2\pi f_L t + \phi_L(t))} \tag{3.6}$$

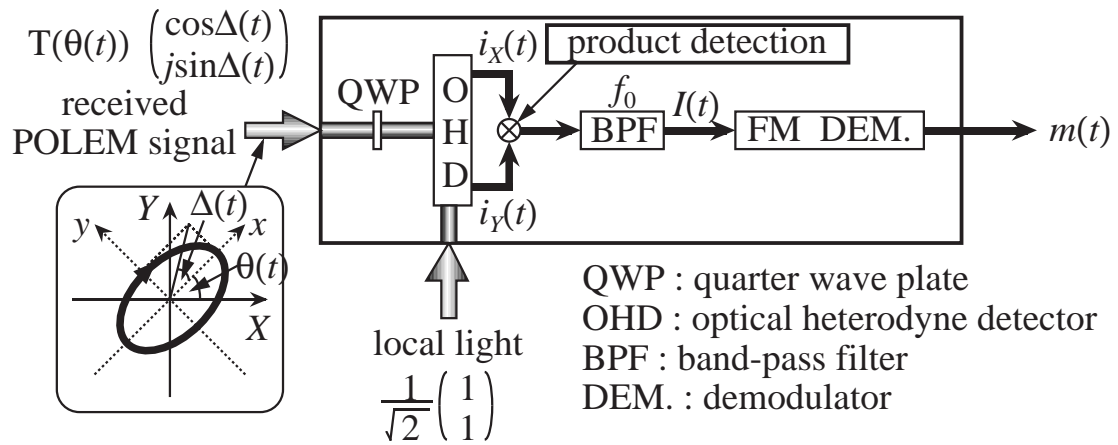


図 3.3 偏光楕円率角復調器

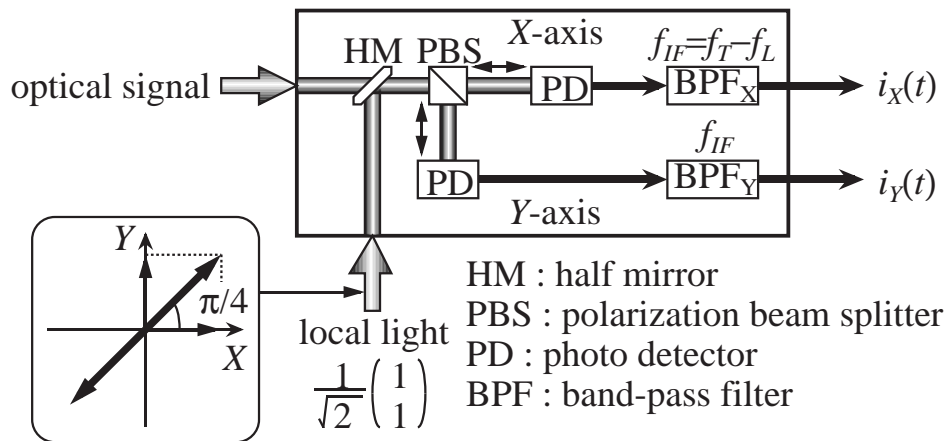


図 3.4 光ヘテロダイン検波器

ここで, P_L , f_L , $\phi_L(t)$ はそれぞれ, 局発光の電力, 周波数, 位相雑音を表す.

PBS で X 軸成分と Y 軸成分に分離された受信信号光 ($e_X(t)$, $e_Y(t)$) と局発光 ($e_{LX}(t)$, $e_{LY}(t)$) の混合光はそれぞれ, 光検波器 (photodetector: PD) で光ヘテロダイン検波される. 信号光と局発光の光検波面上での空間整合は完全に制御されていると仮定すると, 帯域通過フィルタ (band-pass filter: BPF_X, BPF_Y) を通過した中間周波数 (intermediate frequency: IF) 帯信号の複素表現 $i_X(t)$, $i_Y(t)$ はそれぞれ, 次式となる.

$$i_X(t) = e\alpha\sqrt{\frac{P_R P_L}{2}} \cdot (\cos\theta(t)\cos\Delta(t) - j\sin\theta(t)\sin\Delta(t)) \cdot e^{j(2\pi f_{IF}t + \phi_{IF}(t))} \quad (3.7)$$

$$i_Y(t) = e\alpha\sqrt{\frac{P_R P_L}{2}} \cdot (\cos\theta(t)\sin\Delta(t) - j\sin\theta(t)\cos\Delta(t)) \cdot e^{j(2\pi f_{IF}t + \phi_{IF}(t))} \quad (3.8)$$

ここで, e , α , $f_{IF}[= f_T - f_L]$, $\phi_{IF}(t)[= \phi_T(t) - \phi_L(t)]$ はそれぞれ, 電気素量, PD の光電変換効率, IF 帯信号の周波数, 位相雑音を表す. なお, IF 帯信号 $i_X(t)$, $i_Y(t)$ のスペクトルが位相雑音によって変調帯域以上に広がることを考慮して BPF_X, BPF_Y の通過帯域幅は十分広いものと仮定している.

次に, IF 帯信号 $i_X(t)$ と $i_Y(t)$ の乗積検波を行い, 帯域通過フィルタ (BPF) によって不要な和周波数成分を取り除くと, 復調器出力 $I(t)$ は次式となる.

$$\begin{aligned} I(t) &= \Re \left[\frac{1}{2} i_X(t) \cdot i_Y^*(t) \right] \\ &= \frac{1}{4} e^2 \alpha^2 P_R P_L \cdot \Re [(\cos\theta(t)\cos\Delta(t) - j\sin\theta(t)\sin\Delta(t)) \\ &\quad \cdot (\cos\theta(t)\sin\Delta(t) + j\sin\theta(t)\cos\Delta(t))] \\ &= \frac{1}{4} e^2 \alpha^2 P_R P_L \cdot \Re [(\cos^2\theta(t) + \sin^2\theta(t)) \cdot \sin\Delta(t)\cos\Delta(t) \\ &\quad + j\sin\theta(t)\cos\theta(t) \cdot (\cos^2\Delta(t) - \sin^2\Delta(t))] \\ &= K \sin 2\Delta(t) \end{aligned} \quad (3.9)$$

ここで, 振幅 K は

$$K = \frac{e^2 \alpha^2 P_R P_L}{8} \quad (3.10)$$

与えられ, $\Re[\cdot]$, $*$ はそれぞれ, 実数部, 複素共役を表す.

さて, 偏光楕円率角 $\Delta(t)$ は式 (3.4) で与えられるので, 乗積検波出力 $I(t)$ (式 (3.9)) は次式となる.

$$I(t) = K \sin \left(2\pi f_0 t + (2\beta) \int_{-\infty}^t m(t) dt \left/ \int_{-\infty}^t m(t) dt \right|_M \right) \quad (3.11)$$

式 (3.11) から明らかなように, $I(t)$ は位相雑音 $\phi_{IF}(t)$ と偏光軸不整合角 $\theta(t)$ を全く含まない, $m(t)$ で周波数変調された変調指数 2β の FM 波となることが分かる. 従って, 図 3.3 に示すように, 更に FM 波 $I(t)$ に対し通常の FM 復調を行えば, 元のアナログ変調信号 $m(t)$ が復調される.

このように， $I(t)$ が $\phi_{IF}(t)$ と $\theta(t)$ を共に含まないことから，POLEM 方式は送信光源，局発光源両方の位相雑音と光送受信機間の偏光軸不整合に全く不感応で，かつ，受信側では広帯域 FM 波を得ることによって高 SN 比受信が期待できるという大きな特長を有している．位相雑音除去効果は，IF 帯信号 $i_X(t)$ と $i_Y(t)$ の乗積の際にそれぞれが等しく有する送信光源と局発光源の位相雑音 $\phi_{IF}(t)$ が差動的に除去されることに起因する．また，偏光軸不整合 $\theta(t)$ は式 (3.9) の導出で示したように乗積検波時に除去されるわけであるが，この $\theta(t)$ に対する不感応性は，第 2 章で述べたように，本 POLEM 信号光がもともと偏光方位角に依存しない右旋，左旋の両円偏光を用いて情報を伝送していることに起因する．

以上のように，POLEM 方式は，変調信号 $m(t)$ で偏光楕円率角の変化率をアナログ変調し，しかも偏光楕円率角復調に際しては式 (3.9) から明らかなように，通常の FM 波が得られるように工夫された新しいタイプのコヒーレント光通信方式である．従って，POLEM 方式は，本来，自由空間伝送路としてモデル化される広帯域な宇宙空間の特性を十分使いこなし，しかもレーザ光の位相雑音，送受信機間の偏光軸不整合の影響も受けずに，FM 方式の有する広帯域検波利得を活用できるという意味で宇宙光通信システムにおいて優れたコヒーレント光変復調方式と考えられる．なお，最初から光周波数変調方式で単純に伝送する場合は，位相雑音や偏光軸不整合に対する抑圧効果は全く無いことに注意を要する．

更に，位相雑音と偏光軸不整合の影響を原理的に全く受けない POLEM 方式は，偏光楕円率角復調後の結果から，理論的に変調信号帯域に対する制限はない．そのため，変調信号としては SCM 信号のようなアナログ伝送用としてだけでなく，ベースバンド・データのデジタル伝送用としても有用なことは明らかである．これに関連するものとして，文献 [32] ~ [34] などでデジタル偏光変調 (PLM) 方式の提案がなされているが，これらはいずれも楕円率角をそのままデジタル変調しているのであって，本方式のように楕円率角の変化率をアナログ変調しているのではないことに注意されたい．

3.4 受信 SN 比の理論解析

POLEM 方式において，アナログ信号 $m(t)$ の FM 復調後の SN 比について理論解析を行う．本解析では十分強い局発光電力を仮定し，雑音要因として局発光ショット雑音，背景雑音光，光源の有する位相雑音，FM 復調におけるクリック雑音を考慮する．また，位相雑音を有する搬送波の電力密度スペクトルは Lorentz 型にモデル化する [43]．

各 PD の出力で，IF 帯雑音電力密度スペクトル ζ は次式で与えられる [15], [39]．

$$\zeta = e^2 \alpha \left(\frac{P_L}{4} \right) [1 + \alpha N_{ob}] \quad (3.12)$$

ここで， N_{ob} は背景雑音光の電力スペクトル密度である．

乗積検波出力に現われる雑音電力密度スペクトル $S_N(f)$ は次式で与えられる (複号同順)．

$$S_N(f) = \frac{K \cdot \zeta}{\pi} \left\{ \arctan \left[\frac{\beta + 1}{u} + \kappa \right] - \arctan \left[\frac{|f \pm f_0|}{u \cdot f_{max}} - \frac{\beta + 1}{u} - \kappa \right] \right\} \\ + 2\zeta^2 \cdot B_{IF} \left| 1 - \frac{|f \pm f_0|}{B_{IF}} \right| \quad : \quad |f \pm f_0| \leq f_{max}(2\beta + 1) \quad (3.13)$$

ここで，第一項は乗積検波で発生する信号と雑音のビート成分，第二項は雑音と雑音のビート成分である．また， B_{IF} は BPF_X と BPF_Y の通過帯域幅， $u [= \Delta\nu/2f_{max}]$ は光搬送波と局発光のスペクトル線幅の和 $\Delta\nu$ を $m(t)$ の帯域幅 $2f_{max}$ で規格化したスペクトル線幅である．本解析では，規格化スペクトル線幅 u と拡張係数 κ を用いて IF 帯 BPF の帯域 B_{IF} を $2f_{max}(\beta + 1 + \kappa u)$ とし，所要 FM 変調帯域幅 $2f_{max}(\beta + 1)$ にスペクトル線幅 $\Delta\nu$ の κ 倍のマージンを加えることで位相雑音による信号スペクトル広がりを考慮する．拡張係数 κ はスペクトル広がりを有する IF 帯信号の電力が BPF_X ， BPF_Y を通過する割合によって決まり， BPF_X ， BPF_Y の帯域制限による歪みを無視できる割合 (90% 以上) ではおよそ 6.0 となる．また，乗積後の FM 信号帯域は $2f_{max}(2\beta + 1)$ であることから，式 (3.13) の第一項は所望帯域内では $K \cdot \zeta$ の白色雑音とみなすことができ，更に，第二項は通常受信光電力の条件下では後述の受信 SN 比特性に殆ど影響を与えないので，最悪値 $2\zeta^2 \cdot B_{IF}$ の白色雑音として扱っても問題ない．従って，以下の解析では，乗積検波出力に現われる局発光ショット雑音と背景光雑音の和を白色雑音と仮定し，その雑音電力密度スペクトル $S_N(f)$ (式 (3.13)) を近似的に次式で与える．

$$S_N(f) = K \cdot \zeta + 2\zeta^2 \cdot B_{IF} \quad (3.14)$$

次に，図 3.3 に示した乗積検波後のフィルタ BPF を通過帯域幅 $2f_{max}(2\beta + 1)$ の帯域フィルタと仮定すると，式 (3.11) の FM 波 $I(t)$ に対する搬送波対雑音電力比 (carrier-to-noise power ratio : CN 比) は次式で与えられる．

$$\left(\frac{C}{N}\right) = \frac{1}{4} \cdot \frac{\gamma/(2\beta + 1)}{1 + 2(\beta + 1 + \kappa u)\gamma^{-1}} \quad (3.15)$$

ここで， γ は

$$\gamma = \frac{\alpha P_R/2}{2f_{max}(1 + \alpha N_{ob})} \quad (3.16)$$

で与えている．

従って，FM 復調後の SN 比は

$$\left(\frac{S}{N}\right) = \frac{g\left(\frac{C}{N}\right)}{1 + \frac{8g}{\beta\pi} \left(\frac{C}{N}\right) \exp\left\{-\left(\frac{C}{N}\right)\right\}} \quad (3.17)$$

となる．ここで， $g [= 3(2\beta)^2(2\beta + 1)]$ は FM 検波利得であり，分母第 2 項はクリック雑音の影響を表す [44]．

3.5 対照方式

提案方式と比較するため，図 3.5 に示す通常の光周波数変調 (optical frequency modulation : OFM)/光ヘテロダイン検波方式を対照方式として取り上げ，その SN 比を与える．但し，

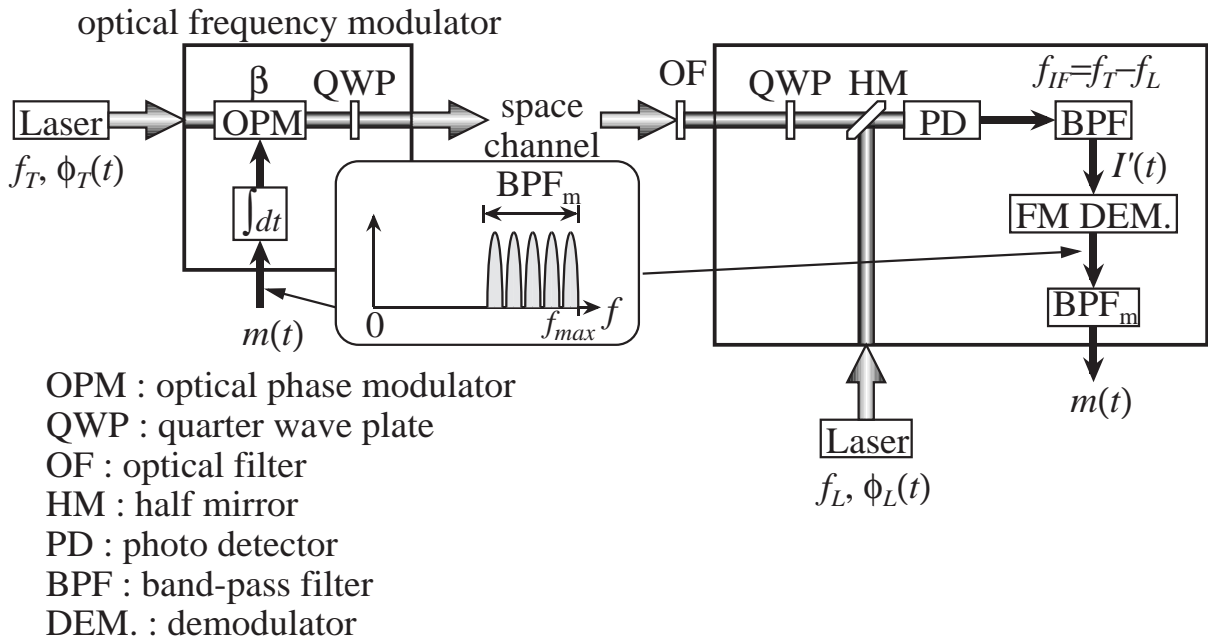


図 3.5 光周波数変調/ヘテロダイン検波方式

OFM 方式は、位相雑音ならびに偏光軸不整合に対する不感応性は有さない。従って、OFM 方式で光ヘテロダイン検波するにあたっては、まず何らかの手段で光送受信機間の偏光軸合わせをする必要がある。ここでは、OFM 方式においてこのような軸合わせ機構が別に設けられており、それによって偏光軸整合のとれた理想状態であると仮定し解析を進める。受信 FM 信号光電力 P_R 、局発光電力 P_L 、FM 変調指数 β' とすると、光ヘテロダイン検波出力 $I'(t)$ は次式で表される。

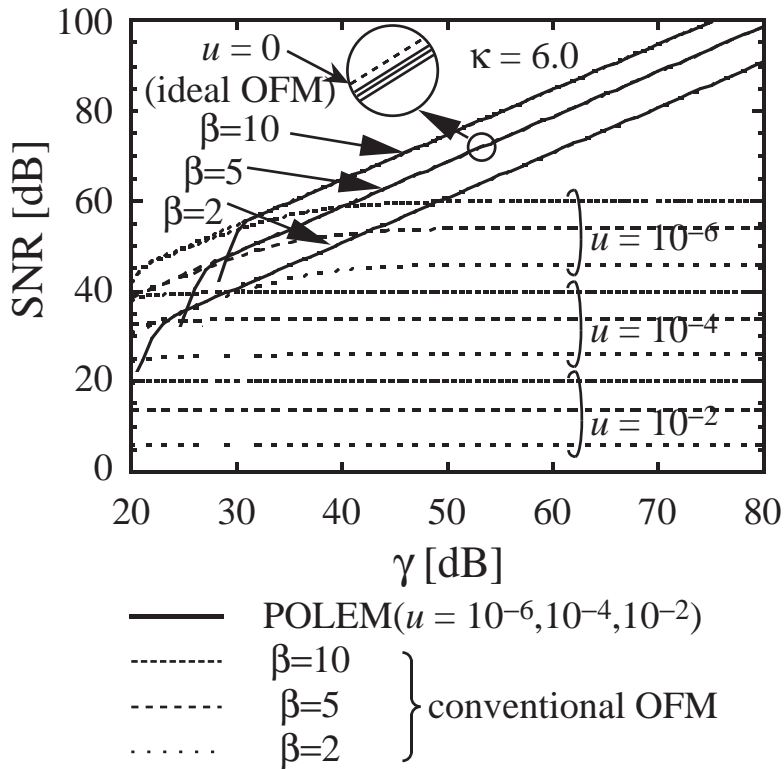
$$I'(t) = e\alpha\sqrt{P_R P_L} \cos\left(2\pi f_{IF}t + \phi_{IF}(t) + \beta' \int_{-\infty}^t m(t)dt \middle/ \left| \beta' \int_{-\infty}^t m(t)dt \right| \right) + N(t) \quad (3.18)$$

ここで、局発光ショット雑音と背景光雑音の和で与えられる IF 帯雑音 $N(t)$ の電力密度スペクトル $S_N(f)$ は次式となる。

$$S_N(f) = e^2\alpha\frac{P_L}{2}(1 + \alpha N_{ob}) \quad (3.19)$$

$\beta' = \beta$ として、IF 帯帯域幅を $2f_{max}(\beta + 1 + \kappa u)$ で与えると、CN 比と SN 比は次式で与えられる。

$$\left(\frac{C}{N}\right)_c = \frac{\gamma}{\beta + 1 + \kappa u} \quad (3.20)$$

図 3.6 γ -SN 比特性

$$\left(\frac{S}{N}\right)_c = \frac{g' \left(\frac{C}{N}\right)_c}{1 + \frac{16\pi u g'}{\beta^2} + \left(1 + \frac{u}{\beta}\right) \frac{8g'}{\pi\beta} \left(\frac{C}{N}\right)_c \exp\left\{-\left(\frac{C}{N}\right)_c\right\}} \quad (3.21)$$

ここで、 $g' [= 3\beta^2(\beta + 1)]$ は FM 検波利得である。また、式 (3.21) において、分母第二項は FM 復調後に位相雑音が白色雑音に変換された影響を表し、第三項はクリック雑音を表す [44]。

3.6 数値例

POLEM 方式と従来の OFM 方式の受信 SN 比を比較するにあたって、位相雑音によって広がったスペクトルを有する IF 帯信号の電力の 90% 以上が通過するように BPF_X , BPF_Y の通過帯域拡張係数 κ を 6.0 に設定することにする。

まず、広帯域 FM を想定して、 $\beta=2.0, 5.0, 10.0$ の場合の γ -SN 比特性を図 3.6 に示す。同図より明らかなように、OFM 方式では、規格化スペクトル線幅 u が大きくなる、すなわち、変調信号の帯域幅に対してスペクトル線幅が増大すると、 γ を大きくしても SN 比

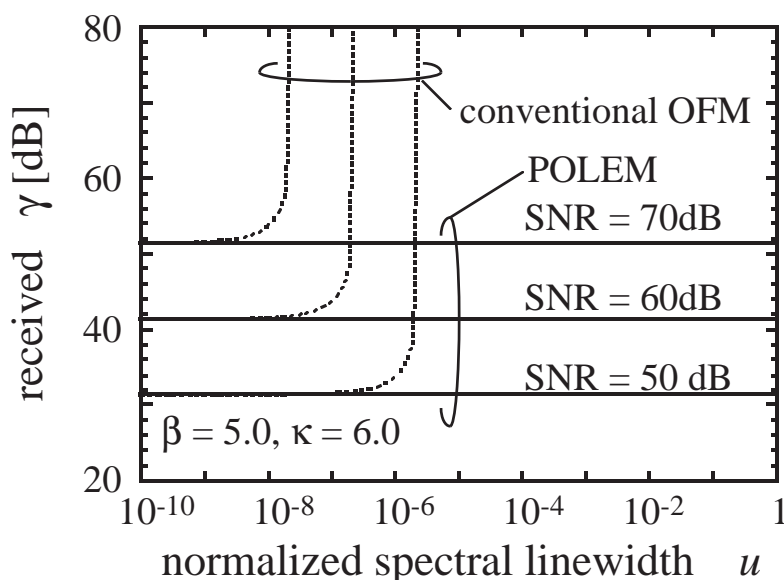


図 3.7 規格化スペクトル線幅 u と所要 γ との関係

は増加せず，飽和特性を示す．つまり，十分な信号光電力 P_R を受信しても，もはや位相雑音で決まるある上限値以上の SN 比は期待できない．これに対して POLEM 方式では，FM 復調前に乗積検波で位相雑音が完全に差動除去されるので，SN 比は飽和せず，位相雑音がない場合 ($u=0$) の OFM 方式の SN 比と殆ど一致する．これは以下のように説明できる．POLEM 方式の復調過程における乗積操作で FM 波 $I(t)$ (式 (3.11)) の変調指数が元の変調指数 β の 2 倍になっており，周波数偏移は OFM 信号の場合の倍になる．このとき， γ に対する検波利得が OFM 方式の場合の 4 倍になるため，2 つの直交成分に分けたことによる 6dB 劣化は打ち消され，位相雑音がない場合の OFM 方式の SN 比と一致することになる．

図 3.7 に $\beta=5.0$ の場合の規格化スペクトル線幅 u に対する所要 γ の関係を，所望 SN 比をパラメータにして示す．POLEM 方式は位相雑音存在下でも $u=10^{-10}\sim 1$ という広い範囲にわたって所要 γ ，すなわち，所要信号光電力 P_R (受信感度) に劣化は生じないが，OFM 方式では u の増大と共に受信感度が急激に劣化し，光源のスペクトル線幅の大きさ次第では所望 SN 比を達成することが不可能となることが分かる．例えば，信号帯域幅 $2f_{max}=1\text{GHz}$ ，送信レーザと局発レーザのスペクトル線幅がそれぞれ 5KHz の場合，規格化スペクトル線幅 u は 10^{-5} となるが，OFM 方式ではいくら高電力の信号光を受信しても 50dB 以上の SN 比を達成できないのに対し，POLEM 方式は $\gamma=30\text{dB}$ で 50dB の SN 比を十分達成可能である．

なお，以上の比較は OFM 方式において偏光軸整合が完全に達成されているという理想状態のもとで行ったものであり，普通は，OFM 方式の方には位相雑音と同様，偏光軸不整合の影響が大きく出てくるので，ここで得られた特性よりもかなり低下することになる．

3.7 結言

本章では、宇宙光通信システムにおいてコヒーレント光変復調方式を考究する際、アナログ変調信号を効率よく伝送するための三つの要求条件、1. 位相雑音対策、2. 偏光軸不整合対策、3. 高品質伝送を同時に満足する第一のコヒーレント光変復調方式としてコヒーレント偏光楕円率角変調 (POLEM) 方式を提案し、基本原理を明らかにした。POLEM 方式は、偏光楕円率角を変調パラメータとして選ぶことによって条件 1. と条件 2. を同時に満足させ、かつ、条件 3. に対しては、偏光楕円率角をそのまま変調するのではなく、偏光楕円率角の変化率を変調することで対処している。条件 1. に関しては、受信側の復調過程での乗積器による位相雑音の差動除去効果により達成できた。また、条件 2. に関しては、左旋、右旋の両円偏光を光搬送波として伝送する POLEM 方式が、送受信機間の偏光軸不整合にも原理的に全く影響を受けないことも明らかとなった。このように位相雑音と偏光軸不整合に対し原理的不感応性を有する POLEM 方式は、アナログ伝送だけでなく、ベースバンド・デジタル・データ伝送にも対応できることも特徴となることも述べた。残る条件 3. に関しては、受信側で偏光楕円率角復調を行う際に元のアナログ信号で変調された広帯域 FM 波を取り出すことによって良好な受信 SN 比特性を達成できた。更に、十分強い局部発振光を仮定し、局発光ショット雑音、背景雑音光、位相雑音、および FM 復調時に生ずるクリック雑音の影響を考慮して POLEM 方式の SN 比について理論解析を行い、従来の OFM/ヘテロダイン検波方式と比較した結果、位相雑音存在下において飽和することなく、著しい受信 SN 比改善があることを明らかにした。

第4章

コヒーレント偏光方位角変調方式

4.1 序言

本章では，宇宙光通信システムにおいてコヒーレント光変復調方式を考究する際，アナログ変調信号を効率よく伝送するための三つの条件

1. 位相雑音対策
2. 偏光軸不整合対策
3. 宇宙空間の広帯域特性を十分利用した高品質伝送方式であること

を同時に満足する第二の方式として，コヒーレント偏光方位角変調 (coherent optical polarization azimuth modulation : POLAM) 方式を提案する．

POLAM 方式は，偏光方位角を変調パラメータとして選ぶことによって条件 1. を満足させ，かつ，条件 2. と条件 3. に対しては，POLEM 方式と同様，送信側で変調メカニズムに工夫をこらすことによって対処する．本方式では，受信側で偏光楕円率角復調を行うことによって元のアナログ信号で変調された広帯域周波数変調 (frequency modulation : FM) 波を得ることができ，FM 復調によって良好な受信信号対雑音電力比 (signal-to-noise power ratio : SN 比) を達成できる．また，FM 復調したあと，更にフィルタリングによって偏光軸不整合の影響も除去可能である．

まず，POLAM 方式の基本原理を述べると共に，送受信機構成を示し，受信側の復調過程での乗積器による位相雑音の差動除去効果を明らかにする．また，二直交直線偏光を光搬送波として伝送する POLAM 方式では，光送受信機間の偏光軸不整合の影響が光検波信号に残るものの，その影響は所望信号帯域に比べて十分低域に現れることから，受信側で適当なフィルタリングを施すことで容易に除去でき問題とならないことを示す．更に，十分強い局部発振光を仮定し，局発光ショット雑音，背景雑音光，位相雑音，および周波数変調波復調時に生ずるクリック雑音の影響を考慮して POLAM 方式の SN 比について理論解析を行う．

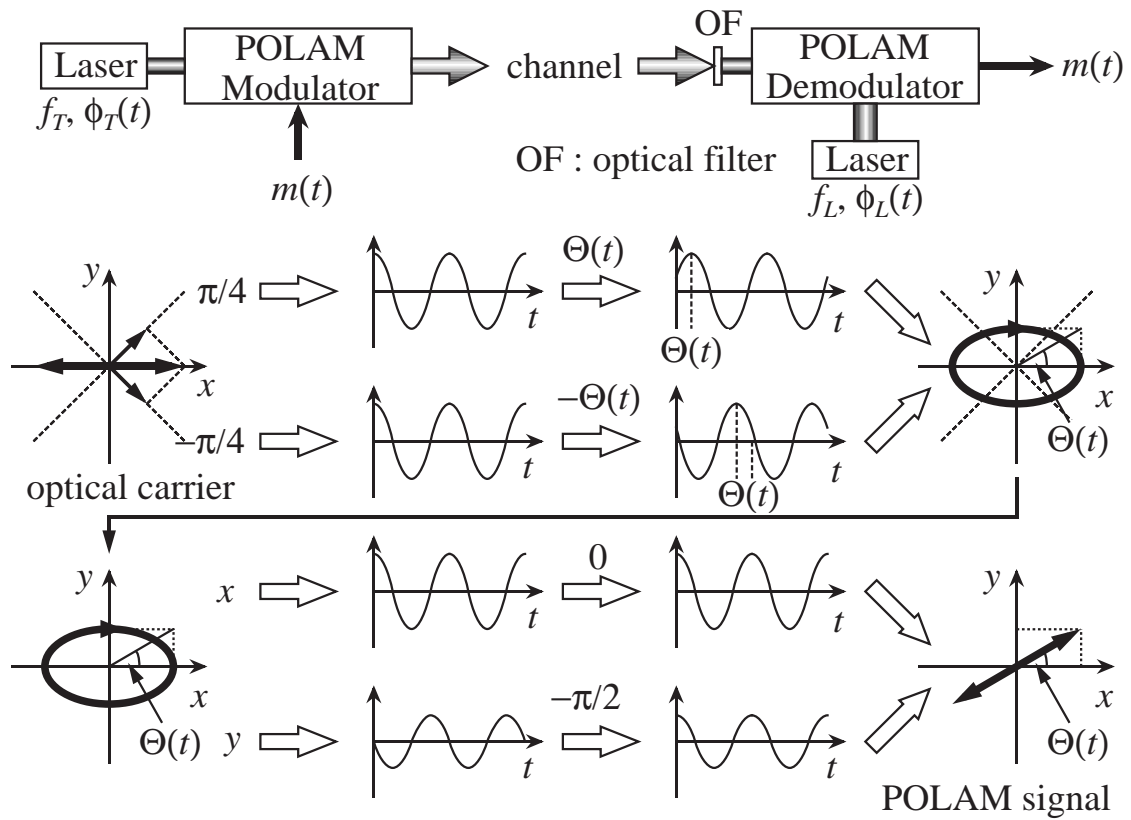


図 4.1 POLAM 方式の基本構成

4.2 変復調原理

図 4.1 にコヒーレント偏光方位角変調 (POLAM) 方式の基本構成を示す。送信側では、レーザダイオードから出力された直線偏光の光搬送波は偏光方位角変調器に入射され、アナログ変調信号 $m(t)$ によって偏光方位角 Θ が変調される。一方、受信側ではまず、送受信機間の偏光軸不整合を受けた受信 POLAM 信号光は光学フィルタ (optical filter : OF) で不要背景雑音光が取り除かれ、偏光方位角復調器に入射される。偏光方位角復調器では、受信信号光が局部発振光 (以下、局発光) と混合されて光ヘテロダイン検波を経て偏光方位角を検波し、アナログ変調信号 $m(t)$ を復調する。

図 4.1 に示すように、式 (3.1) で与えられる光搬送波を x 軸に対して -45° と 45° に分解した二つの直交成分をそれぞれ、 $-\Theta(t)$ 、 $\Theta(t)$ で位相変調し、それぞれ $1/4$ 波長板 (quarter wave plate : QWP) によって直線偏光化すると、以下のように偏光楕円率角 $\Delta = 0$ の POLAM 信号光が得られる。すなわち、 x, y 軸で展開した被変調光の複素電界ベクトルは

次式となる．

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} e_x(t) \\ e_y(t) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -j \end{pmatrix} \cdot \mathbf{R}\left(-\frac{\pi}{4}, -\Theta(t)\right) \cdot \begin{pmatrix} e_{cx}(t) \\ e_{cy}(t) \end{pmatrix} \\ &= \vec{u}(\Theta(t), 0) \cdot \sqrt{2P_T} e^{j(2\pi f_T t + \phi_T(t))} \end{aligned} \quad (4.1)$$

これは，合成光としては，偏光方位角 $\Theta(t)$ が変調された POLAM 信号光となっている．ここで， $\mathbf{R}(\cdot, \cdot)$ は式 (3.3) で定義される Jones 行列である．

変調信号 $m(t)$ ，変調度 k として偏光方位角アナログ変調を行った場合，受信側での偏光方位角 $\Theta(t) [= km(t)]$ の復調は POLAM 信号 (式 (4.1)) の x, y 軸成分を互いに乗積し， x, y 間の位相差を検出する方法も考えられるが，この位相検波出力は $\sin 2\Theta(t)$ となるので，歪みを低く抑えるためには変調度 k を十分小さくせざるを得ず，高い受信 SN 比が期待できない．

そこで，POLEM 方式と同様，送信側では変調信号 $m(t)$ そのもので偏光方位角 Θ を直接変調することはせず， $m(t)$ の積分値で Θ を変調し，受信側では偏光方位角の瞬時角速度，すなわち瞬時周波数を周波数弁別器によって検出する構成を考える．すなわち，送信光はあくまで POLAM 信号光ではあるが，変調メカニズムに工夫を施すことによって，受信側での偏光方位角復調に際しては，FM 波を得て通常の FM 検波を実現しようとするものである．このようにすれば，周波数偏移を大きくとった広帯域 FM とすることで検波利得を稼ぐことができ，高受信 SN 比の信号伝送が期待される．

以下では，POLAM 送受信機の偏光方位角変調器と偏光方位角復調器の構成とその原理について述べ，位相雑音の除去効果と偏光軸不整合の除去対策，広帯域検波利得を得ることができるよう工夫された変復調メカニズムについて明らかにする．

4.3 システム構成

4.3.1 偏光方位角変調器

図 4.2 に POLAM 送信機の偏光方位角変調器構成を示す．三方晶系の一軸性結晶において，駆動電圧 $M(t)$ ($|M(t)| \leq 1$) を印加して電気光学変調器 (electro-optic modulator :EOM) として用いるとき，電圧印加時の EOM 動作を表す Jones 行列は次式で与えられる (付録 C.2)．

$$\mathbf{R}_0(-2\beta M(t)) = \begin{pmatrix} e^{-j\beta M(t)} & 0 \\ 0 & e^{j\beta M(t)} \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

ここで， β は EOM の変調指数を表す．式 (4.2) は，EOM が入射光波の x, y 軸成分間に $-2\beta M(t)$ の相対位相差 (リターデーション) を与えることを示している．

送信機では，レーザダイオードから出力された x 軸方向に振動する直線偏光の光搬送を，方位 $-\pi/4$ で動作するように用いた EOM で，アナログ信号 $m(t)$ の積分器出力 $\int_{-\infty}^t m(t) dt$

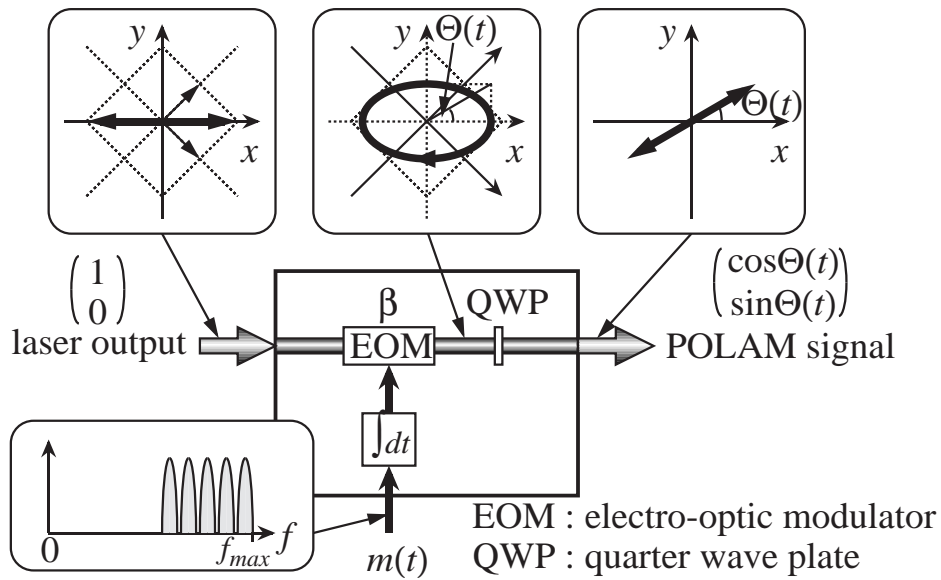


図 4.2 偏光方位角変調器

で光位相変調，すなわち $m(t)$ で光周波数変調したあと，QWP を通過させる．このとき，偏光方位角変調器の出力光は偏光方位角が

$$\Theta(t) = \beta \int_{-\infty}^t m(t) dt / \left| \int_{-\infty}^t m(t) dt \right|_M \quad (4.3)$$

で与えられる POLAM 信号光となる．ここで， $|\cdot|_M$ は最大値を表す．POLAM 信号光はこのまま，自由空間を通して遠隔にある受信機に送られる．

4.3.2 偏光方位角復調器

図 4.3 に POLAM 方式の光ヘテロダイン検波受信機の偏光方位角復調器構成を示す．POLAM 方式では，図 2.2 に示すように光送受信機間の偏光軸不整合（不整合角 $\theta(t)$ ）の影響を受け，受信 POLAM 信号光の偏光方位角に不整合角 $\theta(t)$ のランダム変動が加わる．不整合角 $\theta(t)$ を考慮して，受信 POLAM 信号光の複素電界ベクトルを受信機の基準軸（ X, Y 軸）に展開して表すと次式となる．

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} e_X(t) \\ e_Y(t) \end{pmatrix} &= \mathbf{T}(\theta(t)) \cdot \sqrt{D} \begin{pmatrix} e_x(t) \\ e_y(t) \end{pmatrix} \\ &= \vec{u}(\Theta(t) + \theta(t), 0) \cdot \sqrt{2P_R} e^{j(2\pi f_T t + \phi_T)} \end{aligned} \quad (4.4)$$

ここで， D は送受信機間の伝送損失， $P_R [= DP_T]$ は受信電力， $\mathbf{T}(\theta(t))$ は $\theta(t)$ の偏光軸不整合を表す．以上のように，不整合角 $\theta(t)$ は受信信号光の偏光方位角に加法的に現れる．

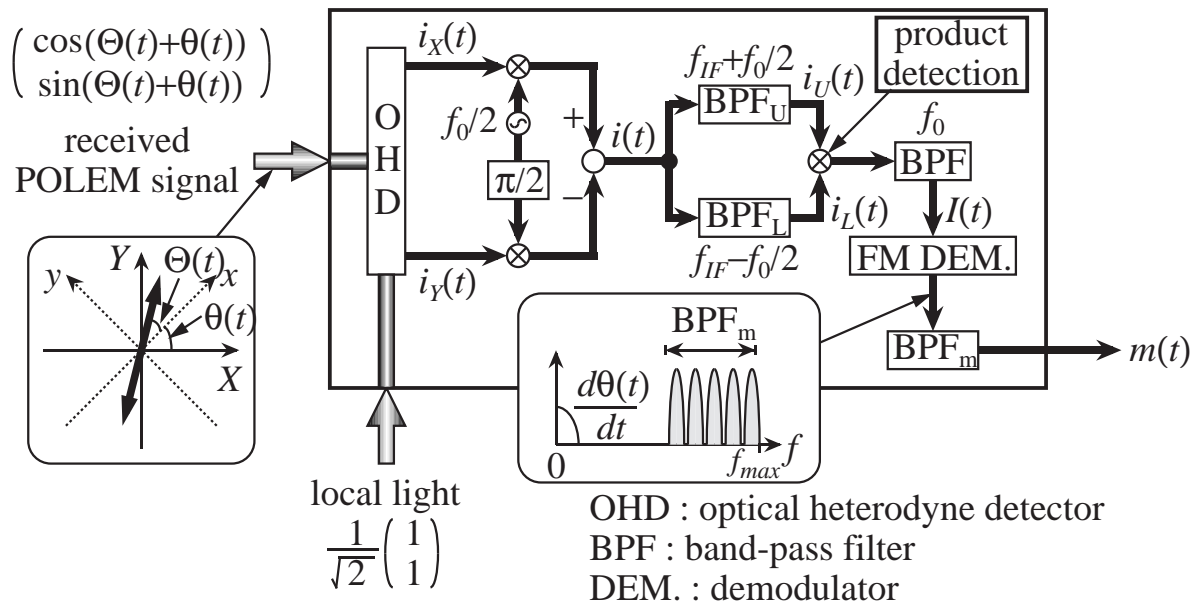


図 4.3 偏光方位角復調器

偏光軸不整合を受けた受信 POLAM 信号光 $e_x(t)$, $e_y(t)$ はまず, 図 3.4 に示す光ヘテロダイン検波器 (optical heterosyne detector : OHD) に入力される. このとき, OHD は次式の間周波数 (intermediate frequency : IF) 帯信号 $i_X(t)$, $i_Y(t)$ を出力する.

$$i_X(t) = e\alpha \sqrt{\frac{P_R P_L}{2}} \cdot \cos(\Theta(t) + \theta(t)) \cdot e^{j(2\pi f_{IF}t + \phi_{IF}(t))} \quad (4.5)$$

$$i_Y(t) = e\alpha \sqrt{\frac{P_R P_L}{2}} \cdot \sin(\Theta(t) + \theta(t)) \cdot e^{j(2\pi f_{IF}t + \phi_{IF}(t))} \quad (4.6)$$

ここで, e , α , $f_{IF} [= f_T - f_L]$, $\phi_{IF}(t) [= \phi_T(t) - \phi_L(t)]$ はそれぞれ, 電気素量, PD の光電変換効率, IF 帯信号の周波数, 位相雑音を表す. なお, IF 帯信号 $i_X(t)$, $i_Y(t)$ のスペクトルが位相雑音によって変調帯域以上に広がることを考慮して BPF_X , BPF_Y の通過帯域幅は十分広いものと仮定している. 式 (4.5), (4.6) と式 (4.1) を比べると, IF 帯信号 $i_X(t)$ と $i_Y(t)$ は振幅に $\theta(t)$ の位相変位が加わったことを除いて送信信号 ($e_x(t)$, $e_y(t)$) と同じであることがわかる. 以下では, 式 (4.5), (4.6) で与えられた IF 帯信号 ($i_X(t)$, $i_Y(t)$) から元のアナログ変調信号 $m(t)$ を復調する.

まず, IF 帯信号 $i_X(t)$, $i_Y(t)$ はそれぞれ, 無線周波数 (radio frequency : RF) 帯搬送波 $\cos(2\pi \frac{f_0}{2}t)$ および $\sin(2\pi \frac{f_0}{2}t)$ と掛けられた結果の差を取ることで次式が得られる.

$$i(t) = i_L(t) + i_U(t) \quad (4.7)$$

ここで, $i_L(t)$, $i_U(t)$ はそれぞれ, $i(t)$ の上側帯波と下側帯波を表し, 次式で与えられる.

$$i_L(t) = K \cos \left(2\pi \left(f_{IF} - \frac{f_0}{2} \right) t - \Theta(t) - \theta(t) + \phi_{IF}(t) \right) \quad (4.8)$$

$$i_U(t) = K \cos \left(2\pi \left(f_{IF} + \frac{f_0}{2} \right) t + \Theta(t) + \theta(t) + \phi_{IF}(t) \right) \quad (4.9)$$

$$K = \frac{1}{2\sqrt{2}} e\alpha \sqrt{P_R P_{LO}} \quad (4.10)$$

$i_L(t)$ と $i_U(t)$ を互いに乗積し、その結果を f_0 を中心とする帯域通過フィルタ (BPF) で差動成分のみを取り出すと、次式のアナログ信号 $m(t)$ で変調された変調指数 2β の FM 波 $I(t)$ が得られる。

$$I(t) = \frac{K^2}{2} \cos \left(2\pi f_0 t + 2\beta \int_{-\infty}^t m(t) dt \Big/ \Big| \int_{-\infty}^t m(t) dt \Big|_M + 2\theta(t) \right) \quad (4.11)$$

最後に、この FM 波 $I(t)$ を通常の FM 復調をすることで、アナログ変調信号 $m(t)$ が得る。

式 (4.11) から分かるように、FM 波 $I(t)$ には送信光源と局発光源の位相雑音 $\phi_{IF}(t)$ が含まれていない。更に、アナログ信号 $m(t)$ が副搬送波多重化 (subcarrier multiplex : SCM) 信号のように無線信号が周波数多重化されて最大周波数が f_{max} 、最小周波数が f_{min} であるような信号とすれば、 $\theta(t)$ の変動速度は変調信号帯域に比べて十分低域にあるので、次段の帯域通過フィルタ (BPF_m) によって $\theta(t)$ を取り除くことができる。すなわち、このように変調メカニズムを工夫した POLAM 方式は、光源の位相雑音と偏光軸不整合の影響を受けることがないという優れた特徴を有する。

結局、偏光方位角復調器は IF 帯信号 $i_X(t)$ 、 $i_Y(t)$ から偏光方位角 $\Theta(t)$ を取り出し、変調信号 $m(t)$ を復調する。偏光方位角復調器の動作は IF 帯信号 $i_X(t)$ と $i_Y(t)$ の差動周波数成分を周波数弁別しているのに等しい。同時にまた、偏光方位角復調器内にある乗積器で IF 帯信号 $i_X(t)$ 、 $i_Y(t)$ にある同じ大きさの位相雑音を差動的に除去している。更に、偏光軸不整合角 $\theta(t)$ の変動速度は変調信号に比べて十分遅いので、 $\theta(t)$ は $m(t)$ の FM 復調後に BPF_m によって実質的に取り除くことができる。言い換えると、POLAM 方式では、変調信号 $m(t)$ はどんな位相雑音と偏光軸不整合があってもその影響を受けることなく復調することができる。

更に、第3章の POLEM 方式と比べると、受信側で生成する FM 波の搬送波周波数 f_0 の獲得に際して、POLEM 方式では送信側での周波数シフトを必要とするのに対して、POLAM 方式では受信側で周波数シフトをすることが可能であるという違いがある。これは、円偏光を基本成分とする POLEM 方式では、偏光軸不整合の影響が共通位相項に残るため受信側での周波数シフトに影響を与えるのに対し、POLAM 方式では、直線偏光を基本成分としているため偏光軸不整合の存在下においても受信側で同相成分と直交成分をそれぞれ独立に取り出せるからである。そのため、帯域幅の等しい変調信号を伝送する場合、POLAM 方式の光伝送帯域は POLEM 方式の半分ですべて十分であるという特長も有している。

4.4 受信 SN 比の理論解析

POLAM 方式において、 $m(t)$ の FM 復調後の SN 比について理論的な解析を行う。本解析では十分強い局発光電力を仮定し、雑音要因として局発光ショット雑音、背景雑音光、光

源の有する位相雑音，FM 復調におけるクリック雑音を考慮する．また，位相雑音を有する搬送波の電力密度スペクトルは Lorentz 型にモデル化する [43]．

各 PD の出力で，IF 帯雑音電力密度スペクトル ζ は式 (3.12) で与えられる．

FM 復調後の BPF 出力で，FM 波の搬送波電力 C と雑音電力 N は次式のように書ける．

$$C = \frac{1}{2} \left(\frac{K^2}{2} \right)^2 \quad (4.12)$$

$$N = \left[2 \left(\frac{K}{2} \right)^2 \zeta + 2\zeta^2 B_{IF} \right] \cdot 2B \quad (4.13)$$

ここで，

$$B_{IF} = 2f_{max}(\beta + 1) + \kappa\Delta\nu \quad (4.14)$$

$$B = 2f_{max}(2\beta + 1) \quad (4.15)$$

$$\beta = \frac{\beta_F - \beta_S}{2} \quad (4.16)$$

であり， $\Delta\nu$ は光搬送波と局発光のスペクトル線幅の和， κ は IF 帯信号が IF 帯 BPF (BPF_X ， BPF_Y ， BPF_L ， BPF_U) を歪みなく通過するための通過帯域拡張係数である．式 (4.13) の第一項は乗積器に入力する信号と雑音のビート雑音，第二項は下側帯と上側帯の雑音のビート雑音を表す．

FM 復調前の搬送波対雑音電力比 (carrier-to-noise power ratio : CN 比) は

$$\left(\frac{C}{N} \right) = \frac{1}{4} \left[\frac{\gamma/(2\beta + 1)}{1 + 2(\beta + 1 + \kappa u)\gamma^{-1}} \right] \quad (4.17)$$

で与えられる．ここで，

$$\gamma = \frac{\alpha P_R/2}{2f_{max}(1 + \alpha N_{ob})} \quad (4.18)$$

は位相雑音のない場合の光電力 $P_R/2$ ，帯域幅 $2f_{max}$ 光信号を光ヘテロダイン検波したときの CN 比， $u [= \Delta\nu/2f_{max}]$ は変調信号の帯域幅 $2f_{max}$ で規格化したスペクトル線幅を表す．このとき，FM 復調後の SN 比は次式となる．

$$\left(\frac{S}{N} \right) = \frac{g \left(\frac{C}{N} \right)}{1 + \frac{8g}{\pi\beta} \left(\frac{C}{N} \right) \exp \left\{ - \left(\frac{C}{N} \right) \right\}} \quad (4.19)$$

ここで， $g [= 3(3\beta)^2(2\beta + 1)]$ は FM 検波利得，分母第三項は FM 復調時に発生するクリック雑音の影響を表す [44]．

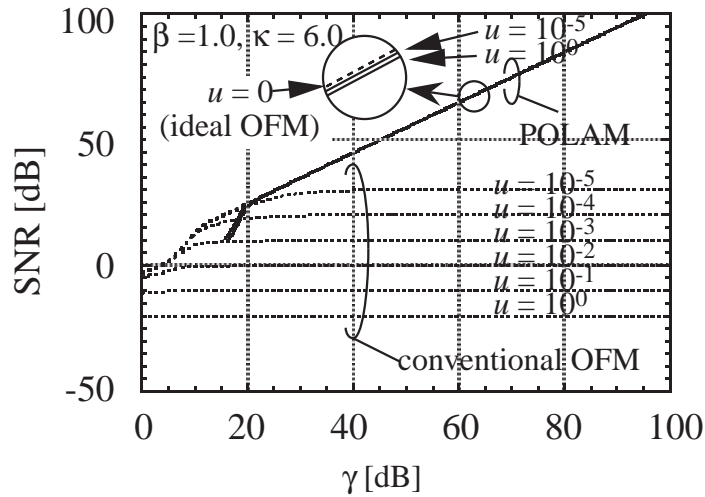


図 4.4 POLAM 方式の γ -SN 比特性

4.5 数値例

POLAM 方式と通常の OFM 方式 (図 3.5) の γ -SN 比特性を, $\beta = 1.0$ と $\kappa = 6$ の場合について規格化スペクトル線幅 u をパラメータとして図 4.4 に示す. POLAM 方式 (実線) の SN 比は位相雑音のない場合の理想 OFM 方式の SN 比と殆ど同じであることが分かる. これは, POLAM 方式では FM 復調前に位相雑音が除去されているからである. 一方, 通常の OFM 方式の SN 比 (点線) は位相雑音によって制限を受けている. これは, 通常の OFM 方式では γ , すなわち受信電力と共に位相雑音から変換された加法性白色雑音が増えるからである.

図 4.5 は, $\beta = 1.0$, $\kappa = 6$ の場合について, 要求される SN 比に対する γ と u の関係を示す. 点線で示された通常の OFM 方式が位相雑音の影響によって急激に劣化するのに対し, 実線で示された POLAM は位相雑音存在下でも殆ど影響を受けないことが分かる.

POLAM 方式の送信機では通常, 光搬送波を EOM の進相軸と遅相軸に正確に等分されるように入力することは困難である. これは, 光源の偏光軸と EOM の偏光軸との間に ψ の誤差角が生じることである. このとき, 式 (4.1) は

$$\begin{pmatrix} e_x(t) \\ e_y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \psi \cos \chi(t) - j \sin \psi \sin \chi(t) \\ \cos \psi \sin \chi(t) + j \sin \psi \cos \chi(t) \end{pmatrix} \cdot \sqrt{2P_T} e^{j(2\pi f_T t + \phi_T(t))} \quad (4.20)$$

となり, 偏光方位角復調器で得られる FM 波 $I(t)$ は次式となる.

$$I(t) = \frac{K^2}{2} \cos 2\psi \cdot \cos(2\pi f_0 t + (\beta_F - \beta_S)M(t) + 2\theta(t)) \quad (4.21)$$

式 (4.21) を式 (4.11) と比較すると, $I(t)$ の振幅に $\cos 2\psi$ の減衰のみとして影響することが分かる. そのため, 復調に際して変調信号に歪みを与えることはない. 図 4.6 は, このときの SN 比が軸ずれのない ($\psi = 0$) 時からの劣化を示している.

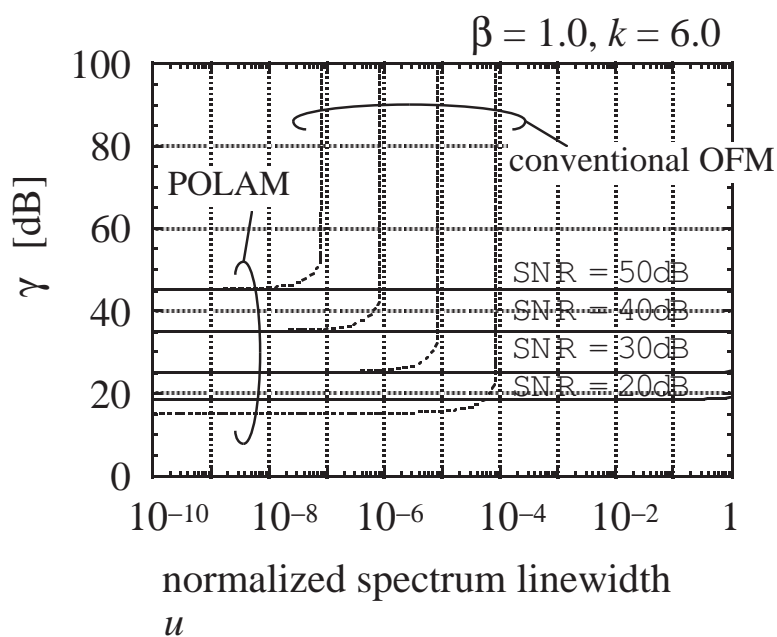


図 4.5 POLAM 方式において要求される SN 比に対する γ と u の関係

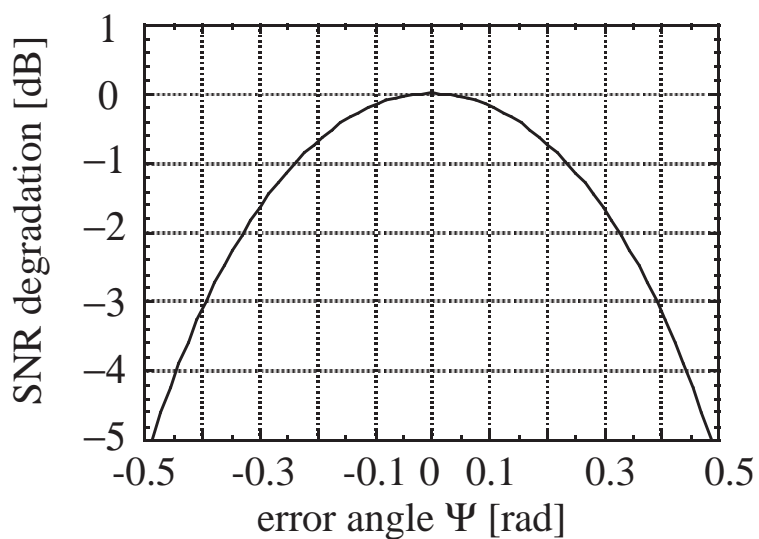


図 4.6 軸ずれのない ($\psi = 0$) 時からの SN 比の劣化

4.6 結言

本章では、宇宙光通信システムにおいてコヒーレント光変復調方式を考究する際、アナログ変調信号を効率よく伝送するための三つの要求条件、1. 位相雑音対策、2. 偏光軸不整合対策、3. 高品質伝送を同時に満足する第二の方式として、コヒーレント偏光方位角変調 (POLAM) 方式を提案し、基本原理を明らかにした。POLAM 方式は、偏光方位角を変調パラメータとして選ぶことによって条件 1. を満足させ、かつ、条件 2. と条件 3. に対しては、POLEM 方式と同様、偏光方位角をそのまま変調するのではなく、偏光方位角の変化率を変調することによって対処している。条件 1. に関しては、受信側の復調過程での乗積器による位相雑音の差動除去効果によって達成できることを明らかにした。また、条件 3. に関しては、受信側で偏光楕円率角復調を行うことによって元のアナログ信号で変調された広帯域 FM 波を得ることができ、FM 復調によって良好な受信 SN 比を達成できた。残る条件 2. に関しては、二直交直線偏光を光搬送波として伝送する POLAM 方式では、光送受信機間の偏光軸不整合の影響が光検波信号に残るものの、その影響は情報信号帯域に比べて十分低域に現れることから、受信側で適当なフィルタリングを施すことで容易に除去でき問題とならないことを示した。その他、POLAM 方式の光伝送帯域は POLEM 方式の半分で十分であることも分かった。更に、十分強い局部発振光を仮定し、局発光ショット雑音、背景雑音光、位相雑音、および周波数変調波復調時に生ずるクリック雑音の影響を考慮して POLAM 方式の SN 比について理論解析を行った結果、POLAM 方式でも位相雑音存在下で良好な受信 SN 比が得られることが分かった。加えて、送信機内の光源と偏光方位角変調器との光軸のずれの影響について考察した結果、ずれ角が ± 0.1 [rad] 程度ならば受信特性に大きな劣化は認められないため、殆ど問題にならないことも明らかにした。

第5章

コヒーレント偏光複合変調方式

5.1 序言

将来の宇宙光通信システムでは，データ，音声，画像などの様々なトラヒックが扱われ，無線周波数 (radio frequency : RF) 帯副搬送波とベースバンド・デジタル・データ信号を同時にかつ独立に伝送しなければならない状況が予想される．副搬送波伝送宇宙光通信方式においては，複数の副搬送波を伝送する場合，副搬送波多重化 (subcarrier multiplexing : SCM) 技術がマルチレート (multirate)・マルチチャネル (multichannel)・マルチメディア (multimedia) 信号を柔軟に伝送するのに非常に有用である．ここでは，アナログ・コヒーレント光変復調方式が重要となってくる．一方，ベースバンド宇宙光通信方式においては，衛星で生じたデジタル・データをそのまま伝送するデジタル・コヒーレント光変復調方式も不可欠となってくる．

ベースバンド宇宙光通信方式としては，これまでも様々な方式が提案されてきているが，特に偏光を利用して位相雑音対策と偏光軸不整合対策を施した方式としてデジタル・コヒーレント偏光変調 (polarization modulation : PLM) 方式が提案されている [32], [34]．一方，副搬送波伝送宇宙光通信方式については，第3章，第4章でコヒーレント偏光楕円率角変調 (POLEM) 方式とコヒーレント偏光方位角 (POLAM) 方式を提案してきた．

本章では，POLEM方式，POLAM方式の原理と性能を踏まえて，偏光状態変復調方式の分類を行い，新たな拡張方式としてコヒーレント偏光複合変調 (coherent optical polarization hybrid modulation : POLHM) 方式について論ずる．そして，POLHM方式の一つとして，偏光楕円率角と偏光方位角を変調して，副搬送波信号とベースバンド信号を同時に伝送する方式を提案し，その基本原理について述べる．これまで宇宙空間を完全な自由空間伝送路とみなしてきたが，実際の伝送路はプラズマ圏となる．そこで，プラズマ圏を通過する場合のPOLHM信号光について理論的な考察を加える．更に，十分強い局部発振光を仮定し，局発光ショット雑音，背景雑音光，位相雑音，および周波数変調波復調時に生ずるクリック雑音の影響を考慮して提案方式の受信信号対雑音電力比 (signal-to-noise power ratio : SN比) とビット誤り率 (bit error rate : BER) について理論解析を行う．

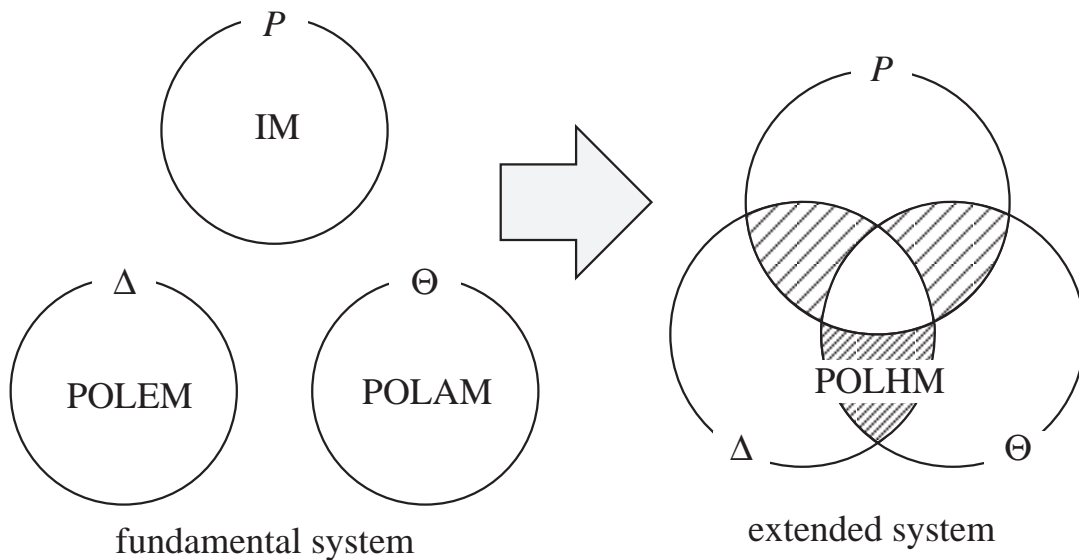


図 5.1 偏光状態変調方式の分類

5.2 偏光状態変調方式の分類

第2章で述べたように、任意の偏光状態は三つの偏光状態パラメータ、すなわち強度、偏光楕円率角、偏光方位角で一意に決まる。また、偏光状態を変調する方式を考案する際、基本的には、変調パラメータとして強度を選ぶ場合、偏光楕円率角を選ぶ場合、偏光方位角を選ぶ場合があり、それぞれ、

1. 強度変調 (IM) 方式
2. 偏光楕円率角変調 (POLEM) 方式
3. 偏光方位角変調 (POLAM) 方式

の三つの基本方式に分類される (図 5.1)。IM 方式は、光コヒーレント検波系としては有用ではないものの、光直接検波系においては位相雑音や偏光軸不整合の影響を全く受けることなく受信できることは大変魅力的である。宇宙光通信システムにおいて、熱雑音が支配的とならない十分な受信電力が得られ、強度揺らぎが無視できるような環境では、IM 方式の特長を活かすことも期待できる。POLEM 方式は、第3章で述べたように、位相雑音と偏光軸不整合に対して原理的に不感応であり、任意の変調信号を伝送できるという特長を備えている。そのため、POLEM 方式ではベースバンド・デジタル・データから無線周波数帯副搬送波まで幅広く対応できる柔軟性を有している。また、POLAM 方式は、第4章で述べたように、位相雑音に対しては POLEM 方式と同様、原理的に不感応であるが、偏光軸不整合に対しては受信側のフィルタリングによって除去するため、変調信号としては

副搬送波や FDM 信号が適している．更に，POLAM 方式はその光伝送帯域が POLEM 方式の半分となる特長をもっている．

さて，偏光状態パラメータ，強度，偏光楕円率角，偏光方位角は互いに独立であるため，変調パラメータとして二つを選び，光変復調を行うことが新たに可能となる．この場合，図 5.1 に示すように，変調パラメータの組み合わせには

1. 強度 P と偏光楕円率角 Δ
2. 強度 P と偏光方位角 Θ
3. 偏光楕円率角 Δ と偏光方位角 Θ

が考えられる．このように，複数の偏光状態パラメータを用いた拡張方式のことを偏光複合変調 (polarization hybrid modulation : POLHM) 方式と呼ぶ．これら光変復調方式はそれぞれ，

1. IM 方式と POLEM 方式
2. IM 方式と POLAM 方式
3. POLEM 方式と POLAM 方式

の融合方式とみなすことができ，各基本方式の特長を活かすことが期待できる．

以降では，コヒーレント光の特長を十分活かすため，拡張方式の一つとして，POLEM 方式と POLAM 方式の融合方式となるコヒーレント偏光複合変調方式について議論する．

5.3 コヒーレント偏光複合変調

5.3.1 変調原理と変調器

三方晶系の一軸性電気光学結晶において，図 5.2 に示すように，駆動電圧

$$V_x(t) = VM(t) \cos \Psi(t) \quad (5.1)$$

$$V_y(t) = VM(t) \sin \Psi(t) \quad (5.2)$$

($|M(t)| \leq 1$) を印加して電気光学変調器 (electro-optic modulator : EOM) として用いるとき，電圧印加時の EOM の動作を表す Jones 行列 $\mathbf{M}(\Psi(t), M(t))$ は次式で与えられる (付録 C.3) ．

$$\mathbf{M}(\Psi(t), M(t)) = \mathbf{R} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\Psi}{2}, -\beta M(t) \right) \cdot \exp \left(-j \frac{2\pi f_c l}{c/n_o} \right) \quad (5.3)$$

ここで，

$$\beta = \frac{2\pi f_c l}{c/n_o} n_o^2 r_{22} \frac{V}{d} \quad (5.4)$$

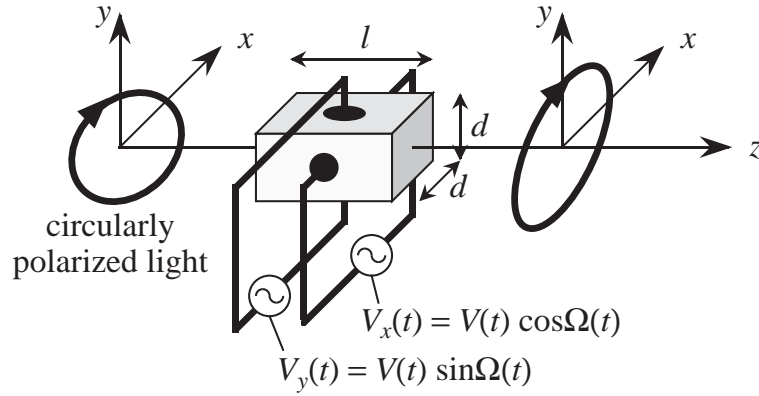


図 5.2 POLHM 信号光を生成するための電気光学変調器

は変調指数を表し, c, l, d, n_o, r_{22} はそれぞれ, 光速, 結晶長, 結晶幅, 常光線屈折率, 電気光学定数を表す. 式 (5.3) は, EOM が入射光波に方位 $\pi/4 - \Psi(t)/2$ で $-2\beta M(t)$ の相対位相差 (リターデーション) を与えることを示している.

この EOM に入射する光搬送波が右旋円偏光であるとき, 被変調光の電界ベクトルは, x, y 軸に展開して表すと次式で与えられる.

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} e_x(t) \\ e_y(t) \end{pmatrix} &= \mathbf{M}(\Psi(t), M(t)) \cdot \sqrt{P_T} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix} e^{j(2\pi f_T t + \phi_T(t))} \\ &= \vec{u} \left(-\frac{\Psi(t)}{2}, \frac{\pi}{4} - \beta M(t) \right) \cdot \sqrt{2P_T} e^{j\varphi_T(t)} \end{aligned} \quad (5.5)$$

ここで, $P_T, f_T, \phi_T(t)$ はそれぞれ, 光搬送波の電力, 周波数, 位相雑音を表し,

$$\varphi_T(t) = 2\pi f_T t + \phi_T(t) - \frac{2\pi f_T l}{c/n_o} \quad (5.6)$$

であり, 偏光楕円率角 $\Delta(t)$ と偏光方位角 $\Theta(t)$ は次式で与えられることになる.

$$\Delta(t) = \frac{\pi}{4} - \beta \cdot M(t) \quad (5.7)$$

$$\Theta(t) = -\frac{\Psi(t)}{2} \quad (5.8)$$

図 5.3 に POLHM 方式の偏光複合変調器構成を示す. まず, レーザダイオードから出力された光搬送波は 4 分の 1 波長板 (quarter wave plate: QWP) によって円偏光化されてから EOM に入射される. 一方, 二つの駆動電圧 $V_x(t), V_y(t)$ (式 (5.1), 式 (5.2)) は二進信号 $m_1(t) [= \pm 1]$ と副搬送波信号 $m_2(t)$ で変調された FM 波とから成っている. このとき, 駆動電圧の規格化振幅 $M(t)$ と位相 $\Psi(t)$ は次式で与える.

$$M(t) = \left(\frac{\pi}{4} \beta \right) \cdot [1 - \beta_1 \cdot m_1(t)] \quad : 0 < \beta_1 < 1 \quad (5.9)$$

$$\Psi(t) = 2\pi f_0 t + \beta_2 \cdot \int_{-\infty}^t m_2(t) dt \Big/ \left| \int_{-\infty}^t m_2(t) dt \right| \quad (5.10)$$

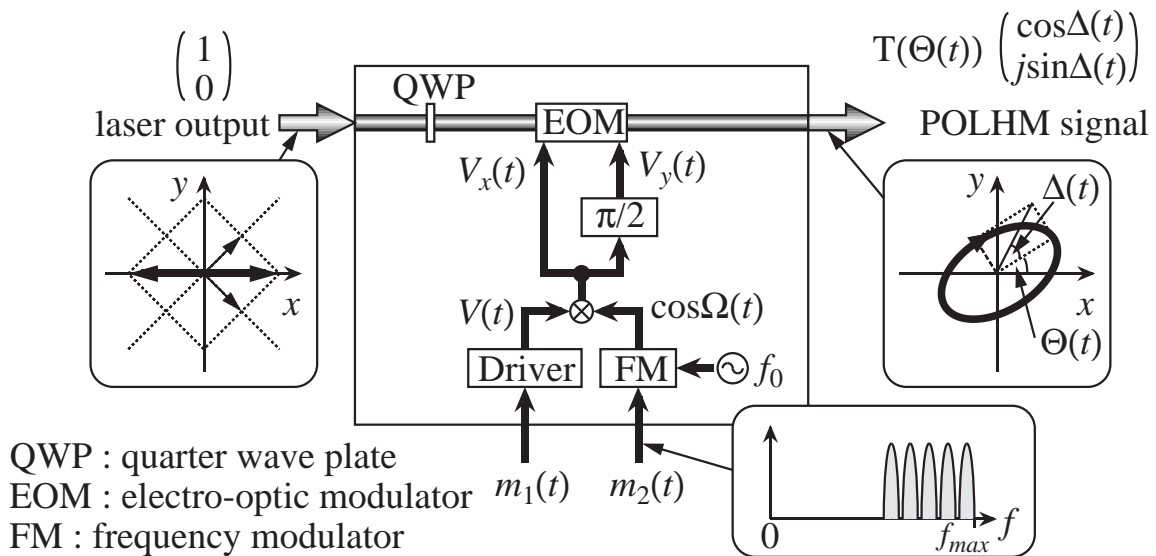


図 5.3 POLHM 方式の偏光複合変調器

ここで、 $\beta_i (i = 1, 2)$ と f_0 はそれぞれ、駆動電圧 $V_x(t)$ 、 $V_y(t)$ の変調指数と周波数を表す。
この場合、POLHM 信号は次式の偏光楕円率角 $\Delta(t)$ と偏光方位角 $\Theta(t)$ をもつ式 (5.5) で与えられる。

$$\Delta(t) = \left(\beta_1 \cdot \frac{\pi}{4} \right) \cdot m_1(t) \quad (5.11)$$

$$\Theta(t) = -\frac{1}{2} \left[2\pi f_0 t + \beta_2 \cdot \int_{-\infty}^t m_2(t) dt \right] \left/ \left| \int_{-\infty}^t m_2(t) dt \right| \right. \quad (5.12)$$

結果的に、POLHM 信号光は、 $m_1(t)$ で偏光楕円率角をデジタル変調した POLEM 信号光と $m_2(t)$ で偏光方位角の変化率をアナログ変調した POLAM 信号光の合成となる。特に、 β_1 は偏光楕円の形状を決定するパラメータであり、 $\beta_1=0$ のとき直線、 $\beta_1=1$ のとき円となる。

5.3.2 復調原理と復調器

図 5.4 に、POLHM 方式の光ヘテロダイン受信機の偏光複合復調器構成を示す。

光学フィルタ (optical filter : OF) と QWP を通過した後、偏光軸不整合角 $\theta(t)$ を有する受信 POLHM 信号光は、図 3.4 に示す光ヘテロダイン検波器 (optical heterodyne detector : OHD) に入射される。このとき、受信 POLHM 信号光の複素電界ベクトルは、受信機の基準軸 (X, Y 軸) で展開して表すと次式となる。

$$\begin{pmatrix} e_x(t) \\ e_y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -j \end{pmatrix} \cdot \mathbf{T}(\theta(t)) \cdot \sqrt{D} \begin{pmatrix} e_x(t) \\ e_y(t) \end{pmatrix} \quad (5.13)$$

ここで、 D 、 $\mathbf{T}(\theta(t))$ はそれぞれ、自由空間伝搬損失、 $\theta(t)$ の偏光軸不整合を表す。

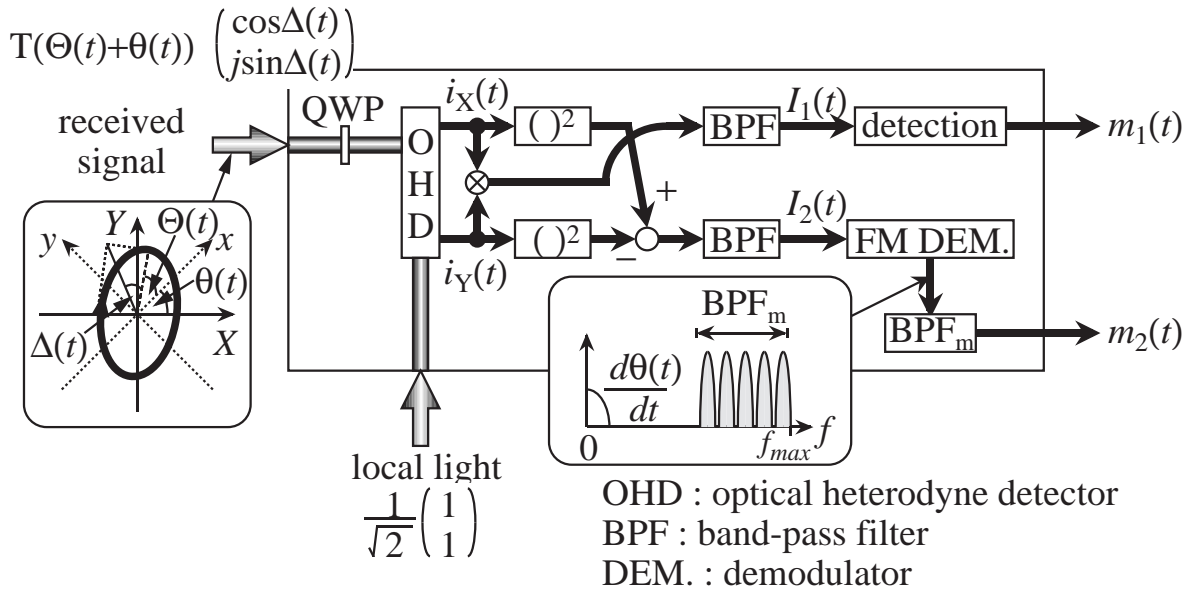


図 5.4 POLHM 方式の偏光複合復調器

OHD の出力である中間周波数 (intermediate frequency : IF) 帯信号 $i_X(t)$, $i_Y(t)$ は次式で与えられる .

$$i_X(t) = e\alpha\sqrt{\frac{P_R P_L}{2}} \cdot (\cos(\Theta(t) + \theta(t)) \cos \Delta(t) - j \sin(\Theta(t) + \theta(t)) \sin \Delta(t)) \cdot e^{j(2\pi f_{IF}t + \phi_{IF}(t))} \quad (5.14)$$

$$i_Y(t) = e\alpha\sqrt{\frac{P_R P_L}{2}} \cdot (\cos(\Theta(t) + \theta(t)) \sin \Delta(t) - j \sin(\Theta(t) + \theta(t)) \cos \Delta(t)) \cdot e^{j(2\pi f_{IF}t + \phi_{IF}(t))} \quad (5.15)$$

ここで, e , α , $P_R [= DP_T]$, $f_{IF} [= f_T - f_L]$, $\phi_{IF}(t) [= \phi_T(t) - \phi_L(t)]$ はそれぞれ, 電気素量, PD の感度, 受信信号光電力, IF 帯信号の周波数, 位相雑音を表す .

最後に, $i_X(t)$ と $i_Y(t)$ を信号処理をすることによって変調信号 $m_1(t)$ および $m_2(t)$ を得る . まず, ベースバンド信号 $m_1(t)$ は $i_X(t)$ と $i_Y(t)$ を互いに乗積し, 帯域通過フィルタ (band-pass filtering : BPF) で不要成分を除去することで得られるが, 次式に示すように光源の位相雑音と偏光軸不整合の影響を全く受けることなく復調できる .

$$I_1(t) = \Re \left[\frac{1}{2} i_X(t) \cdot i_Y^*(t) \right] = K \sin \left(\frac{\pi}{2} \beta_1 \right) \times m_1(t) \quad (5.16)$$

ここで, $\Re[\cdot]$ は実数部,

$$K = \frac{e^2 \alpha^2 P_R P_{LO}}{8} \quad (5.17)$$

である．結局， $m_1(t)$ は $I_1(t)$ の符号判定によって復調できる [32] ．

一方の変調信号 $m_2(t)$ を得るにはまず， $i_X(t)$ と $i_Y(t)$ の二乗の差を取ることで次式に示す周波数変調波を生成する．

$$\begin{aligned} I_2(t) &= \Re \left[\frac{1}{2} |i_X(t)|^2 - \frac{1}{2} |i_Y(t)|^2 \right] \\ &= 2K \cos \left(\frac{\pi}{2} \beta_1 \right) \\ &\quad \times \cos \left[2\pi f_0 t + \beta_2 \cdot \int_{-\infty}^t m_2(t) dt \left/ \left| \int_{-\infty}^t m_2(t) dt \right| - 2\theta(t) \right] \end{aligned} \quad (5.18)$$

これを FM 復調を施すことで元のアナログ変調信号 $m_2(t)$ を復調できる． $m_2(t)$ もまた位相雑音の影響を全く受けてはいないが， $m_1(t)$ の復調とは異なり，偏光軸不整合の影響は $I_2(t)$ の位相に現れる．しかしながら，光送受信機間の偏光軸不整合の変動速度は通常，変調信号 $m_2(t)$ の搬送波周波数に比べて十分遅いため，不整合角 $\theta(t)$ は帯域通過フィルタ (BPF_m) を用いることで十分取り除くことができる．

ところで， $I_2(t)$ の振幅に，変調パラメータ β_1 に依存した値 ($\cos(\frac{\pi}{2}\beta_1)$) が残る．これは，所望信号 $m_2(t)$ にとっては電力損失となり， $\beta_1=0$ のとき最小で無損失， $\beta_1=1$ のとき最大で完全損失となる．そのため， $m_2(t)$ の復調にとっては β_1 の値が零に近いほど効率がよい．言い換えると，できる限り偏光楕円の形状は直線に近い方が望ましい．一方， $m_1(t)$ にとっては β_1 が信号間距離を決めるので， β_1 の値を零にすると $m_1(t)$ の復調が不可能となる．そこで， $m_1(t)$ と $m_2(t)$ が要求する受信感度によって最適な β_1 が存在する．これに関しては，後述する数値例で考察する．

さて，これまでは宇宙空間が完全な自由空間として議論を進めてきたが，実際にはプラズマ圏となるので，その影響が小さいながらも非自由空間となる．以下では，プラズマ圏を伝搬する POLHM 信号光について理論的に考察する．

光信号がプラズマ領域を通過するとき，地球磁場と光信号の伝搬方向のなす角 β によって決まる二つの固有電界ベクトル (二直交偏光) 間で相対位相差を生じ，その位相差 $2\delta_p$ は次式で与えられる (付録 E) ．

$$2\delta_p = \frac{2\pi L}{\lambda} \cdot XY \sqrt{4 \cos^2 \beta + (Y \sin^2 \beta)^2} \quad (5.19)$$

$$X = \left(\frac{8.97 \sqrt{N[\text{number}/\text{m}^3]}}{f} \right)^2 \quad (5.20)$$

$$Y = \frac{2.80 \times 10^{10} \cdot B[\text{tesla}]}{f} \quad (5.21)$$

ここで， L ， λ ， N ， B ， f はそれぞれ，伝送距離，光波長，電子密度，地球磁場の磁束密度，光搬送波周波数を表す [26] ．

地球磁場と光の伝搬方向が平行となる ($\beta=0^\circ$) 場合，プラズマ領域は右旋，左旋の両円偏光間に相対位相差 $2\delta_p$ ($\delta_p \ll 1$) を与える．このとき， $I_1(t)$ (式 (5.16)) と $I_2(t)$ (式 (5.18)) は次式に書き直される．

$$I_1(t) = K \sin 2\Delta(t) \quad (5.22)$$

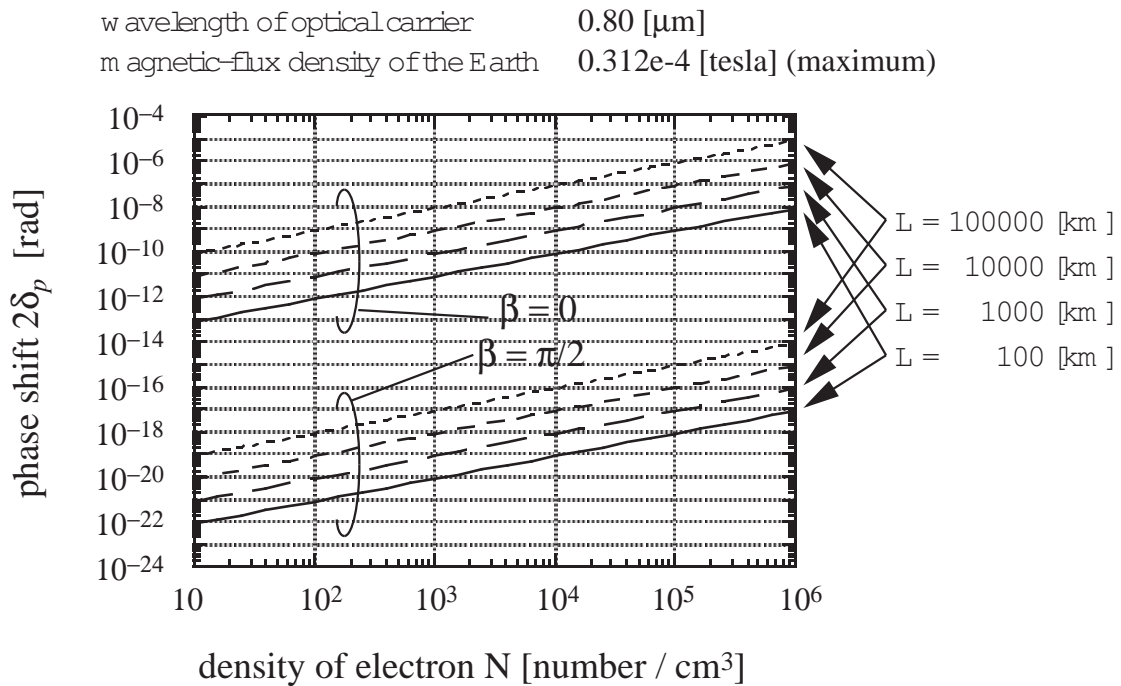


図 5.5 プラズマ領域の電子密度に対する相対位相差 $2\delta_p$ (地球磁場と光の伝搬方向が平行となる場合 ($\beta=0$) と直交する場合 ($\beta=\pi/2$))

$$I_2(t) = 2K \cos 2\Delta(t) \cos 2(\Theta(t) + \delta_p + \theta(t)) \quad (5.23)$$

式 (5.22), (5.23) から明らかなように, プラズマの影響は偏光方位角に現われる. この場合, $I_1(t)$ では全く問題とならないが, $I_2(t)$ に対して偏光方位角に加法的に現われる. しかしながら, 相対位相差 $2\delta_p$ の変動は $\Theta(t)$ に比べて十分緩やかなので, $\theta(t)$ の場合と同様, $2\delta_p$ の影響はフィルタリングによって容易に除去できる.

地球磁場と光の伝搬方向が直交する ($\beta=90^\circ$) 場合, プラズマ領域は任意の方位 θ_p において相対位相差 $2\delta_p$ ($\delta_p \ll 1$) を与える直線位相子となる. このとき, $I_1(t)$ (式 (5.16)) と $I_2(t)$ (式 (5.18)) は次式に書き直される.

$$I_1(t) = \cos 2\delta_p \cdot K \sin 2\Delta(t) \quad (5.24)$$

$$I_2(t) = \frac{1 + \cos 2\delta_p}{2} \cdot 2K \cos 2\Delta(t) \cos 2(\Theta(t) + \theta(t)) \quad (5.25)$$

式 (5.24), (5.25) から明らかなように, $I_1(t)$, $I_2(t)$ におけるプラズマの影響は所望信号 (式 (5.16), (5.18)) に対する振幅変動として現われる.

POLHM 信号光の光波長が $0.80 \mu\text{m}$, 地球磁場の磁束密度 B が 0.312×10^{-4} [tesla] (磁気赤道値) [45] の場合, いくつかの伝送距離 L について, プラズマ領域通過による電子密度に対する相対位相差 $2\delta_p$ を図 5.5 に示す. 同図から, POLHM 方式ではプラズマ圏を通過する場合であっても, その影響は十分無視できることが分かる.

5.3.3 ビット誤り率と受信 SN 比の理論解析

POLHM 方式において, $m_1(t)$ の BER と, $m_2(t)$ の FM 復調後の SN 比について理論解析を行う. 本解析では十分強い局発光電力を仮定し, 雑音要因として局発光ショット雑音, 背景雑音光, 光源の有する位相雑音, FM 復調におけるクリック雑音を考慮する. また, 位相雑音を有する搬送波の電力密度スペクトルは Lorentz 型にモデル化する [43].

各 PD の出力で, IF 帯雑音電力密度スペクトル ζ は式 (3.12) で与えられる.

参考文献 [32] によると, $m_1(t)$ に対する BER P_e は次式となる.

$$P_e = \frac{1 - Q(a, b) + Q(b, a)}{2} \quad (5.26)$$

ここで,

$$a^2 = \gamma \left[1 + \sin \frac{\pi}{2} \beta_1 \right] \quad (5.27)$$

$$b^2 = \gamma \left[1 - \sin \frac{\pi}{2} \beta_1 \right] \quad (5.28)$$

$Q(a, b)$ は次式で定義される Marcum の Q 関数

$$Q(a, b) = \int_b^\infty x \exp\left(-\frac{x^2 + a^2}{2}\right) I_0(ax) dx \quad (5.29)$$

$I_0(\cdot)$ は 0 次第一種変形 Bessel 関数を表す. また,

$$\gamma = \frac{\alpha P_R / 2}{B_{IF} \cdot (1 + \alpha N_{ob})} \quad (5.30)$$

は IF 帯搬送波対雑音電力比 (carrier-to-noise power ratio : CN 比), $B_{IF} [= f_0 + 2B_1 + 2B_2(\beta_2/2 + 1 + \kappa\Delta\nu)]$ は各 IF 帯 BPF (BPF_X, BPF_Y) の通過帯域幅, $B_i (i = 1, 2)$, κ , $\Delta\nu$ はそれぞれ, $m_i(t) (i = 1, 2)$ の信号帯域幅, 位相雑音によるスペクトル広がりを考慮した BPF 通過帯域幅拡張係数, IF 帯搬送波のスペクトル線幅を表す.

十分大きい受信電力が得られる場合 ($\gamma \gg 1$) は特に, Marcum の Q 関数は誤差関数で近似できる [22] ことから, 式 (5.26) も近似的に次式のようになる.

$$p_e = \frac{3}{4} \operatorname{erfc} \left(\sqrt{2\gamma} \cdot \sin \frac{\pi}{4} \beta_1 \right) \quad (5.31)$$

ここで, $\operatorname{erfc}(\cdot)$ は次式で定義される誤差補関数である.

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-t^2} dt \quad (5.32)$$

一方, $I_2(t)$ の雑音電力密度スペクトル $S_N(f)$ は次式で与えられる.

$$S_N(f) = 2 \cdot \left[\left(2K \cdot \frac{\zeta}{\pi} \right) \left\{ \arctan \left(\frac{B_{IF}}{\Delta\nu} \right) - \arctan \left(\frac{(|f \pm f_0| - B_{IF})}{\Delta\nu} \right) \right\} + 2\zeta^2 \cdot B_{IF} \left| 1 - \frac{|f \pm f_0|}{B_{IF}} \right| \right] \quad : \quad |f \pm f_0| \leq B_2(\beta_2 + 1) \quad (5.33)$$

ここで、式(5.33)の第一項はIF帯信号-雑音間ビート雑音、第二項はIF帯雑音間ビート雑音を表す。特に、受信光電力が十分得られる($\gamma \gg 1$)とき、第二項は無視でき、また、第一項は所望帯域内($|f \pm f_0| \leq B_2(\beta_2 + 1)$)においては白色雑音とみなせるので、式(5.33)もまた次式のように近似できる。

$$S_N(f) = 4K \cdot \zeta \quad (5.34)$$

この場合、 $I_2(t)$ に対するCN比は次式で与えられる。

$$\left(\frac{C}{N}\right) = \frac{1}{4} \cos^2\left(\frac{\pi}{2}\beta_1\right) \frac{B_{IF}}{2B_2(\beta_2 + 1)} \cdot \gamma \quad (5.35)$$

更に、 $m_2(t)$ に対するFM復調後のSN比は次式で与えられる。

$$\left(\frac{S}{N}\right) = \frac{g\left(\frac{C}{N}\right)}{1 + \frac{8g}{\pi\beta_2} \left(\frac{C}{N}\right) \exp\left\{-\left(\frac{C}{N}\right)\right\}} \quad (5.36)$$

ここで、 $g[= 3\beta_2^2(\beta_2 + 1)]$ はFM検波利得を表す。

5.3.4 ビット誤り率と受信SN比の数値例

図5.6に、いくつかの β_1 の場合について $m_1(t)$ に対するBER特性を示す。変調指数 β_1 が大きくなるほど、受信感度(BER= 10^{-9} となる γ)も良くなることが明らかである。言い換えると、偏光楕円の形状が円($\beta_1=1$)に近づくほど、受信感度が高くなる。例えば、 $\beta_1=0.2$ の場合、 $\beta_1=0.1$ の場合に比べておよそ6dBの受信感度の改善がある。この改善値は理論的に $\sin^2(\frac{\pi}{4}0.2)/\sin^2(\frac{\pi}{4}0.1)$ で与えられる。

図5.7に、各 γ に対してBER= 10^{-9} を満たすための最小の β_1 について示す。BER= 10^{-9} を達成するための β_1 の値は、 γ が十分得られるときは0に近づく、すなわち偏光楕円の形状が直線近づくことができるが、逆に γ が十分に得られないときはある程度の値が必要となり、楕円率を大きくして伝送しなければならない。

図5.8に、各 γ に対してBER= 10^{-9} を満たす最小の β_1 の場合と $\beta_1=0$ の場合の $m_2(t)$ のSNR特性を示す。同図には、同じFM変調指数(FM index $\beta_2 = 4.0$)をもつ通常のコヒーレント光周波数変調(coherent optical frequency modulation: OFM)方式のSNR特性を様々な規格化スペクトル線幅 $u = \Delta\nu/B_2$ について併せて示してある。図5.8から明らかなように、 γ が十分得られるところでOFM方式(図3.5)のSNRはレーザ光源のもつ位相雑音によって飽和するが、POLHM方式では飽和はなく、POLAM方式と同様に位相雑音存在下において大きな改善がなされていることが分かる。例えば、 $u = 10^{-6}$ の場合、 $\gamma = 50$ dBのときにおよそ35dBの改善が得られる。更に、 $u=0$ 、 $\beta_1=0$ の場合に比較すると、 $m_1(t)$ の変調指数 β_1 に対するSNRの劣化は殆ど見られない。

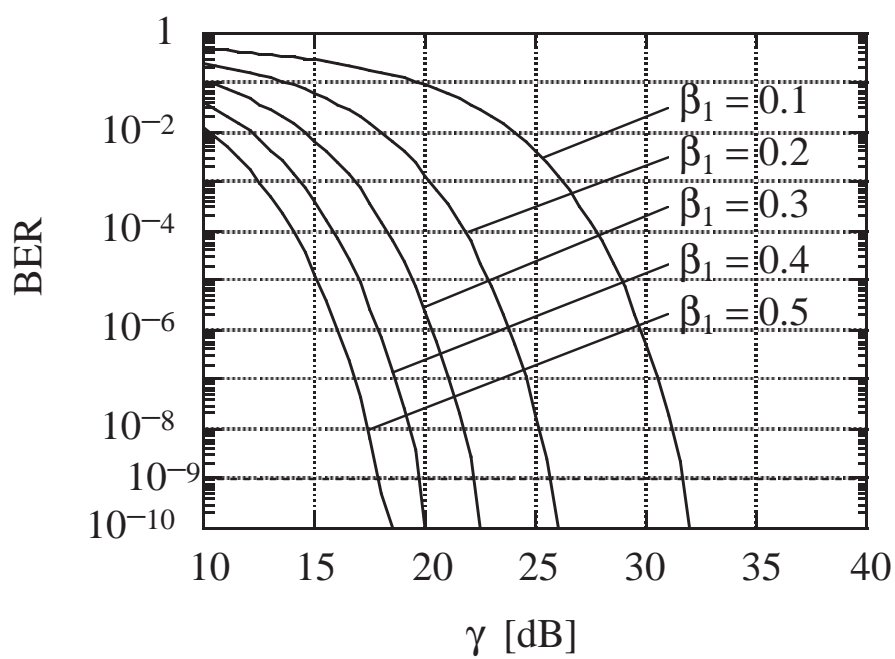


図 5.6 $m_1(t)$ に対する BER 特性

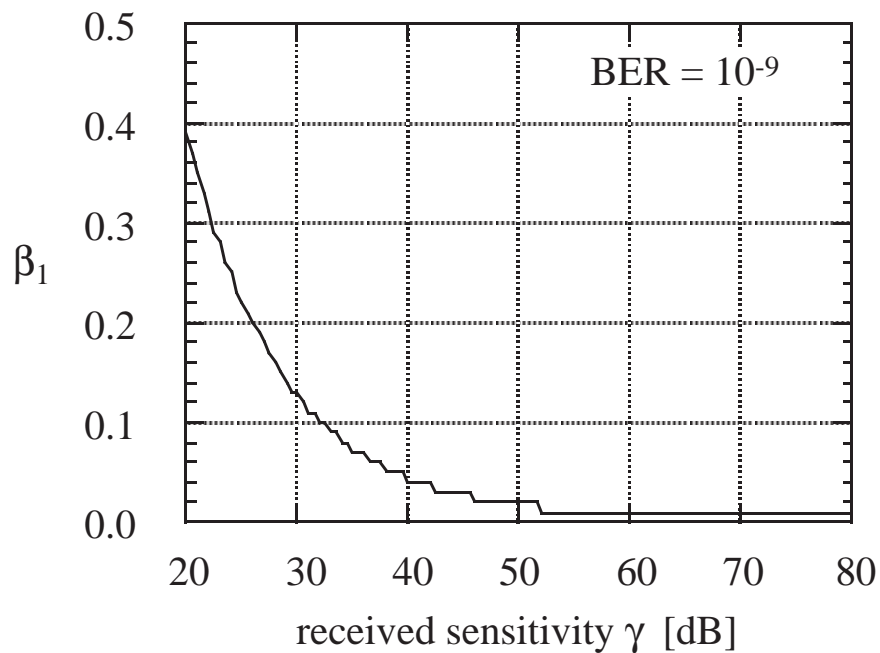


図 5.7 受信感度と β_1 の関係

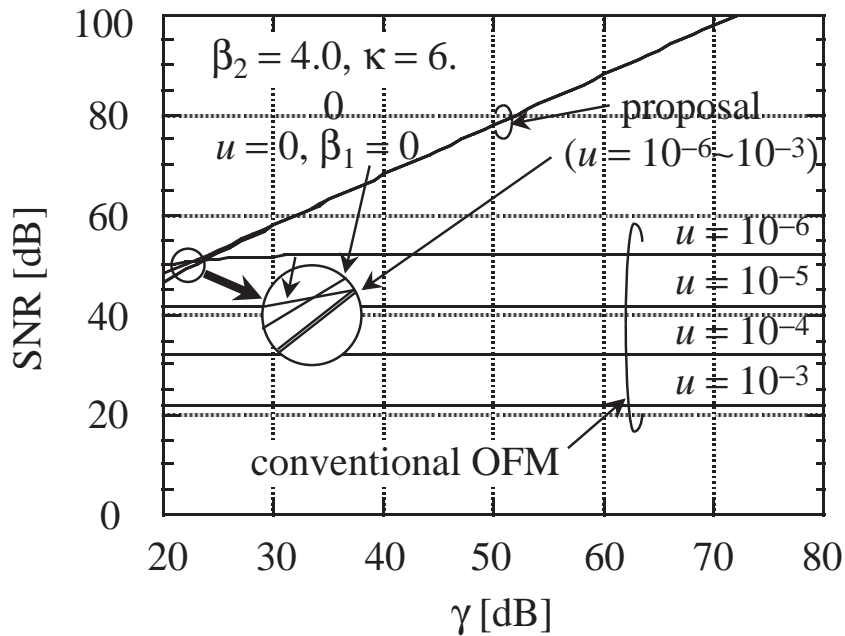


図 5.8 $m_2(t)$ に対する SNR 特性

5.4 結言

本章では、偏光状態変調方式の分類を行い、新たな拡張方式としてコヒーレント偏光複合変調方式の存在を明らかにした。そして、コヒーレント偏光複合変調方式の一つとして、偏光楕円率角と偏光方位角をそれぞれ独立に変調することで、副搬送波信号とベースバンド・デジタル信号を同時に伝送する方式を提案し、その基本原理について述べた。また、プラズマ領域が存在する場合について考察した結果、その影響は電力損失となって現れるが、十分無視できることが分かった。更に、十分強い局発振光を仮定し、局発光ショット雑音、背景雑音光、位相雑音、および周波数変調波復調時に生ずるクリック雑音の影響を考慮して提案方式の受信 SN 比とビット誤り率について理論解析を行った結果、十分受信電力の得られる領域で、POLAM 方式の SN 比特性を保存しつつ、 10^{-9} のビット誤り率でデジタルデータを十分伝送できることを明らかにした。

第6章

副搬送波周波数変調/光位相変調方式

6.1 序言

電力制限環境下の宇宙光通信システムにおいて、光のもつ広帯域性と周波数特性のない自由空間伝送路は、光周波数変調 (optical frequency modulation : OFM) 方式にとって通信品質を改善させる潜在的な能力を備えている。すなわち、宇宙光通信システムでは、広帯域 FM 波を生成して受信側で FM 検波利得を得ることで、これまでにない良好な受信信号対雑音電力比 (signal-to-noise power ratio : SN 比) の得られる OFM 方式の構成が期待できる。勿論、広帯域 OFM 信号の生成法と検波法について考究する際においても、宇宙光通信システムのコヒーレント光変復調方式としてこれまでと同様、1. 位相雑音対策、2. 偏光軸不整合対策、3. 高品質伝送、の三つの要求条件は満足されるものでなければならない。

本章では、三つの要求条件を同時に満足する第四の新しいコヒーレント光変復調方式として、副搬送波周波数変調/光位相変調方式を提案する。本方式は、光位相変調器を用いて FM 副搬送波で位相変調を行ったときに生じる複数の光側帯波、すなわち FM 副搬送波の逡倍波を有効に利用したこれまでにない新しい光変復調方式であり、位相雑音と偏光軸不整合に不感応であり、かつ広帯域検波利得が得られるという特徴をもち、要求条件を全て満足している。この場合、偏光軸不整合角は位相雑音と同じ位相項に各光側帯波に同じ大きさで現れる。そのため、本方式では乗積器で異なる二つの側帯波を差動位相検波することで、位相雑音と偏光軸不整合角を同時に除去する。

まず、本方式のシステム構成を示し、基本原理について述べると共に、光側帯波の Bessel 関数に依存した振幅特性を考慮して、利用する光側帯波の次数、個数の最適値について考察を加えている。更に、十分強い局発振光を仮定し、局発光ショット雑音、背景雑音光、位相雑音、および周波数変調波復調時に生ずるクリック雑音の影響を考慮して副搬送波周波数変調/光位相変調方式の受信 SN 比について理論解析を行う。

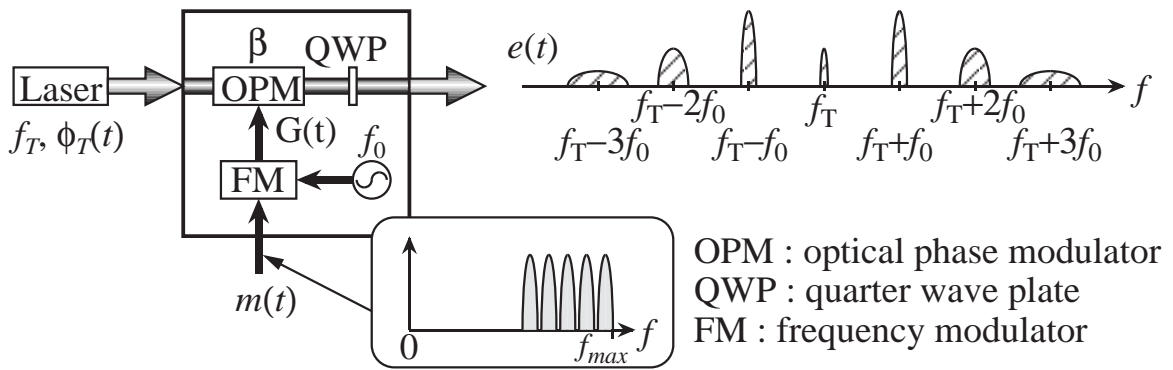


図 6.1 副搬送波周波数変調/光位相変調方式の送信機

6.2 変復調原理とシステム構成

6.2.1 送信機

図 6.1 に、副搬送波周波数変調/光位相変調方式の送信機構成を示す。レーザダイオードから出力された位相雑音を有する光搬送波の複素電界は次式のように書ける。

$$e_c(t) = \sqrt{2P_T} e^{j(2\pi f_T t + \phi_T(t))} \quad (6.1)$$

ここで、 P_T 、 f_T 、 $\phi_T(t)$ はそれぞれ、光搬送波の電力、周波数、位相雑音を表す。光搬送波 $e_c(t)$ は FM 副搬送波 $G(t)$ によって光位相変調される。この FM 副搬送波 $G(t)$ は、変調信号 $m(t)$ によって周波数 f_0 の副搬送波が周波数変調されたものであり、次式で与えられる。

$$G(t) = \sin \left(2\pi f_0 t + \kappa_f \int_{-\infty}^t m(t) dt \middle/ \left| \kappa_f \int_{-\infty}^t m(t) dt \right|_M \right) \quad (6.2)$$

ここで、 $|\cdot|_M$ は最大値を表す。このとき、光位相変調器 (optical phase modulator : OPM) 出力は次式となる。

$$e(t) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} a_l(t) \cdot e_c(t) \quad (6.3)$$

ここで、

$$a_l(t) = J_l(\beta_0) \exp j \left(2\pi f_0 t + \kappa_f \int_{-\infty}^t m(t) dt \middle/ \left| \kappa_f \int_{-\infty}^t m(t) dt \right|_M \right) \quad (6.4)$$

であり、 $J_l(\cdot)$ 、 β_0 、 $\kappa_f/2\pi$ はそれぞれ、 l 次の第一種 Bessel 関数、光位相変調指数、 $G(t)$ の周波数偏移を表す。生成された広帯域 OFM 信号 $e(t)$ (式 6.3) の電力スペクトルは図 6.1 に示されるような分布となり、各 $a_l(t) \cdot e_c(t)$ は、 $G(t)$ の $|l|$ 倍の周波数偏移をもつ広帯域 OFM 信号であることが分かる。ここで、本方式では、光位相変調器はその非線形性を利用して無線周波数帯から光周波数帯への周波数変換に使われることに注意を要する。更に本方式では偏光軸不整合の影響を考慮し、生成された信号は 4 分の 1 波長板 (quarter wave plate : QWP) によって円偏光化してから遠方にある受信機に向けて送信される。

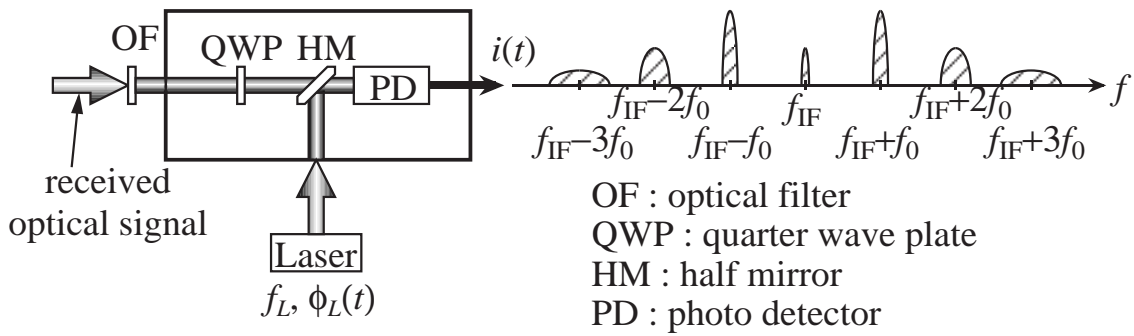


図 6.2 光ヘテロダイン検波受信機構成

6.2.2 受信機

図 6.2 に、副搬送波周波数変調/光位相変調方式の光ヘテロダイン検波受信機構成を示す。光ヘテロダイン検波受信機ではまず、光学フィルタ (optical filter: OF) によって不要背景雑音光が除去された受信信号光を QWP で直線偏光化する。更に、受信信号光はハーフミラー (half mirror : HM) で次式に示す局部発振光 (以下、局発光) と混合される。

$$L(t) = \sqrt{2P_L} e^{j(2\pi f_L t + \phi_L(t))} \quad (6.5)$$

ここで、 P_L 、 f_L 、 $\phi_L(t)$ はそれぞれ、局発光の電力、周波数、位相雑音を表す。

受信信号光と局発光の空間整合が完全に制御されているとき、光ヘテロダイン検波後には次式に示すような側波帯に複数の FM 波を有する IF 帯信号を得る。

$$i(t) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} a_l(t) \cdot i_c(t) \quad (6.6)$$

ここで、 $i_c(t)$ は IF 帯搬送波成分であり、

$$i_c(t) = e\alpha\sqrt{P_R P_L} e^{j(2\pi f_{IF} t + \phi_{IF}(t) + \theta(t))} \quad (6.7)$$

で与えられ、 e 、 α 、 P_R 、 $f_{IF} [= f_T - f_L]$ 、 $\phi_{IF}(t) [= \phi_T(t) - \phi_L(t)]$ 、 $\theta(t)$ はそれぞれ、電気素量、光検波器 (photo detector : PD) の感度、受信信号光電力、IF 帯信号の周波数と位相雑音、偏光軸不整合角を表す。次に、IF 帯信号から側波帯成分の一つを選び出し、それを通常の FM 復調すれば元の変調信号 $g(t)$ を復調できることは明らかである。

しかしながら、式 (6.6) および式 (6.7) に示すように、光源のもつ位相雑音と光送受信機間の偏光軸不整合の影響 ($\phi_{IF}(t)$ 、 $\theta(t)$) が存在するため、単に FM 復調を行えばこれらの影響が残る。そのため、位相雑音と偏光軸不整合の影響を十分考慮し、復調信号に影響が残らないような FM 復調器構成である必要がある。

そこで、位相雑音と偏光軸不整合に対して不感応な FM 復調器 (以下、復調器 1 と呼ぶ) の構成を図 6.3 に示す。まず、二つの帯域通過フィルタ (BPF_m 、 BPF_n) を使って、IF 帯信号

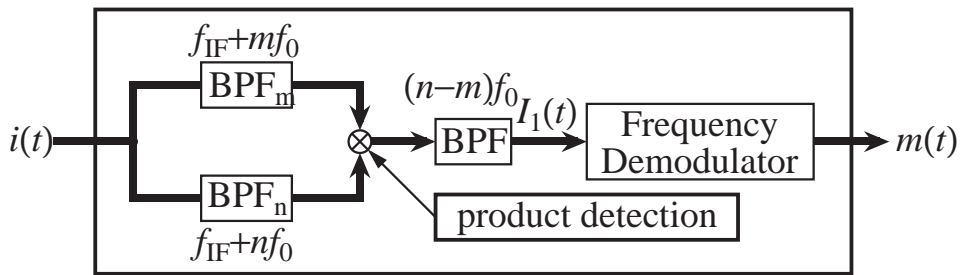


図 6.3 復調器 1

$i(t)$ から二つの側波帯成分 $i_m(t)$ (搬送波周波数 $f_{IF} + mf_0$) と $i_n(t)$ (搬送波周波数 $f_{IF} + nf_0$: $m < 0 \leq n$) を取り出す。次に、これらを互いに乗積して差動成分のみを取り出すと、次式の FM 波が再生される。

$$I_1(t) = AJ_n(\beta_0)J_m(\beta_0) \cdot \exp j \left[2\pi(n-m)f_0t + (n-m)k_f \int_{-\infty}^t m(t)dt \middle/ \int_{-\infty}^t m(t)dt \middle|_M \right] \quad (6.8)$$

ここで、

$$A = \frac{1}{2}e^2\alpha^2P_RP_L \quad (6.9)$$

である。式 (6.8) から分かるように、 $I_1(t)$ は周波数偏移が k_f の $|n-m|$ 倍となつて、更に位相雑音 $\phi_{IF}(t)$ と偏光軸不整合角 $\theta(t)$ が完全に除去された広帯域 FM 信号となっている。ここで、側波帯成分 $i_m(t)$ と $i_n(t)$ に等しく含まれる $\phi_{IF}(t)$ と $\theta(t)$ は乗積時に差動的に除去される。そのため、 $I_1(t)$ に通常の FM 復調を施すことにより、位相雑音と偏光軸不整合の影響を全く受けず、更に広帯域検波利得の得られた変調信号 $m(t)$ を復調できる。

ところで、変調信号 $m(t)$ の復調の際、IF 帯信号 $i(t)$ の側波帯成分を二つより多く用いれば、二つ以上の再生 FM 波をコヒーレントに足し合わせることで、より良好な受信 SN 比特性を期待できる。そこで、図 6.4 に、IF 帯信号 $i(t)$ の (n, m) 側波帯成分と $(-m, -n)$ 側波帯成分の二組、計四波を用いる場合の FM 復調器 (以下、復調器 2 と呼ぶ) の構成を示す。この場合、再生される FM 波 $I_2(t)$ は次式となる。

$$I_2(t) = 2AJ_n(\beta_0)J_m(\beta_0) \cdot \exp j \left[2\pi(n-m)f_0t + (n-m)k_f \int_{-\infty}^t g(t)dt \middle/ \int_{-\infty}^t m(t)dt \middle|_M \right] \quad (6.10)$$

再生 FM 波 $I_2(t)$ の電力は復調器 1 で得られる再生 FM 波 $I_1(t)$ の 4 倍となっていることが分かる。一方、合成される雑音は互いに独立なので、受信機 2 の雑音電力は受信機 1 の場合の二倍となるので、結果的に搬送波対雑音電力比 (carrier-to-noise power ratio : CN 比) と SN 比は共に受信機 1 に比べて 3dB の改善が期待できる。

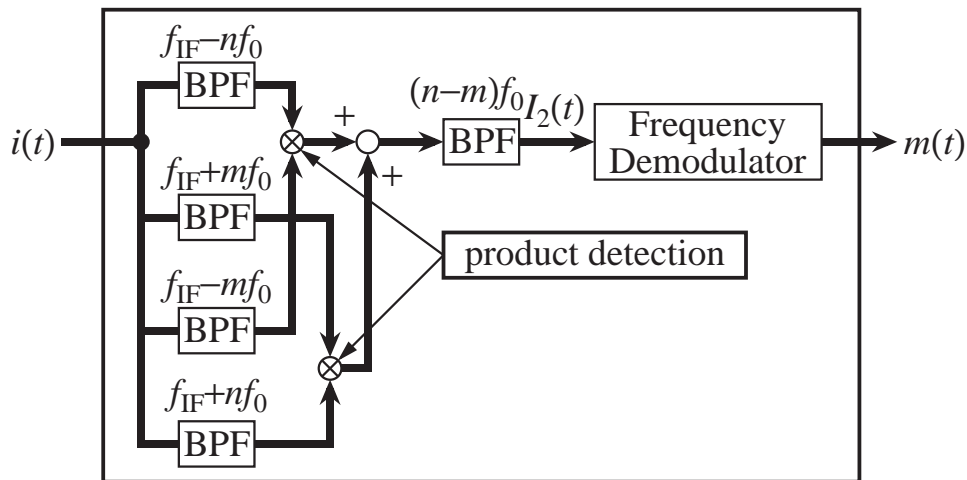


図 6.4 復調器 2

6.3 受信 SN 比の理論解析

十分強い局発光電力を仮定し，雑音要因として局発光ショット雑音，背景雑音光，位相雑音，クリック雑音を考慮する．

IF 帯信号 $i(t)$ の第 l 次成分の電力スペクトル密度は次式で与えられる．

$$S_{i_l}(f) = \frac{A}{2} J_l^2(\beta_0) [S_\phi(f - (f_{IF} + lf_0)) + S_\phi(f + (f_{IF} + lf_0))] \quad (6.11)$$

ここで， $S_\phi(\cdot)$ は Lorentz 型にモデル化された位相雑音 $\phi_{IF}(t)$ と偏光軸不整合角 $\theta(t)$ をもつ搬送波の電力スペクトル密度である．一方，IF 帯の加法性雑音は電力スペクトル密度が ζ の白色 Gauss 雑音で次式で与えている．

$$\zeta = e^2 \alpha \frac{P_L}{2} (1 + \alpha N_{ob}) \quad (6.12)$$

ここで， N_{ob} は背景雑音光の電力スペクトル密度である．

本 OFM 信号のうちの第 l 次成分のみの光ヘテロダイン検波を行った場合，IF 帯における CN 比は次式で与えられる．

$$\left(\frac{C}{N}\right)_l = J_l^2(\beta_0) \cdot \frac{\gamma}{|l|\beta + 1 + \kappa u} \quad (6.13)$$

ここで， β は次式で定義される $G(t)$ の FM 変調指数である．

$$\beta = \frac{1}{2\pi} k_f \left| \int_{-\infty}^t g(t) dt \right|_M \quad (6.14)$$

また， κ は位相雑音と偏光軸不整合によるスペクトル広がりを考慮した IF 帯 BPF の通過帯域拡張係数， $u [= \Delta\nu/2f_{max}]$ は変調信 $g(t)$ 号の帯域幅 $2f_{max}$ で規格化したスペクトル線

幅 $\Delta\nu$, γ は最大周波数 f_{max} の変調信号 $m(t)$ による光振幅変調信号を光ヘテロダイン検波したときの IF 帯における CN 比に相当し, 次式で定義される.

$$\gamma = \frac{\alpha P_R/2}{2f_{max}(1 + \alpha N_{ob})} \quad (6.15)$$

この γ は, $G(t)$ の FM 変調指数 β に無関係であるため, 以下の議論において受信特性を評価する際の基準値として用いる.

FM 復調器出力では, IF 帯信号の各側波帯成分に対する位相雑音は全て等しく, スペクトルレベルが $2\pi\Delta\nu$ の白色雑音に変換される. ここで, 位相雑音と偏光軸不整合に対する FM 復調器出力のスペクトルレベルは $2\pi\Delta\nu \cdot 2f_{max}$ で与えられる. 正弦波変調を考えると, FM 復調後の SN 比は次式で与えられる.

$$\left(\frac{S}{N}\right)_l = \frac{g_l \left(\frac{C}{N}\right)_l}{1 + 48\pi u \gamma + \frac{8g_l}{|l|\beta\pi} \left(\frac{C}{N}\right)_l \exp\left\{-\left(\frac{C}{N}\right)_l\right\}} \quad (6.16)$$

ここで, $g_l[= 3(|l|\beta)^2(|l|\beta + 1)]$ は FM 検波利得であり, 分母第二項と第三項はそれぞれ, 位相雑音, クリック雑音の影響を表す.

受信機 1 の場合, 乗積器通過後, 雑音電力スペクトル密度は

$$S_N(f) = \frac{J_n^2(\beta_0) + J_m^2(\beta_0)}{2} A\zeta \quad (6.17)$$

となるので, CN 比および SN 比は次式となる.

$$\left(\frac{C}{N}\right)_{m,n} = \frac{J_n^2(\beta_0)J_m^2(\beta_0)}{J_n^2(\beta_0) + J_m^2(\beta_0)} \cdot \frac{\gamma}{(n-m)\beta + 1} \quad (6.18)$$

$$\begin{aligned} \left(\frac{S}{N}\right)_{m,n} &= \frac{g_{n-m} \left(\frac{C}{N}\right)_{m,n}}{1 + \frac{8g_{n-m}}{(n-m)\beta\pi} \left(\frac{C}{N}\right)_{m,n} \exp\left\{-\left(\frac{C}{N}\right)_{m,n}\right\}} \\ &\simeq (n-m)^2 \frac{J_n^2(\beta_0)J_m^2(\beta_0)}{J_n^2(\beta_0) + J_m^2(\beta_0)} \cdot 3\beta^2\gamma \quad : (CNR)_{m,n} \gg 1 \end{aligned} \quad (6.19)$$

式 (6.18) と式 (6.19) から明らかなように, CN 比と SN 比は位相雑音と偏光軸不整合に全く影響を受けていない. これは, FM 復調前に乗積操作によって各側波帯成分に同じ大きさで存在する位相雑音と偏光軸不整合角が完全に差動除去されているからである.

受信機 2 の場合は, CN 比と SN 比は受信機 1 の場合の二倍となることは容易に分かる.

6.4 光位相変調指数の最適化と受信 SN 比の評価

以下の数値例では, より高い FM 検波利得を得て高品質な伝送を行えるように $m < 0 \leq n$ と仮定する.

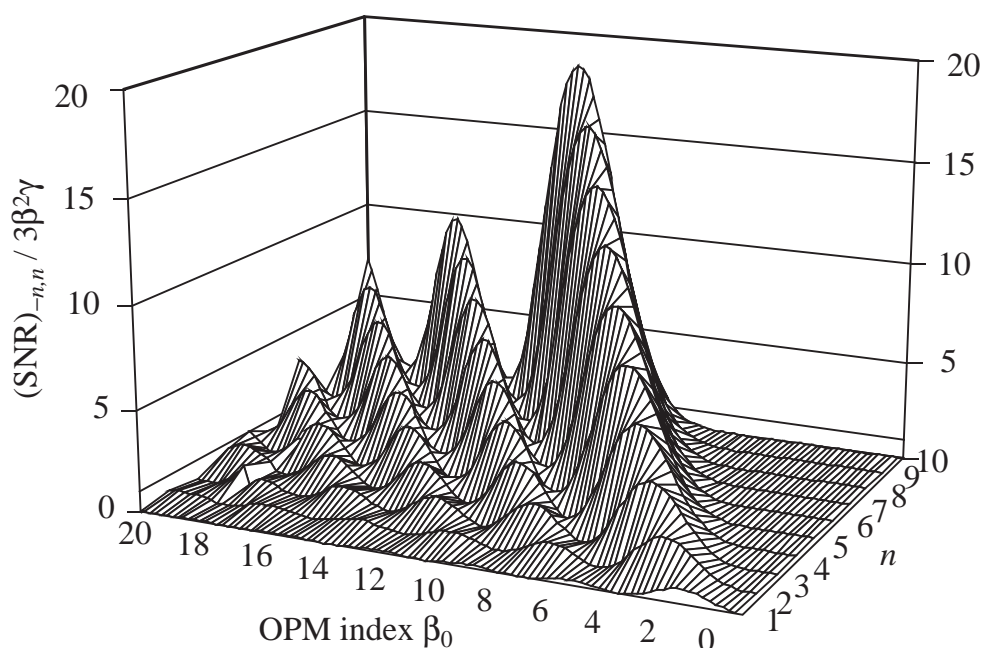


図 6.5 光位相変調指数 β_0 と、第 n 次と第 $(-n)$ 次の側帯波成分を用いた受信機 1 の SN 比の関係

図 6.5 に光位相変調指数 β_0 と、第 n 次と第 $(-n)$ 次の側帯波成分を用いた受信機 1 の SN 比の関係を示す．同図では、位相雑音のない場合での FM 変調指数 β の OFM 信号に対する SN 比、 $3\beta^2\gamma$ で規格化された受信機 1 の SN 比を様々な n について示してある．第 n 次と第 $(-n)$ 次の側帯波成分に光電力が β_0 に応じて様々に分散するため、 β_0 ごとに SN 比を最大にする最適な n が存在する．例えば、 $n=2$ のとき、利得はおよそ 1.89 倍、 $n=4$ のときはおよそ 5.11 倍となる．更に、最適値 n が増大すると共に SN 比も増加する．これは n と共に FM 検波利得も増加するからである．

図 6.6 に、 n と m が整数値として最適な β_0 をもつときの規格化 SN 比について示す．提案方式では、巨視的には SN 比は n もしくは m の増加と共に改善される．この結果から、同次成分の下側帯波と上側帯波を復調に使った方が高い SN 比を得られることが分かる．例えば、 $m=n=1, 2, 5$ の場合の SN 比はそれぞれ、 $2.03 \times \beta^2\gamma$ 、 $5.67 \times \beta^2\gamma$ 、 $21.0 \times \beta^2\gamma$ となり、 $m=n=1$ の場合に対して $m=n=2, 5$ の場合は 4.46 dB、10.14 dB の改善がある．位相雑音除去回路 (phase noise canceling circuit : PNC) を有する副搬送波 FM/光位相変調方式 [46](本方式で $n=0, m=-1$ をの側帯波を用いる場合に等しい) と比較すると、任意の n と m の組み合わせに対する提案方式の SN 比の方が大きい．これはより高い FM 検波利得が得られるからである．

図 6.7 に、 $(n, m)=(2, -2)$ の組み合わせを用いた提案方式の SN 比と、通常の OFM 方式の SN 比をいくつかの規格化スペクトル線幅 u について示す．ここで、両方式で FM 検波利得を等しくするため、通常の OFM 方式は FM 変調指数を 4β としている．図 6.7 から明

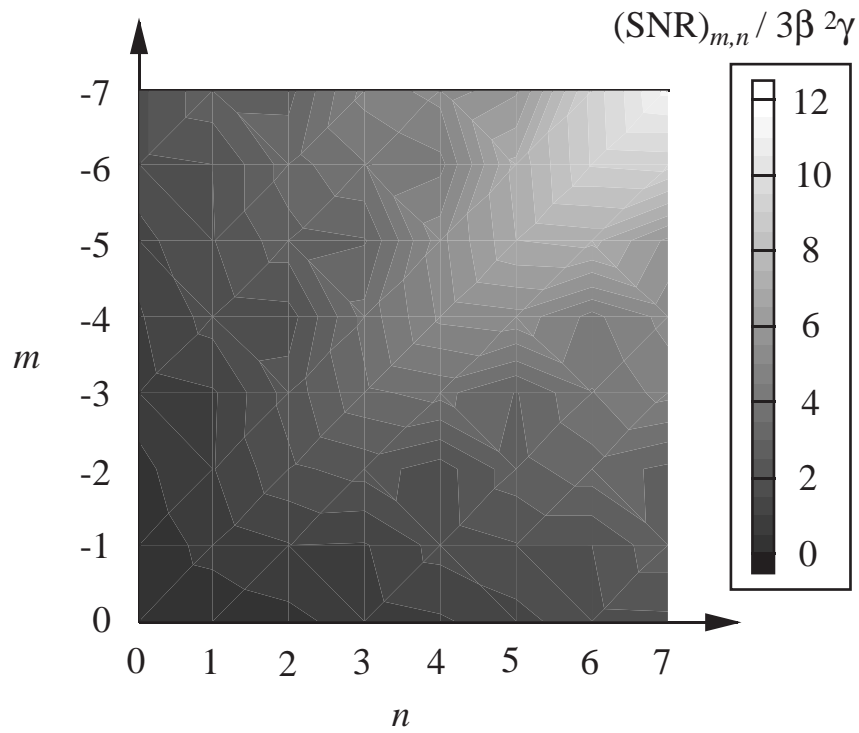


図 6.6 n と m の組み合わせに対する規格化 SN 比

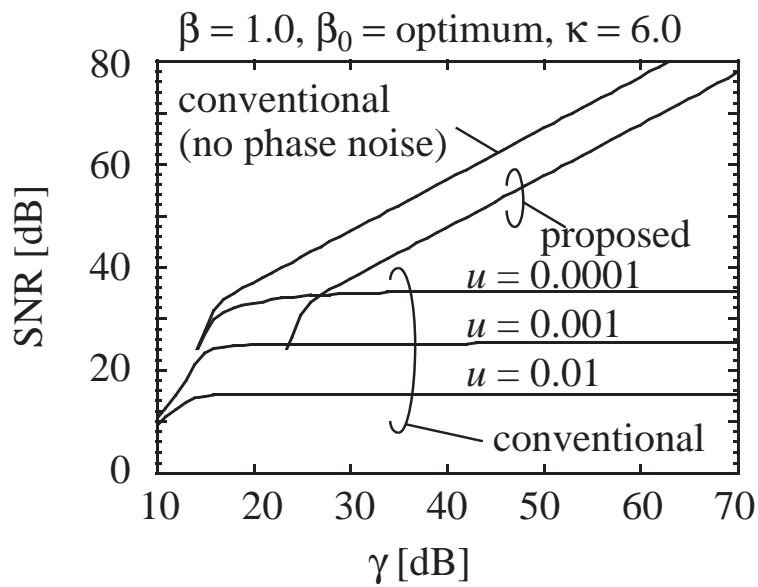
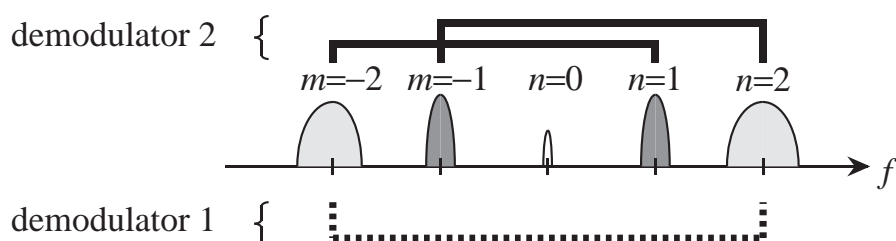
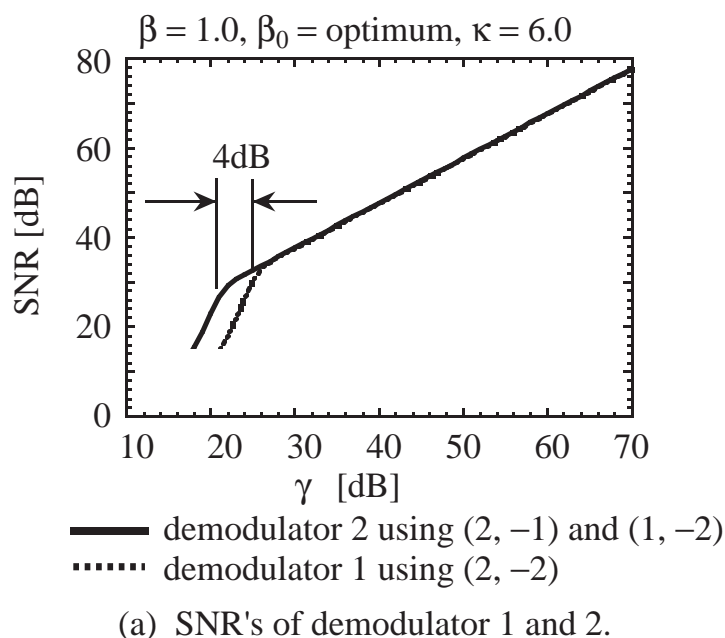


図 6.7 SN 比の比較



(b) Combination of the sideband components in the demodulator 1 and 2

図 6.8 受信機 1 と受信機 2 の SN 比の比較

らかなように，十分な大きな γ の領域では，通常の OFM 方式の SN 比は位相雑音によって飽和する．一方，提案方式ではどんな位相雑音が存在しても飽和することなく， γ と共に SN 比は大きくなるのが分かる．

図 6.8(a) は，図 6.8(b) に示すように光領域での信号帯域が等しい (伝送する光側帯波を -2 次から 2 次までに制限する) という条件のもとで，受信機 1 と受信機 2 の SN 比の比較を行っている．図 6.8 において， $(2, -1)$ と $(1, -2)$ を用いた受信機 2 の SN 比は $(2, -2)$ を用いた受信機 1 の SN 比とほぼ等しい．また，受信機 2 の SN 比は，受信機 1 の SN 比に比べて FM スレッシュホールドが低い γ で起こることも分かる．これは，受信機 2 は FM 復調前の信号帯域幅が受信機 1 に比べて狭いので，クリック雑音の発生が少ないためである．

6.5 結言

本章では、三つの要求条件を同時に満足する第四のコヒーレント光変復調方式として、副搬送波周波数変調/光位相変調方式を提案し、基本原理を明らかにした。本方式は、広帯域性を積極的に利用する方式として、光位相変調器のもつ非線形特性を積極的に活用し、FM副搬送波を入力とすることで、光変調後の光領域に周波数偏移が逡倍された元のFM波が複数の側帯波となって現れることに着目している。条件1.と2.に関しては、複数のFM副搬送波の逡倍波を有効に利用し、乗積器のもつ差動除去効果を用いて位相雑音と偏光軸不整合に対処し、かつより高い検波利得が得られるように送受信機が構成された。まず、本方式において、光側帯波の Bessel 関数に依存した振幅特性を考慮して、利用する光側帯波の次数、個数の最適値について考察した結果、中心に対して対称な側帯波を選ぶとき最も良好な受信 SN 比が得られることが分かった。更に、十分強い局部発振光を仮定し、局発光ショット雑音、背景雑音光、位相雑音、および周波数変調波復調時に生ずるクリック雑音の影響を考慮して副搬送波周波数変調/光位相変調方式の受信 SN 比について理論解析を行った結果、十分良好な受信 SN 比が得られ、更に復調に利用する側帯波の数を二つから四つに増やすことで FM スレッシュホールドの改善が図れることも分かった。

第7章

結論

本論文は、筆者が大阪大学大学院工学研究科通信工学専攻在学中に行った、宇宙光通信におけるコヒーレント光変復調方式に関する研究成果をまとめたものである。本研究では、宇宙光通信における効率の良いアナログ伝送に最低限要求される条件、

1. 光源の有する位相雑音への原理的対策が施されていること、
2. 送受信機間の偏光軸不整合の影響を全く受けない対策が施されていること、
3. 宇宙空間という自由空間伝送路の潜在的広帯域性を積極的に利用して高い通信品質を獲得しやすいこと、

の三つを同時に満足する、四つの新しいコヒーレント光変復調方式を提案し、理論検討を行なった。自由空間伝送路とコヒーレント光通信の合わせもつ特徴である偏光と広帯域性に着目し、第2章から第5章では偏光状態を利用する三つの方式、すなわち、コヒーレント偏光楕円率角変調 (POLEM) 方式、コヒーレント偏光方位角変調 (POLAM) 方式、コヒーレント偏光複合変調 (POLHM) 方式を提案し、第6章では広帯域性を積極的に利用する、副搬送波周波数変調/光位相変調方式を提案した。

以下に、本研究で得られた成果を総括して述べる。

1. 偏光状態を利用するアナログ光伝送は、これまでのデジタル偏光変調方式から単純に考えられるものではない。光学的見地から偏光状態の基本原則を吟味した結果、任意の偏光状態を一意に決める偏光状態パラメータ、すなわち、強度、偏光楕円率角、偏光方位角はいずれも位相雑音とは全く独立であることを示した。更に、宇宙光通信システムにおいて、偏光状態パラメータを変調することで位相雑音に不感応となり、更に偏光軸不整合対策も施すことのできる全く新しいコヒーレント光変復調方式として、POLEM 方式と POLAM 方式の存在が明らかにした。
2. 上記三つの要求条件を同時に満足する第一のコヒーレント光変復調方式として POLEM 方式を提案し、基本原則を明らかにした。POLEM 方式は、偏光楕円率角を変調パラメータとして選ぶことによって条件 1. と条件 2. を同時に満足し、かつ、条件 3. に対

しては，偏光楕円率角をそのまま変調するのではなく，偏光楕円率角の変化率を変調することでFM方式のような高い検波利得を得ている．条件1.に関しては，受信側の復調過程での乗積器による位相雑音の差動除去効果により達成できた．また，条件2.に関しては，左旋，右旋の両円偏光を光搬送波として伝送すれば，送受信機間の偏光軸不整合にも原理的に全く影響を受けないことを明らかにした．このように位相雑音と偏光軸不整合に対して原理的不感応性を有するPOLEM方式は，アナログ伝送だけでなく，ベースバンド・デジタル・データ伝送にも可能である．残る条件3.に関しては，受信側で偏光楕円率角復調を行う際に元のアナログ信号で変調された広帯域FM波を取り出すことによって良好な受信SN比特性を達成できた．更に，従来の光FM/ヘテロダイン検波方式と比較して，位相雑音存在下において受信SN比が飽和することなく，著しい受信SN比改善があることを明らかにした．

3. 上記三つの要求条件を同時に満足する第二の方式として，コヒーレント偏光方位角変調(POLAM)方式を提案し，基本原理を明らかにした．POLAM方式は，偏光方位角を変調パラメータとして選ぶことによって条件1.を満足させ，かつ，条件2.と条件3.に対しては，POLEM方式と同様，偏光方位角をそのまま変調するのではなく，偏光方位角の変化率を変調することによって対処している．条件1.に関しては，受信側の復調過程での乗積器による位相雑音の差動除去効果によって達成できることを明らかにした．また，条件3.に関しては，受信側で偏光楕円率角復調を行うことによって元のアナログ信号で変調された広帯域FM波を得ることができ，FM復調によって良好な受信SN比を達成できた．残る条件2.に関しては，光送受信機間の偏光軸不整合の影響が光検波信号に残るが，その影響は情報信号帯域に比べて十分低域に現れることから，受信側の適当なフィルタリングで容易に除去できて問題とならないことを示した．その他，POLAM方式の光伝送帯域はPOLEM方式の半分であることも分かった．更に，位相雑音存在下で良好な受信SN比が得られることが分かった．加えて，送信機内の光源と偏光方位角変調器との光軸のずれの影響について考察した結果，ずれ角が ± 0.1 [rad]程度ならば受信特性に大きな劣化はないことも明らかにした．
4. 偏光状態変調方式の分類を行い，POLEMとPOLAMの拡張方式としてコヒーレント偏光複合変調方式の可能性について論じた．そして，第三の方式として，コヒーレント偏光複合変調方式の一つを提案し，その基本原理について述べた．本方式は，偏光楕円率角と偏光方位角をそれぞれ独立に変調することで，副搬送波信号とベースバンド・デジタル信号を同時に伝送することができる．また，プラズマ領域が存在する場合について考察した結果，その影響は電力損失となって現れるが，十分無視できることが分かった．更に，十分受信電力の得られる領域で，POLAM方式のSN比特性を保存しつつ，ビット誤り率 10^{-9} でデジタルデータを十分伝送できることを明らかにした．
5. 三つの要求条件を同時に満足する第四のコヒーレント光変復調方式として，副搬送波周波数変調/光位相変調方式を提案し，基本原理を明らかにした．広帯域性を積極的に利用する本方式は，光位相変調器のもつ非線形性を積極的に活用し，FM副搬送波

を入力とすることで、光変調後の光領域に側帯波として現れる周波数偏移が逡倍された複数の入力 FM 波に着目している。条件 1. と 2. に関しては、複数の FM 副搬送波の逡倍波を有効に利用し、乗積器のもつ差動除去効果を用いて位相雑音と偏光軸不整合に対処しており、条件 3. に対してはより高い検波利得が得られる送受信機構成を検討した。まず、光側帯波の振幅特性を考慮して、利用する光側帯波の次数、個数の最適値について考察した結果、中心に対して対称な側帯波を選ぶとき最も良好な受信 SN 比が得られることが分かった。更に、十分良好な受信 SN 比が得られ、更に復調に利用する側帯波の数を二つから四つに増やすことで FM スレッシュホールドが改善されることも分かった。

参考文献

- [1] 野坂邦史, 村谷拓郎, 衛星通信入門, オーム社, 東京, 1986.
- [2] 富永英義, 森河悠, 衛星通信ガイドブック, オーム社, 東京, 1989.
- [3] 国際電気通信基礎技術研究所編, 光衛星間通信, オーム社, 東京, 1995.
- [4] 森永規彦他, 光通信理論研究会編, 光通信理論とその応用, 第9章, 森北出版, 東京, 1988.
- [5] R. L. Leopold, “Low-earth orbit global cellular communications network,” Mobile Satellite Communication System Conference, 1990.
- [6] 小野寺正, “移動体衛星通信システムの動向—LEOを中心として—,” 1995年電子情報通信学会ソサエティ大会併催事業講演会予稿集, pp. 17–27, Sep. 1995.
- [7] K. Araki, Y. Arimoto, M. Sgujatan, M. Toyoda and T. Aruga, “ETS-VI laser communications experiment system,” AIAA 14th International Communication Satellite Conference, part. 1, pp. 248–254, 1992.
- [8] M. Fujise, K. Araki, H. Arikawa and Y. Furuhashi, “Current and future activities in the area of optical space communications in Japan,” in Free-Space Laser Communication Technologies VI, Proc. SPIE, vol. 2123 pp. 2–13, 1994.
- [9] T. Araki, S. Nakamori, Y. Hisada and T. Fukuda, “Present and future on optical intersatellite communication research at NASDA,” in Free-Space Laser Communication Technologies VI, Proc. SPIE, vol. 2123 pp. 2–13, 1994.
- [10] B. Laurent and O. Duchmann, “SILEX project: the first European optical intersatellite link experiment,” in Free-Space Laser Communication Technologies III, Proc. SPIE, vol. 1417, pp. 2–12, 1991.
- [11] A. F. Popescu and B. Furch, “Status of the European developments for laser intersatellite communications,” in Free-Space Laser Communication Technologies V, Proc. SPIE, vol. 1866, pp. 10–20, 1993.
- [12] 大越孝敬, 菊池和朗, コヒーレント光通信工学, 第2章, オーム社, 東京, 1989.

- [13] 島田禎晉, 電子情報通信学会編, コヒーレント光通信, コロナ社, 東京, 1988.
- [14] 大越孝敬, 伊澤達夫, 光通信技術, オーム社, 東京, 1991.
- [15] 滑川敏彦, 森永規彦, 光通信システム, マグロウヒルブック社, 東京, 1983.
- [16] 斎藤忠夫, 村岡洋一, 藤崎道雄, 光通信ネットワーク, 昭晃堂, 東京, 1989.
- [17] 山下栄吉, 光ファイバ通信工学, 産業図書, 東京, 1987.
- [18] 大越孝敬, 西原浩, 岡本勝就, 久間和生, 大津元一, 保立和夫, 光ファイバ通信入門, オーム社, 東京, 1986.
- [19] 末松安晴, 伊賀健一, 光ファイバ通信入門, オーム社, 東京, 1989.
- [20] 菊池和朗, 光ファイバ通信システム入門, HBJ 出版局, 東京, 1990.
- [21] V. W. S. Chan, "Space coherent optical communication system — An introduction," J. Lightwave Technol., vol. LT-5, no. 4, pp. 633–637, Apr. 1987.
- [22] 関英男, 野坂邦史, 柳平英孝, 現代の通信回線理論—データ通信への応用, 森北出版, 東京, 1970.
- [23] S. Murata, I. Mito and K. Kobayashi, "Turnig range for $1.5\mu\text{m}$ wavelength tunable DFB lasers," Electron. Lett., vol. 24, no. 10, pp. 577–579, May 1988.
- [24] S. Yamazaki, K. Emura, M. Shikada, M. Yamaguchi and I. Mito, "Realization of flat FM response by directly modulating a phase tunable DFB laser diode," Electron. Lett., vol. 21, no. 7, pp. 283–284, Mar 1985.
- [25] G. S. Mecherl, "Laser diode combining for free space optical communication," Proc. SPIE, vol. 616, pp. 281–291, 1986.
- [26] 前田憲一, 木村磐根, 現代電磁波動論, 第5章, オーム社, 1984.
- [27] S. Benedetto, and P. Poggiolini, "Theory of polarization shift keying modulation," IEEE Trans. Commun., vol. 40, no. 4, pp. 708–721, April 1992.
- [28] Y. Imai, K. Iizuka and R. T. B. James, "Phase-noise-free coherent optical communication system utilizing differential polarization shift keying (DPolSK)," J. Lightwave Technol., vol. 8, no. 5, pp. 691–698, May 1990.
- [29] S. Betti, F. Curti, G. De Marchis and E. Iannone, "A phase-noise-compensating transmission method for phase-modulated coherent optical systems," Microwave and Opt. Technol. Lett., vol. 1, no. 5, pp. 161–163, July 1988.

- [30] S. Betti, F. Curti, G. De Marchis and E. Iannone, "Phase noise and polarization state insensitivity optical coherent systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 8, no. 5, pp. 756–767, May 1990.
- [31] K. Tamura, S. B. Alexander, V. W. S. Chan and D. M. Boroson, "Phase noise and polarization state insensitivity optical coherent systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 8, no. 2, pp. 190–201, Feb. 1990.
- [32] 桑野茂, 塚本勝俊, 森永規彦, "偏光変調/光コヒーレント検波方式とその位相雑音除去効果," *信学論 (B-I)*, vol. J75–B–I, no. 2, pp. 107–118, Feb. 1992.
- [33] 武田鎮一, 塚本勝俊, 森永規彦, "偏光変調/光自己ホモダイン検波方式の提案," *信学論 (B-I)*, vol. J76–B–I, no. 9, pp. 689–699, Feb. 1992.
- [34] 塚本勝俊, 桑野茂, 森永規彦, "二つの偏光面を用いた差動光位相変調/ヘテロダイン検波方式," *信学論 (B-I)*, vol. J77–B–I, no. 10, pp. 629–639, Oct. 1994.
- [35] S. Komaki, K. Tsukamoto, S. Hara and N. Morinaga, "Proposal of fiber and radio extension link for future personal communications," *Microwave and optical Technol. Lett.*, vol. 6, no. 1, pp. 55–60, Jan. 1993.
- [36] S. Matsui, K. Suto, K. Kikushima and E. Yoneda, "A Novel Optical Receiver for AM/QAM/FM Hybrid SCM Video Distribution Systems," *IEICE Trans. Commun.*, vol. E76-B, no. 9, pp. 1159–1177, Sep. 1993.
- [37] S. Watanabe, T. Terahara, I. Yokota, T. Naito, T. Chikama and H. Kuwahara, "Optical Coherent Broad-Band Transmission for Long-Haul and Distribution Systems using Subcarrier Multiplexing," *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, no. 1, pp. 116–127, Jan. 1993.
- [38] J. L. Brooks, G. S. Maurer and R. A. Becker, "Implementation and evaluation of a dual parallel linearization system for AM-SCM video transmission," *J. Lightwave Technol.*, vol. 11, no. 1, pp. 34–41, Jan. 1993.
- [39] W. K. Pratt, *Laser Communication Systems*, Chap. 2, John Wiley & Sons Inc., New York, 1969.
- [40] 草川徹, 横田英嗣, *光学の原理 I*, 第 1 章, 東海大学出版会, 東京, 1985.
- [41] 石黒浩三, 小川智哉, 小林言甚三, 高橋宏, 新関暢一, 山本忠昭, 宅間宏, *応用物理学会光学懇話会編, 結晶光学*, 森北出版, 東京, 1975.
- [42] 鶴田匡夫, *応用光学 II*, 第 5 章, 培風館, 東京, 1990.
- [43] J. R. Barry and E. A. Lee, "Performance of coherent optical receivers," *Proc. IEEE*, vol. 78, no. 8, pp. 1369–1394, Aug. 1990.

- [44] H. Taub and D. L. Schilling, *Principles of Communication Systems (Second Edition)*, Chap. 10, McGraw-Hill Book, Singapore, 1986.
- [45] 大林辰蔵, 宇宙空間物理学, 第 III 章, 裳華房, 1970.
- [46] R. Gross, R. Olshansky and M. Shumidt, “Coherent FM-SCM system using DFB lasers and a phase noise cancelling circuit,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 2, no. 1, pp. 66–68, Jan. 1988.

付 録

A. 偏光状態の座標軸変換

xyz -直角座標系において、光波の伝搬方向を z 軸、参照面を xy -平面にとる。参照面に描かれる偏光楕円は一般に、基準軸 (x, y 軸) 成分において振幅 a_x, a_y と位相変位 δ_x, δ_y で特徴づけられる。このとき、光波の電界ベクトルは、 x, y 軸成分で展開して表すと、次式のようになる。

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} a_x \cos(2\pi f_c t + \phi_c(t) + \delta_x) \\ a_y \cos(2\pi f_c t + \phi_c(t) + \delta_y) \end{pmatrix} \\
 &= \Re \left[\begin{pmatrix} a_x e^{j\delta_x} \\ a_y e^{j\delta_y} \end{pmatrix} \cdot e^{j(2\pi f_c t + \phi_c(t))} \right] \\
 &= \Re \left[\begin{pmatrix} \frac{a_x}{\sqrt{a_x^2 + a_y^2}} e^{-j\delta} \\ \frac{a_y}{\sqrt{a_x^2 + a_y^2}} e^{j\delta} \end{pmatrix} \cdot \sqrt{a_x^2 + a_y^2} e^{j\varphi_c(t)} \right] \tag{A.1}
 \end{aligned}$$

ここで、 $\varphi_c(t)$ は x, y 軸成分のもつ共通の位相成分であり、

$$\varphi_c(t) = 2\pi f_c t + \phi_c(t) + \frac{\delta_x + \delta_y}{2} \tag{A.2}$$

と書くことができ、 $2\delta [= \delta_y - \delta_x]$ 、 f_c 、 $\phi_c(t)$ はそれぞれ、 x, y 軸成分間の相対位相差、光波の周波数、位相雑音、 $\Re[\cdot]$ は実数部を表す。

一方、上記の偏光状態は主軸 (ξ, η 軸) 成分の振幅が a_ξ と a_η の偏光楕円が基準軸 (x, y 軸) から原点回りに Θ だけ回転したものであるという見方をすれば、光波の電界ベクトルは、 ξ, η 軸成分に展開して表すと、次式のようになる。

$$\begin{aligned}
 \begin{pmatrix} E_\xi(t) \\ E_\eta(t) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} a_\xi \cos \varphi_c(t) \\ a_\eta \cos(\varphi_c(t) + \pi/2) \end{pmatrix} \\
 &= \Re \left[\begin{pmatrix} a_\xi \\ ja_\eta \end{pmatrix} \cdot e^{j\varphi_c(t)} \right] \\
 &= \Re \left[\begin{pmatrix} \frac{a_\xi}{\sqrt{a_\xi^2 + a_\eta^2}} \\ j \frac{a_\eta}{\sqrt{a_\xi^2 + a_\eta^2}} \end{pmatrix} \cdot \sqrt{a_\xi^2 + a_\eta^2} e^{j\varphi_c(t)} \right] \tag{A.3}
 \end{aligned}$$

ここで,

$$\begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta & -\sin \Theta \\ \sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_\xi(t) \\ E_\eta(t) \end{pmatrix} \quad (\text{A.4})$$

となることから

$$a_x^2 + a_y^2 = a_\xi^2 + a_\eta^2 \quad (\text{A.5})$$

$$\tan 2\chi \cos 2\delta = \tan 2\Theta \quad (\text{A.6})$$

$$\sin 2\chi \sin 2\delta = \sin 2\Delta \quad (\text{A.7})$$

が成り立つが, χ, Δ はそれぞれ, 振幅比角, 楕円率角であり, 次式で定義している.

$$\chi = \arctan \frac{a_y}{a_x} \quad (\text{A.8})$$

$$\Delta = \arctan \frac{a_\eta}{a_\xi} \quad (\text{A.9})$$

B. 基準化 Jones ベクトルと Jones 行列

B.1 偏光状態と基準化 Jones ベクトル

| 主要な偏光状態 | 基準化 Jones ベクトル $\vec{u}(\cdot, \cdot)$ |
|----------------|---|
| 水平 (0°-) 直線偏光 | $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ |
| 垂直 (90°-) 直線偏光 | $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ |
| 45°-直線偏光 | $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$ |
| -45°-直線偏光 | $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$ |
| 右旋円偏光 | $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ j \end{pmatrix}$ |
| 左旋円偏光 | $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -j \end{pmatrix}$ or $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} j \\ 1 \end{pmatrix}$ |

B.2 偏光素子と Jones 行列

1. 旋光子 (偏光状態の回転変換) $\mathbf{T}(\Psi)$

$$\mathbf{T}(\Psi) = \begin{pmatrix} \cos \Psi & -\sin \Psi \\ \sin \Psi & \cos \Psi \end{pmatrix} \quad (\text{B.1})$$

2. 直線偏光子 (特定の偏光状態の検出)

(a) 方位 Ψ の部分偏光子 $\mathbf{P}(\Psi, p_1, p_2)$

$$\mathbf{P}(\Psi, p_1, p_2) = \mathbf{T}(\Psi) \cdot \mathbf{P}_0(p_1, p_2) \cdot \mathbf{T}(-\Psi) \quad (\text{B.2})$$

$$\mathbf{P}_0(\Psi) = \begin{pmatrix} p_1 \cos^2 \Psi + p_2 \sin^2 \Psi & (p_1 - p_2) \sin \Psi \cos \Psi \\ (p_1 - p_2) \sin \Psi \cos \Psi & p_1 \sin^2 \Psi + p_2 \cos^2 \Psi \end{pmatrix} \quad (\text{B.3})$$

(b) 方位 Ψ の完全偏光子 $\mathbf{C}(\Psi)$

$$\mathbf{C}(\Psi) = \mathbf{P}(\Psi, 1, 0) = \begin{pmatrix} \cos^2 \Psi & \sin \Psi \cos \Psi \\ \sin \Psi \cos \Psi & \sin^2 \Psi \end{pmatrix} \quad (\text{B.4})$$

3. 直線位相子 (二直交成分間の相対位相差変換)

(a) 方位 Ψ の直線位相子 $\mathbf{R}(\Psi, \Gamma)$

$$\begin{aligned} \mathbf{R}(\Psi, \Gamma) &= \mathbf{T}(\Psi) \cdot \mathbf{R}_0(2\Gamma) \cdot \mathbf{T}(-\Psi) \\ &= \begin{pmatrix} \cos \Gamma + j \cos 2\Psi \sin \Gamma & j \sin 2\Psi \sin \Gamma \\ j \sin 2\Psi \sin \Gamma & \cos \Gamma - j \cos 2\Psi \sin \Gamma \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.5})$$

$$\mathbf{R}_0(\Gamma) = \begin{pmatrix} e^{j\Gamma/2} & 0 \\ 0 & e^{-j\Gamma/2} \end{pmatrix} \quad (\text{B.6})$$

(b) 方位 Ψ の半波長板 (HWP) $\mathbf{H}(\Psi)$

$$\mathbf{H}(\Psi) = \mathbf{R}\left(\Psi, \frac{\pi}{2}\right) = \begin{pmatrix} \cos 2\Psi & \sin 2\Psi \\ \sin 2\Psi & -\cos 2\Psi \end{pmatrix} \quad (\text{B.7})$$

(c) 方位 Ψ の 4 分の 1 波長板 (QWP) $\mathbf{Q}(\Psi)$

$$\mathbf{Q}(\Psi) = \mathbf{R}\left(\Psi, \frac{\pi}{4}\right) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 + j \cos 2\Psi & j \sin 2\Psi \\ j \sin 2\Psi & 1 - j \cos 2\Psi \end{pmatrix} \quad (\text{B.8})$$

B.3 Jones 行列に関わる変換公式 (複号同順)

1. 基本公式

$$\mathbf{T}(\Psi_2) \cdot \mathbf{R}(\Psi_1, \Gamma) \cdot \mathbf{T}(-\Psi_2) = \mathbf{R}(\Psi_1 + \Psi_2, \Gamma) \quad (\text{B.9})$$

$$\mathbf{R}(\Psi, \Gamma_1) \cdot \mathbf{R}(\Psi, \Gamma_2) = \mathbf{R}(\Psi, \Gamma_1 + \Gamma_2) \quad (\text{B.10})$$

$$\mathbf{R}(\Psi, \Gamma) = \mathbf{R}\left(\Psi \pm \frac{\pi}{2}, -\Gamma\right) = \mathbf{R}(\Psi \pm \pi, \Gamma) \quad (\text{B.11})$$

$$\mathbf{R}(0, \Gamma) = \mathbf{R}_0(2\Gamma) \quad (\text{B.12})$$

$$\mathbf{R}(\Psi, 0) = \mathbf{E} \left[= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \right] \quad (\text{B.13})$$

2. QWP に関わる公式

$$\mathbf{T}(-\Gamma) \cdot \mathbf{Q}\left(\Psi \pm \frac{\pi}{4}\right) = \mathbf{Q}\left(\Psi \pm \frac{\pi}{4}\right) \cdot \mathbf{R}(\Psi, \pm\Gamma) \quad (\text{B.14})$$

$$\mathbf{Q}\left(\Psi \pm \frac{\pi}{4}\right) \cdot \mathbf{T}(\Gamma) = \mathbf{R}(\Psi, \pm\Gamma) \cdot \mathbf{Q}\left(\Psi \pm \frac{\pi}{4}\right) \quad (\text{B.15})$$

B.4 基準化 Jones ベクトルに関する変換公式

1. 基本公式

$$\mathbf{T}(\Psi) \cdot \mathbf{R}\left(\frac{\pi}{4}, \Gamma\right) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \vec{u}(\Psi, \Gamma) \quad (\text{B.16})$$

$$\mathbf{R}(0, \Gamma) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \cdot e^{j\Gamma} \quad (\text{B.17})$$

2. 変調に関わる公式

(a) POLEM 信号

$$\mathbf{R}\left(\frac{\pi}{4}, \Delta\right) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \vec{u}(0, \Delta) \quad (\text{B.18})$$

$$\mathbf{Q}\left(\frac{\pi}{2}\right) \mathbf{R}\left(\Delta + \frac{\pi}{4}, -\frac{\pi}{4}\right) \mathbf{Q}\left(\frac{\pi}{4}\right) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \vec{u}(0, \Delta) e^{j(\Delta - \pi/4)} \quad (\text{B.19})$$

(b) POLAM 信号

$$\mathbf{Q}(0) \mathbf{R}\left(\frac{\pi}{4}, \Theta\right) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \vec{u}(\Theta, 0) e^{j\pi/4} \quad (\text{B.20})$$

$$\mathbf{R}\left(\Theta + \frac{\pi}{4}, -\frac{\pi}{4}\right) \mathbf{Q}\left(\frac{\pi}{4}\right) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \vec{u}(\Theta, 0) e^{j\Theta} \quad (\text{B.21})$$

(c) POLHM 信号

$$\mathbf{R}\left(\Theta + \frac{\pi}{4}, \Delta - \frac{\pi}{4}\right) \mathbf{Q}\left(\frac{\pi}{4}\right) \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \vec{u}(\Theta, \Delta) e^{j\Theta} \quad (\text{B.22})$$

C. 電気光学結晶

C.1 電気光学効果

電気的主軸 ($x_1 x_2 x_3$ -) 座標系において, 光学結晶の屈折率楕円体の方程式は一般に次式で与えられる.

$$\frac{x_1^2}{n_1^2} + \frac{x_2^2}{n_2^2} + \frac{x_3^2}{n_3^2} = 1 \quad (\text{C.1})$$

ここで, n_1, n_2, n_3 はそれぞれ, x_1, x_2, x_3 軸方向の光学結晶の屈折率を表す.

この結晶に外部電界を印加した場合, 光学結晶の屈折率楕円体は変形と回転により x_1, x_2, x_3 軸はもはや主軸とはならず, 屈折率楕円体の方程式は一般に次式のようなになる.

$$\begin{aligned} \left(\frac{x_1}{n_1}\right)^2 + \left(\frac{x_2}{n_2}\right)^2 + \left(\frac{x_3}{n_3}\right)^2 + \sum_{k=1}^3 [r_{1k}x_1^2 + r_{2k}x_2^2 + r_{3k}x_3^2 \\ + r_{4k}x_2x_3 + r_{5k}x_3x_1 + r_{6k}x_1x_2] \cdot E_k = 1 \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

ここで, r_{jk} は電気光学 (Pockels) 定数である. 今, 式 (C.2) を

$$a_{11}x_1^2 + a_{22}x_2^2 + a_{33}x_3^2 + 2a_{23}x_2x_3 + 2a_{31}x_3x_1 + 2a_{12}x_1x_2 = 1 \quad (\text{C.3})$$

と表すとき, 係数 a_{ij} と外部電界 E_1, E_2, E_3 との間には次式の関係がある.

$$\begin{pmatrix} a_{11} - 1/n_1^2 \\ a_{22} - 1/n_2^2 \\ a_{33} - 1/n_3^2 \\ a_{23} \\ a_{31} \\ a_{12} \end{pmatrix} = \mathbf{r} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{r} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \quad (\text{C.4})$$

ここで, \mathbf{r} は電気光学定数行列である. 下表に電気光学結晶について分類してまとめる.

| 結晶系 | 屈折率 | 等方性・異方性 |
|---------------|-------------------------|---------|
| 立方晶 | $n_1 = n_2 = n_3$ | 等方性結晶 |
| 三方晶, 正方晶, 六方晶 | $n_1 = n_2 \neq n_3$ | 一軸性結晶 |
| 三斜晶, 単斜晶, 斜方晶 | $n_1 \neq n_2 \neq n_3$ | 二軸性結晶 |

更に, 主軸座標変換 $(x_1, x_2, x_3) \rightarrow (x_a, x_b, x_c)$ により, 外部電界印加時の屈折率楕円体の方程式 (式 (C.2)) を

$$\frac{x_a^2}{n_a^2} + \frac{x_b^2}{n_b^2} + \frac{x_c^2}{n_c^2} = 1 \quad (\text{C.5})$$

と書けば, 光学的主軸 (x_a, x_b, x_c 軸) 成分に対する屈折率 n_a, n_b, n_c が分かり, 結晶通過中の光波の位相変化を導くことができる.

例えば, 通常, 電気光学変調素子として用いられる LiNbO_3 や LiTaO_3 は三方晶系の一軸性電気光学結晶 ($3m-C_{3v}$) であり, その電気光学定数行列は次式で与えられる.

$$\mathbf{r} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} n_1 = n_2 = n_o \quad ; \quad \text{常光線屈折率} \\ n_3 = n_e \quad ; \quad \text{異常光線屈折率} \end{array} \quad (\text{C.6})$$

このとき, 屈折率楕円体の方程式は次式となる.

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_2 + r_{13}E_3 \right) x_1^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_2 + r_{13}E_3 \right) x_2^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_3 \right) x_3^2 \\ + 2r_{51}E_2x_2x_3 + 2r_{51}E_1x_3x_1 - 2r_{22}E_1x_1x_2 = 1 \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

C.2 POLAM方式の電気光学変調器

三方晶系の一軸性電気光学結晶において， x_2 方向に外部電界を印加し ($E_1 = E_3 = 0$)， x_3 方向を光波の伝搬方向とする ($x_3 = 0$) とき，屈折率楕円の方程式は次式となる．

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_2\right)x_1^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_2\right)x_2^2 = 1 \quad (\text{C.8})$$

この場合，主軸は変わらないので，一般に電気光学効果による屈折率変化が1に比べて十分小さいことを考慮すると， x_1, x_2 軸成分の屈折率 n_1, n_2 は印加電圧 E_2 により次式のように変化する．

$$n_1 = \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_2\right)^{-\frac{1}{2}} \simeq n_o \left(1 + \frac{1}{2}n_o^2 r_{22}E_2\right) \quad (\text{C.9})$$

$$n_2 = \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_2\right)^{-\frac{1}{2}} \simeq n_o \left(1 - \frac{1}{2}n_o^2 r_{22}E_2\right) \quad (\text{C.10})$$

結晶長 l ，結晶幅 d の光学結晶において，電圧 $V_2 [= E_2 d]$ を印加した場合， x_3 軸方向に伝搬する光波 (真空中の波長は $\lambda_c [= c/f_c]$) の x_1, x_2 軸方向の位相変化 ϕ_1, ϕ_2 は次式となる．

$$\phi_1 = \frac{2\pi l}{\lambda_c} \cdot n_1, \quad \phi_2 = \frac{2\pi l}{\lambda_c} \cdot n_2 \quad (\text{C.11})$$

このとき，電気光学結晶の Jones 行列は次式となる．

$$\begin{pmatrix} e^{-j\phi_1} & 0 \\ 0 & e^{-j\phi_2} \end{pmatrix} = \mathbf{R}(0, -\Gamma_2) \cdot e^{-j\phi_o} \quad (\text{C.12})$$

ここで， $2\Gamma, -\phi_o$ はそれぞれ， $x_1 x_2$ 間の相対位相差 (リターデーション)，結晶通過による絶対位相遅延を表し，次式で定義している．

$$\Gamma_2 = \frac{\phi_1 - \phi_2}{2} \simeq \frac{2\pi l}{\lambda_c/n_o} n_o^2 r_{22} \frac{V_2}{d} \quad (\text{C.13})$$

$$\phi_o = \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \simeq \frac{2\pi l}{\lambda_c/n_o} \quad (\text{C.14})$$

C.3 POLHM方式の電気光学変調器

三方晶系の一軸性電気光学結晶において， x_1 と x_2 方向に外部電界を印加し ($E_3 = 0$)， x_3 方向を光波の伝搬方向とする ($x_3 = 0$) とき，屈折率楕円の方程式は次式となる．

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_2\right)x_1^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_2\right)x_2^2 - 2r_{22}E_1 x_1 x_2 = 1 \quad (\text{C.15})$$

主軸座標変換 $(x_1, x_2) \rightarrow (x_a, x_b)$ により，屈折率楕円の方程式を

$$\frac{x_a^2}{n_a^2} + \frac{x_b^2}{n_b^2} = 1 \quad (\text{C.16})$$

とする際，式 (C.15) を原点回りに $-\theta$ だけ回転して得られるとすると，

$$\begin{pmatrix} x_a \\ x_b \end{pmatrix} = \mathbf{T}(-\theta) \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ x_2 \end{pmatrix} \quad (\text{C.17})$$

が成り立つので，

$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_2 \right) x_1^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_2 \right) x_2^2 - 2r_{22}E_1x_1x_2 \\ = & \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_2 \right) (x_a \cos \theta - x_b \sin \theta)^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_2 \right) (x_a \sin \theta + x_b \cos \theta)^2 \\ & - 2r_{22}E_1(x_a \cos \theta - x_b \sin \theta)(x_a \sin \theta + x_b \cos \theta) \\ = & \left\{ \frac{1}{n_o^2} - r_{22}(E_2 \cos 2\theta + E_1 \sin 2\theta) \right\} x_a^2 + \left\{ \frac{1}{n_o^2} + r_{22}(E_2 \cos 2\theta + E_1 \sin 2\theta) \right\} x_b^2 \\ & + 2r_{22}(E_2 \sin 2\theta - E_1 \cos 2\theta) x_a x_b \end{aligned} \quad (\text{C.18})$$

において，第三項 ($x_a x_b$ の項) の係数が零となればよい．このとき， $r_{22} \neq 0$ であるので次式が導かれる．

$$E_2 \sin 2\theta - E_1 \cos 2\theta = 0 \quad (\text{C.19})$$

ここで，

$$E_2 \cos 2\theta + E_1 \sin 2\theta = E_0 \quad (\text{C.20})$$

とおくと，印加電界 E_1 ， E_2 は，

$$E_1 = E_0 \sin 2\theta \quad (\text{C.21})$$

$$E_2 = E_0 \cos 2\theta \quad (\text{C.22})$$

となり，屈折率楕円の方程式は次式となる．

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_0 \right) x_a^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_0 \right) x_b^2 = 1 \quad (\text{C.23})$$

さて，一般に電気光学効果による屈折率変化は1に比べて十分小さいので， x_a ， x_b 軸成分の屈折率 n_a ， n_b は印加電圧 E_0 により次式のように変化する．

$$n_a = \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_0 \right)^{-\frac{1}{2}} \simeq n_o \left(1 + \frac{1}{2} n_o^2 r_{22} E_0 \right) \quad (\text{C.24})$$

$$n_b = \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_0 \right)^{-\frac{1}{2}} \simeq n_o \left(1 - \frac{1}{2} n_o^2 r_{22} E_0 \right) \quad (\text{C.25})$$

結晶長 l の光学結晶において，真空中の波長 $\lambda_c [=c/f_c]$ の光波の x_a ， x_b 軸方向の位相変化 ϕ_a ， ϕ_b は次式となる．

$$\phi_a = \frac{2\pi l}{\lambda_c} \cdot n_a \quad , \quad \phi_b = \frac{2\pi l}{\lambda_c} \cdot n_b \quad (\text{C.26})$$

また，結晶幅 d の光学結晶において，外部電圧 $V_1 [=E_1d]$ ， $V_2 [=E_2d]$ を

$$V_1 = V \cos \Psi \quad , \quad V_2 = V \sin \Psi \quad (\text{C.27})$$

のように印加する．ここで，振幅 V と位相 Ψ は次式で定義される．

$$V = E_0 d \quad , \quad \Psi = \frac{\pi}{2} - 2\theta \quad (\text{C.28})$$

このとき，電気光学結晶の Jones 行列は次式で与えられる．

$$\mathbf{T}(\theta) \begin{pmatrix} e^{-j\phi_a} & 0 \\ 0 & e^{-j\phi_b} \end{pmatrix} \cdot \mathbf{T}(-\theta) = \mathbf{R} \left(\frac{\pi}{4} - \frac{\Psi}{2}, -\Gamma \right) \cdot e^{-j\phi_o} \quad (\text{C.29})$$

ここで， 2Γ ， $-\phi_o$ はそれぞれ，次式で定義される $x_a x_b$ 間の相対位相差 (リターディション)，式 (C.14) の結晶通過による絶対位相遅延を表す．

$$\Gamma = \frac{\phi_a - \phi_b}{2} \simeq \frac{2\pi l}{\lambda_c/n_o} n_o^2 r_{22} \frac{V}{d} \quad (\text{C.30})$$

D. 雑音解析過程における電力密度スペクトルの導出

D.1 IF 帯における信号と雑音の電力密度スペクトル

各方式の IF 帯信号 $i_X(t)$ ， $i_Y(t)$ と加法性雑音 $n_X(t)$ ， $n_Y(t)$ の和:

$$i'_X(t) = i_X(t) + n_X(t) \quad (\text{D.1})$$

$$i'_Y(t) = i_Y(t) + n_Y(t) \quad (\text{D.2})$$

に対する雑音解析を行う．ここで用いる自己相関関数は複素数形式で

$$R_x(t_1, t_2) = \mathbf{E} \left[\frac{1}{2} x(t_1) \cdot x^*(t_2) \right] \quad (\text{D.3})$$

で定義し，そのフーリエ変換で得られる電力密度スペクトルは，広義定常過程のもとで $t_1 = t + \tau$ ， $t_2 = t$ として

$$S_x(f) = \mathcal{F} [R_x(\tau)] \quad (\text{D.4})$$

と書くことにする．

また，IF 帯雑音は局発光電力 P_L が十分大きいと仮定しているので，雑音電力密度スペクトルレベル ζ :

$$\begin{aligned} \zeta &= e^2 \alpha \frac{P_R + P_L + P_B}{4} + e I_D + 2(e\alpha)^2 \frac{P_R + P_L}{4} \frac{N_{ob}}{2} + \frac{2k_B T}{R_L} \\ &\simeq e^2 \alpha \frac{P_L}{4} (1 + \alpha N_{ob}) \end{aligned} \quad (\text{D.5})$$

の白色ガウス雑音で書けるものとする．ここで， P_B ， I_D ， N_{ob} ， k_B ， T ， R_L はそれぞれ，背景雑音光電力，暗電流，背景雑音光の電力密度スペクトル，ボルツマン定数，雑音温度，負荷抵抗を表す．

以下では，各システムで受信特性を求めるのに必要な電力密度スペクトルを導出する．

D.2 POLEM 方式の電力密度スペクトル

必要な電力密度スペクトルを求めるためにまず，この IF 帯信号 $i'_X(t)$ と $i'_Y(t)$ の乗積 $I'(t)$ の自己相関関数 $R_{I'}(\tau)$ を求める． $I'(t)$ の自己相関を計算すると，

$$\begin{aligned} R_{I'}(t_1, t_2) &= \mathbf{E} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} i'_X(t_1) \cdot i'_{i_Y}(t_1) \right) \cdot \left(\frac{1}{2} i'_X(t_2) \cdot i'_{i_Y}(t_2) \right)^* \right] \\ &= R_{i_X i_Y}(t_1, t_2) \\ &\quad + \frac{1}{2} R_{i_X}(t_1, t_2) R_{n_Y}^*(t_1, t_2) + \frac{1}{2} R_{n_X}(t_1, t_2) R_{i_Y}^*(t_1, t_2) \\ &\quad + \frac{1}{2} R_{n_X}(t_1, t_2) R_{n_Y}^*(t_1, t_2) \end{aligned} \quad (\text{D.6})$$

となる．広義定常過程では自己相関関数が時刻に依存せず時間差のみに依存するから， $t_1 = t + \tau$ ， $t_2 = t$ とすれば，

$$R_*(t_1, t_2) = R_*(\tau) \quad (\text{D.7})$$

と書くことができるので，式 (D.6) の自己相関関数は次のように書き直すことができる．

$$\begin{aligned} R_{I'}(\tau) &= R_{i_X i_Y}(\tau) \\ &\quad + \frac{1}{2} R_{i_X}(\tau) R_{n_Y}^*(\tau) + \frac{1}{2} R_{n_X}(\tau) R_{i_Y}^*(\tau) \\ &\quad + \frac{1}{2} R_{n_X}(\tau) R_{n_Y}^*(\tau) \end{aligned} \quad (\text{D.8})$$

得られた自己相関関数 $R_{I'}(\tau)$ をフーリエ変換することにより， $I'(t)$ の電力密度スペクトル $S_{I'}(f)$ は，

$$S_{I'}(f) = S_{ss}(f) + S_{sn}(f) + S_{nn}(f) \quad (\text{D.9})$$

となる．但し，

$$S_{ss}(f) = S_{i_X i_Y}(f) \quad (\text{D.10})$$

$$S_{sn}(f) = \frac{1}{2} \left[S_{i_X}(f) \otimes S_{n_Y}^*(f) + S_{n_X}(f) \otimes S_{i_Y}^*(f) \right] \quad (\text{D.11})$$

$$S_{nn}(f) = \frac{1}{2} S_{n_X}(f) \otimes S_{n_Y}^*(f) \quad (\text{D.12})$$

であり， \otimes は畳み込み積分を表す．特に，両側定義の場合は，

$$S_{ss}(f) = S_{i_X i_Y}(f) \quad (\text{D.13})$$

$$S_{sn}(f) = S_{i_X}(f) \otimes S_{n_Y}(f) + S_{n_X}(f) \otimes S_{i_Y}(f) \quad (\text{D.14})$$

$$S_{nn}(f) = S_{n_X}(f) \otimes S_{n_Y}(f) \quad (\text{D.15})$$

である．

BPF で信号の電力損失はないとすれば，無変調時の $S_{ss}(f)$ ， $S_{sn}(f)$ ， $S_{nn}(f)$ は両側定義でそれぞれ，

$$S_{ss}(f) = \frac{1}{4}K^2 [\delta(f - f_0) + \delta(f + f_0)] \quad (D.16)$$

$$S_{sn}(f) = \frac{K \cdot \zeta}{\pi} \left\{ \arctan \left[\frac{\beta + 1}{u} + \kappa \right] - \arctan \left[\frac{|f \pm f_0|}{u \cdot f_{max}} - \frac{\beta + 1}{u} - \kappa \right] \right\} \eta \quad (D.17)$$

$$\begin{aligned} S_{nn}(f) &= 2\zeta^2 \cdot B_{IF} \left| 1 - \frac{|f \pm f_0|}{B_{IF}} \right| \quad : \quad |f \pm f_0| \leq f_{max}(2\beta + 1) \\ &\simeq 2\eta^2 \cdot 2f_{max}(\beta + 1 + \kappa u) \end{aligned} \quad (D.18)$$

となる．ここで， K は式 (3.10) で定義され， $S_{nn}(f)$ は必要帯域幅内で近似している．

D.3 POLAM 方式の電力密度スペクトル

付録 D.2 において， $X \rightarrow L$ ， $Y \rightarrow U$ とすることで，IF 帯信号 $i'_L(t)$ と $i'_U(t)$ の乗積 $I'(t)$ の電力密度スペクトル $S_{I'}(f)$ は，

$$S_{I'}(f) = S_{ss}(f) + S_{sn}(f) + S_{nn}(f) \quad (D.19)$$

となる．但し，

$$S_{ss}(f) = S_{i_L i_U}(f) \quad (D.20)$$

$$S_{sn}(f) = \frac{1}{2} [S_{i_L}(f) \otimes S_{n_U}^*(f) + S_{n_L}(f) \otimes S_{i_U}^*(f)] \quad (D.21)$$

$$S_{nn}(f) = \frac{1}{2} S_{n_L}(f) \otimes S_{n_U}^*(f) \quad (D.22)$$

であり， \otimes は畳み込み積分を表す．特に，両側定義の場合は，

$$S_{ss}(f) = S_{i_L i_U}(f) \quad (D.23)$$

$$S_{sn}(f) = S_{i_L}(f) \otimes S_{n_U}(f) + S_{n_L}(f) \otimes S_{i_U}(f) \quad (D.24)$$

$$S_{nn}(f) = S_{n_L}(f) \otimes S_{n_U}(f) \quad (D.25)$$

である．

BPF で信号の電力損失はないとすれば，無変調時の $S_{ss}(f)$ ， $S_{sn}(f)$ ， $S_{nn}(f)$ は両側定義でそれぞれ，

$$S_{ss}(f) = \frac{1}{4} \left(\frac{K^2}{2} \right)^2 [\delta(f - f_0) + \delta(f + f_0)] \quad (D.26)$$

$$S_{sn}(f) = \frac{K^2/2 \cdot \zeta}{\pi} \left\{ \arctan \left[\frac{\beta + 1}{u} + \kappa \right] - \arctan \left[\frac{|f \pm f_0|}{u \cdot f_{max}} - \frac{\beta + 1}{u} - \kappa \right] \right\} \quad (D.27)$$

$$S_{nn}(f) = 2\zeta^2 \cdot B_{IF} \left| 1 - \frac{|f \pm f_0|}{B_{IF}} \right| \quad : \quad |f \pm f_0| \leq f_{max}(2\beta + 1) \quad (D.28)$$

となる．ここで， K は式 (4.10) で定義される．

E. 非自由空間としての宇宙空間伝送路

E.1 プラズマ領域の比誘電率と屈折率

外部磁場の存在する場合，地球磁場を任意の方向にとり，光信号の伝搬方向を z 軸方向にとっても一般性は失われない．この場合，Maxwell の方程式より電界ベクトル (e_x, e_y, e_z) に対して次式が導かれる [26]．

$$\begin{pmatrix} \kappa_{xx} - n^2 & \kappa_{xy} & \kappa_{xz} \\ \kappa_{yx} & \kappa_{yy} - n^2 & \kappa_{yz} \\ \kappa_{zx} & \kappa_{zy} & \kappa_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \\ e_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{E.1})$$

ここで， n は屈折率， $\kappa_{ij}(i, j=x, y, z)$ は比誘電率テンソル成分

$$\left. \begin{aligned} \kappa_{xx} &= 1 - X \frac{1 - Y_x^2}{1 - Y^2}, & \kappa_{xy} &= X \frac{Y_x Y_y + j Y_z}{1 - Y^2}, & \kappa_{xz} &= \kappa_{zx}^* \\ \kappa_{yx} &= \kappa_{xy}^*, & \kappa_{yy} &= 1 - X \frac{1 - Y_y^2}{1 - Y^2}, & \kappa_{yz} &= X \frac{Y_z Y_y + j Y_x}{1 - Y^2} \\ \kappa_{zx} &= X \frac{Y_x Y_z + j Y_y}{1 - Y^2}, & \kappa_{zy} &= \kappa_{yz}^*, & \kappa_{zz} &= 1 - X \frac{1 - Y_z^2}{1 - Y^2} \end{aligned} \right\} \quad (\text{E.2})$$

$$X = (f_p/f)^2, \quad Y_j = f_{cj}/f \quad (j = x, y, z) \quad (\text{E.3})$$

であり， f は光周波数， f_p ， f_c はそれぞれ，次式で定義される電子のプラズマ周波数とサイクロトロン周波数である．

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{N e^2}{\epsilon_0 m_e}} \simeq 8.97 \sqrt{N [\text{number}/\text{m}^3]} \quad (\text{E.4})$$

$$f_{cj} = -\frac{1}{2\pi} \frac{e B_j}{m_e} \simeq 2.80 \times 10^{10} \cdot B_j [\text{tesla}] \quad (j = x, y, z) \quad (\text{E.5})$$

また， N ， e ， ϵ_0 ， m_e ， B_x ， B_y ， B_z はそれぞれ，電子密度，電子電荷，自由空間の誘電率，電子質量， x ， y ， z 軸方向の地球磁場の磁束密度を表す．

更に，式 (E.1) から e_z を消去すると， e_x と e_y について次式が成り立つ．

$$\begin{pmatrix} \kappa_{xx} - \frac{\kappa_{xz}\kappa_{zx}}{\kappa_{zz}} - n^2 & \kappa_{xy} - \frac{\kappa_{xz}\kappa_{zy}}{\kappa_{zz}} \\ \kappa_{yx} - \frac{\kappa_{zx}\kappa_{yz}}{\kappa_{zz}} & \kappa_{yy} - \frac{\kappa_{yz}\kappa_{zy}}{\kappa_{zz}} - n^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{E.6})$$

ここで，屈折率 $n [=n_{\pm}]$ は式 (E.6) の固有値 (複合同順) として次式で与えられる．

$$n_{\pm}^2 = 1 - \frac{X}{1 - \frac{Y_x^2 + Y_y^2}{2(1-X)} \pm \sqrt{\left(\frac{Y_x^2 + Y_y^2}{2(1-X)}\right)^2 + Y_z^2}} \quad (\text{E.7})$$

さて, $Y_j(j = x, y, z)$ を極座標 (Y, α, β) 表示で

$$Y_x = Y \cos \alpha \sin \beta, \quad Y_y = Y \sin \alpha \sin \beta, \quad Y_z = Y \cos \beta \quad (\text{E.8})$$

と表すと, 伝搬距離 L で固有値 n_+, n_- に対する固有ベクトル (直交偏光) 間に生じる相対位相差 $2\delta_p$ は次式で与えられる.

$$\begin{aligned} 2\delta_p &= \frac{2\pi L}{\lambda} \cdot (n_+ - n_-) \\ &\simeq \frac{2\pi L}{\lambda} \cdot \frac{1}{\kappa_{zz}} X \frac{Y}{1 - Y^2} \sqrt{(Y \sin^2 \beta)^2 + 4(1 - X)^2 \cos^2 \beta} \end{aligned} \quad (\text{E.9})$$

特に, $X \ll 1, Y \ll 1$ のとき, 次式のように近似できる.

$$2\delta_p = \frac{2\pi L}{\lambda} \cdot XY \sqrt{4 \cos^2 \beta + (Y \sin^2 \beta)^2} \quad (\text{E.10})$$

E.2 宇宙空間伝送路のモデル化と POLHM 信号への影響

地球磁場と光の伝搬方向が平行となる ($\beta=0^\circ$) 場合, プラズマ領域は右旋, 左旋の両円偏光間に相対位相差 $2\delta_p$ ($\delta_p \ll 1$) を与える. このとき, 式 (5.13) の受信 POLHM 信号光の複素電界ベクトルは次式に書き直される.

$$\begin{pmatrix} e_X(t) \\ e_Y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -j \end{pmatrix} \cdot \mathbf{T}(\theta(t)) \cdot \sqrt{2P_R} \vec{u}(\Theta(t) + \delta_p, \Delta(t)) e^{j\varphi_T(t)} \quad (\text{E.11})$$

従って, $I_1(t)$ (式 (5.16)) と $I_2(t)$ (式 (5.18)) は次式に書き直される.

$$I_1(t) = K \sin 2\Delta(t) \quad (\text{E.12})$$

$$I_2(t) = 2K \cos 2\Delta(t) \cos 2(\Theta(t) + \delta_p + \theta(t)) \quad (\text{E.13})$$

地球磁場と光の伝搬方向が直交する ($\beta=90^\circ$) 場合, プラズマ領域は任意の方位 θ_p において相対位相差 $2\delta_p$ ($\delta_p \ll 1$) を与える直線位相子となる. このとき, プラズマ領域が偏光状態へ与える影響を表す Jones 行列は

$$\mathbf{R}(\theta_p, \delta_p) = \begin{pmatrix} \cos \delta_p + j \sin \delta_p \cos 2\theta_p & j \sin \delta_p \sin 2\theta_p \\ j \sin \delta_p \sin 2\theta_p & \cos \delta_p - j \sin \delta_p \cos 2\theta_p \end{pmatrix} \quad (\text{E.14})$$

で与えられるので, 式 (5.13) の受信 POLHM 信号光の複素電界ベクトルは次式に書き直される.

$$\begin{pmatrix} e_X(t) \\ e_Y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -j \end{pmatrix} \cdot \mathbf{T}(\theta(t)) \cdot \mathbf{R}(\theta_p, \delta_p) \cdot \sqrt{2P_R} \vec{u}(\Theta(t), \Delta(t)) e^{j\varphi_T(t)} \quad (\text{E.15})$$

従って, $I_1(t)$ (式 (5.16)) と $I_2(t)$ (式 (5.18)) は次式に書き直される .

$$\begin{aligned} I_1(t) &= K \cos 2\delta_p \sin 2\Delta(t) - K \sin 2\delta_p \cos 2\Delta(t) \cos 2(\Theta(t) - \theta_p) \\ &\simeq K \cos 2\delta_p \sin 2\Delta(t) \end{aligned} \quad (\text{E.16})$$

$$\begin{aligned} I_2(t) &= 2K \cos^2 \delta_p \cos 2\Delta(t) \cos 2(\Theta(t) + \theta(t)) \\ &\quad + 2K \sin^2 \delta_p \cos 2\Delta(t) \cos 2(\Theta(t) - \theta(t) - 2\theta_p) \\ &\quad - 2K \sin 2\delta_p \sin 2\Delta(t) \sin 2(\theta(t) + \theta_p) \\ &\simeq 2K \cos^2 \delta_p \cos 2\Delta(t) \cos 2(\Theta(t) + \theta(t)) \end{aligned} \quad (\text{E.17})$$

ここで, $\delta_p \ll 1$ であることから, $\cos 2\delta_p \gg \sin 2\delta_p$, $\cos^2 \delta_p \gg \sin^2 \delta_p$, $\cos^2 \delta_p \gg \sin 2\delta_p$ なる近似を用いた .

本論文に関連する原著論文

I. 学会論文

1. Toshiaki Kuri, Katsutoshi Tsukamoto and Norihiko Morinaga, “Optical Polarization Azimuth Modulation (POLAM) / Heterodyne Detection System,” IEICE Trans. Commun., Vol. E78-B, No. 5, pp. 746–751, May 1995.
2. Toshiaki Kuri, Katsutoshi Tsukamoto and Norihiko Morinaga, “A Proposal of Multiple Optical Wideband Frequency Modulation System and Its Phase Noise Insensitivity,” IEICE Trans. Fundamentals, Vol. E78-A, No. 9, pp. 1136–1141, Sep. 1995.
3. 久利敏明, 塚本勝俊, 森永規彦, “偏光楕円率角アナログ変調を用いたコヒーレント宇宙光通信方式,” 信学論 (BI), Vol. J78-B-I, No. 11, pp. 700–707, Nov. 1995.

II. 国際会議

1. Katsutoshi Tsukamoto, Toshiaki Kuri, Shozo Komaki and Norihiko Morinaga, “Proposal of Phase Noise Insensitive Coherent Detection Scheme for Subcarrier Multiplexed Optical Communication System,” The 6th Joint Conference on Communications, Networks and Switching Systems (JC-CNSS '93), Sapporo Japan, June 23–25 1993.
2. Katsutoshi Tsukamoto, Toshiaki Kuri, Shozo Komaki and Norihiko Morinaga, “Phase Noise Insensitive Orthogonal M -ary Polarization State Modulation (OMPSM) System in Optical Intersatellite Link,” Proc. IEEE Global Telecommunication Conference (GLOBECOM '94), San Francisco, pp. 1180–1184, Nov. 28–Dec. 2 1994.
3. Toshiaki Kuri, Katsutoshi Tsukamoto and Norihiko Morinaga, “A Proposal of Coherent Optical Polarization Azimuth Modulation System for Space Communication,” Technical Digest of the Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO / Pacific Rim '95), Chiba Japan, pp. 304–305, July 11–14 1995.
4. Toshiaki Kuri, Katsutoshi Tsukamoto and Norihiko Morinaga, “Multiple Polarization Modulation (MPLM) System for Coherent Optical Space Communication,” Proc.

IEEE Global Telecommunication Conference (GLOBECOM '95), Singapore, Nov. 13–17 1995.

III. 研究会

1. 久利敏明, 塚本勝俊, 森永規彦, “光アナログ伝送系における偏光間差動位相変調/光コヒーレント検波方式,” 信学技報, OCS92-67, pp. 33–38, Nov. 19–20 1992.
2. 久利敏明, 塚本勝俊, 森永規彦, “偏光間アナログ差動位相変調/光ヘテロダイン検波方式,” 第16回情報理論とその応用シンポジウム (SITA '93), F24-4, pp. 673–676, Oct. 19–22 1993.
3. 久利敏明, 塚本勝俊, 森永規彦, “衛星間光通信システムにおける偏光状態変調方式に関する考察,” 信学技報, SANE94-39, pp. 55–62, Aug. 25 1994.
4. 川村卓也, 久利敏明, 塚本勝俊, 森永規彦, “信号光と局部発振光の空間相関を利用したコヒーレント光ビーム追尾方式,” 信学技報, SANE94-55, pp. 43–50, Oct. 21 1994.
5. Toshiaki Kuri, Katsutoshi Tsukamoto and Norihiko Morinaga, “A Consideration on Phase Noise Insensitive Wideband Coherent Optical Frequency Modulation System,” Proc. the 17th Symposium on Information Theory and Its Applications (SITA '94), W33-5, pp. 273–276, Dec. 6–9 1994.
6. 川村卓也, 久利敏明, 塚本勝俊, 森永規彦, “信号光と局部発振光の空間相関を利用したコヒーレント光ビーム追尾方式 [2],” 信学技報, SANE94-90, pp. 43–50, Jan. 27 1995.

IV. 全国大会

1. 久利敏明, 塚本勝俊, 森永規彦, “SCM 偏光間差動位相変調/光ヘテロダイン検波方式,” 1992年電子情報通信学会秋季大会, B-676, p. 4-69, Sep. 27–30 1992.
2. 久利敏明, 塚本勝俊, 森永規彦, “光アナログ伝送系における偏光間差動位相変調/光コヒーレント検波方式 (2),” 1993年電子情報通信学会春季大会, B-1021, p. 4-159, Mar. 28–31 1993.
3. 塚本勝俊, 久利敏明, 小牧省三, 森永規彦, “多値直交偏光状態変調/光ヘテロダイン検波方式について,” 1994年電子情報通信学会春季大会, B-1034, p. 4-100, Mar. 26–29 1994.
4. 山中重雄, 久利敏明, 塚本勝俊, 森永規彦, “位相雑音に不感応な光周波数変調方式の提案,” 1994年電子情報通信学会春季大会, B-1035, p. 4-101, Mar. 26–29 1994.

5. 久利敏明, 塚本勝俊, 森永規彦, “角度変調副搬送波偏光状態変調方式,” 1994年電子情報通信学会秋季大会, B-919, p. 517, Sep. 26-29 1994.
6. 十亀幸子, 川村卓也, 久利敏明, 塚本勝俊, 宮本伸一, 森永規彦, “信号光と局発光の空間整合を用いる光ヘテロダイン検波空間追尾方式における非同期指向誤差検出の検討,” 1995年電子情報通信学会総合大会, B-174, p. 174, Mar. 27-30 1995.