

博士論文

光ビート法による高周波発生における
光パルス圧縮を用いた出力増大に関する研究

A Study on RF Output Power Enhancement by Optical
Pulse Compression in Photonic-Based RF Generation

同志社大学大学院 理工学研究科
電気電子工学専攻 博士課程(後期課程)

山口 剛史

目次

第1章 序論.....	1
第2章 光ビート法による高周波発生における光パルス圧縮を用いた出力増大法.....	3
2-1 光ファイバ.....	3
2-2 光ファイバ中の光パルスの伝搬.....	4
2-3 スプリットステップフーリエ法.....	6
2-4 マッハ-ツェンダー型光強度変調器.....	7
2-5 光検出器と出力電力	10
2-6 光ビート法における高周波発生における光パルス圧縮を用いた出力の増大.....	11
第3章 提案手法による高周波出力の増大に関する検討.....	13
3-1 短光パルスを用いた 10 GHz 出力増大.....	13
3-2 提案手法による 20 GHz 出力増大.....	15
3-3 提案手法による 60 GHz 出力増大.....	36
3-4 第3章のまとめ.....	50
第4章 提案手法によるサブテラヘルツ波出力増大.....	51
4-1 GNLSE のスケール則.....	51
4-2 GNLSE のスケール則を用いた最適ピークパワーおよび伝搬距離の推移.....	52
4-3 提案手法によるサブテラヘルツ波出力増大シミュレーション.....	53
4-4 第4章のまとめ.....	60
第5章 光ビート法による高周波発生時の出力の SN 比.....	61
5-1 光雑音を含んだ光信号を用いた高周波発生時の出力の SN 比.....	61
5-2 光雑音を含んだ光信号を用いた高周波発生時の出力の SN 比シミュレーション.....	66
5-3 第5章のまとめ.....	70
第6章 結論.....	71
参考文献.....	72
原著論文.....	74
謝辞.....	76

第1章 序論

マイクロ波・ミリ波およびテラヘルツ波帯域の高周波信号は様々なところで必要とされている。近年の高速光通信技術において、マイクロ波・ミリ波帯の信号の発生は欠かせないものである。また、この周波数帯を用いた無線通信にも用いられており、第5世代移動体通信システム(5G)においても高周波信号に関する各種技術が求められている[1]。75 GHz~110 GHzのW帯信号は、宇宙通信、海面の様子や雲の状態等を測定するレーダ等に用いられており[2-4]、車載レーダにもミリ波が用いられている[5]。電波天文の分野では、サブテラヘルツ帯の信号の発生と光ファイバ無線技術によるアンテナへの信号の分配が必要とされている[6]。また、ミリ波およびテラヘルツ帯の信号を用いた高速な無線通信技術が提案されている[7, 8]。このように、高周波帯信号の発生、伝搬技術はより高速で正確な通信、観測、計測には欠かせないものであり、今後も高品質な高周波帯の信号が求められ続けるであろう。

このような要請から、高周波発生技術及び伝搬技術は必要とされており、さらなる発展が求められる。その上で、光技術を用いて高周波信号の発生、伝搬を行うことにどのような意味があるか。高周波発生面から見れば、水晶発振器などを用いた電氣的な発生方法がある。しかし一般に電氣的な高周波発生法は雑音が高くなる。例えば、水晶発振器による高周波発生技術では、水晶振動子によって発生したMHz帯の信号を逡倍することで高周波信号を得るが、逡倍する際に雑音が増大するという欠点がある。また、電氣的な伝送路は一般に伝搬させる電気信号の周波数が高くなるほど損失が大きくなる傾向がある。そのため、低損失な高周波信号の伝搬技術が不可欠となる。

そこで、光技術を用いた高周波発生技術が提案されている。周波数の異なる光を光検出器に入力することで高周波信号を得る光ビート法が提案された[9]。また、光ファイバを低損失の共振器として用いることで低位相雑音を実現できる光マイクロ波発振器が提案された[10]。どちらの技術も、マイクロ波・ミリ波発生手法として実用化されている。さらに、高速応答をするUTC-PDを用いることでテラヘルツ波領域を含んだ高周波発生へ向けての応用が研究されている[8]。また、高周波信号伝搬において、光ファイバを用いたファイバ無線技術(Radio over Fiber: RoF)による低損失な伝送手法が提案されており、無線信号が届きにくい場所へ伝搬させる技術として実用化されている。

本論文では、これら光技術を用いた高周波発生および伝送技術において、高周波出力の増大という点に注目をした。光ビート法による高周波信号発生において、その出力の増大が求められている。例えば、W帯レーダ技術において高出力電力が求められている。光ビート法において、高周波を光パルスに変換して光伝搬路を伝搬させたのち光検出器に入力して高周波信号を得る際、平均光パワーが同じという条件下で光パルスが狭くなると、高周波出力が増大することが報告され、理論的に検討されている[11, 12]。しかしながら、従来までの高周波出力増大法は構成が複雑であった。そこで、本論文ではより簡易な構成による高周波出力増大法を提案し、その検討を行う。

提案手法は以下のとおりである。光変調器によって発生した光パルスを分散性かつ非線形性を持つ媒質を伝搬させることで光パルス圧縮を行う。この媒質として光ファイバを用いる。光パルスのパワーが高い時に現れる光ファイバの屈折率の非線形性による自己位相変調と分散の効果により光パルスが圧縮される。圧縮された光パルスを光パワーを等しくした後に光検出

器に入力することで、光パルス圧縮を行わないときよりも光検出器の出力電力が増大するというものである。この提案手法の有効性を、シミュレーションおよび実験で確認した。提案手法を用いた実験において、その出力高周波信号の位相雑音も測定した。また、光ビート法により発生した高周波信号の品質にも着目し、光パルスの信号パワーおよび雑音パワーと高周波信号の信号雑音比の関係についても検討を行った。

本論文の構成は以下のとおりである。第1章では本研究の背景、位置付けおよび本論文の構成について述べた。第2章は本研究の原理である光ビート法を用いた高周波発生、光パルスの伝搬および光パルス圧縮について述べた。その後、光ファイバによる光パルス圧縮を用いた出力増大法を提案した。第3章では、提案手法を用いたRF出力増大のシミュレーション及び実験について述べる。まず、10 GHz 短光パルスをPDに入射することでRF出力が増大することを確認した。次に、20 GHz 光パルスが通常の単一モードファイバを伝搬する時の様子を、非線形シュレディンガー方程式 (GNLSE)をスプリットステップフーリエ法で数値解析を行うことで求め、提案した簡易な構成で光パルス圧縮が行われることを実証した。パルス圧縮後の光パルスをPDに入射することでRF出力が増大することもシミュレーションによって求めた。また、実験によって光パルス圧縮により出力が増大することを実証した。さらに、提案手法による60 GHz出力増大のシミュレーションおよび出力増大実験を行った。第4章では、より高周波数の信号の発生に向けたシミュレーションによる検討を行った。GNLSEのスケール則を用いた光パルス伝播の様子を推定、HNLF等の高い非線形性を持つファイバを用いた提案手法による100 GHz, 300 GHz発生が現実的な光パワーで実現できるかの可否を検討する。第5章は、光ビート法によって生じた出力のSN比についての検討を行う。ASE光雑音を含む光信号がPDに入射された時、それらがPDの出力の雑音の大きさにどの程度影響するのかをシミュレーションし、雑音電力比 (SNR) への影響を検証した。最後に、第6章を本論文の結論とした。

第 2 章 光ビート法による高周波発生における光パルス圧縮を用いた出力増大法

この章ではまず，光ビート法による高周波発生に関する前提となる事柄について述べる．光エレクトロニクス技術で用いられる光ファイバ，光強度変調器などの基礎的な素子について述べ，光波の伝搬に関する非線形シュレディンガー方程式およびその解法について説明する．その後，光ビート法における高周波発生技術と，本論文で提案する光パルス圧縮を用いた高周波出力増大法について述べる．

2-1 光ファイバ

光ファイバの基本的な特性について述べる[13]．光ファイバとは，透過特性の高い物質で作られた光伝送路であり，石英ガラスによって作られたものが多い．光波が伝搬するコア部とその周りを覆うクラッド部とに分けられる．コアとクラッド間には屈折率差がもうけられており，光はコア中を伝搬する．光ファイバの損失は，通常の単一モードファイバにおいて，波長 1550 nm の光に対して 0.2 dB/km ほどである．

光ファイバ中を進む光の速度 v_g は一般に光の角周波数 ω に依存し， $v_g(\omega) = c/n(\omega)$ である．また，伝搬定数 β は

$$\beta = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.1.1)$$

と表される，ここで，

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)^m \quad (2.1.2)$$

であるので

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \\ \beta_2 &= \frac{1}{c} \left(\frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right) \end{aligned} \quad (2.1.3)$$

と表される． n_g は群速度における屈折率である．

分散の大きさを表すパラメータとして D [ps/nm/km] が用いられる．波長が λ [nm] のパルスと波長が $\Delta\lambda$ [nm] 異なるパルスを長さ L [km] のファイバ中を伝搬させた時の伝達時間の差 $\Delta\tau$ [ps] を表すものである． D と伝搬定数には以下の関係がある．

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (2.1.4)$$

屈折率 n は，複素電界 E に対して

$$n(\omega, E) = n_0(\omega) + n_2 |E|^2 \quad (2.1.5)$$

となるので、 E に対して非線形性を持つ。 n_2 は非線形屈折率と呼ばれる。

2-2 光ファイバ中の光パルスの伝搬

光ファイバ中を伝搬する光パルスの電界は、非線形シュレディンガー方程式 (Nonlinear Schrödinger Equation: NLSE) によって記述される。NLSE は波動の伝搬に関する非線形偏微分方程式であり、本節では高次分散や損失などを考慮した一般化された非線形シュレディンガー方程式 (Generalized NLSE: GNLSE) について述べる[14]。

ファイバの長手方向を z 軸とし、 z 軸に垂直な平面を xy 平面とする。ファイバ中の光波の複素電界 E は位置ベクトル $\mathbf{r}(x, y, z)$ と周波数 ω_0 の関数として以下のように表される。

$$E(\mathbf{r}, \omega_0) = F(x, y)A(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta z) \quad (2.2.1)$$

ここで、 F はファイバの中心からの距離に対する電界の強さを表す。伝搬モードを基本モードのみとし、中心からの距離を $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$ として、 F を

$$F(x, y) \approx \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) = \exp\left(-\frac{\rho^2}{w^2}\right) \quad (2.2.2)$$

のように、中心からの距離に対してガウス型の分布で近似できるとする。このとき光パルスの伝播の様子は、複素電界振幅 A に対するGNLSEを解くことで求められる。

$$\frac{dA}{dz} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - \frac{\alpha}{2} A = i\gamma(\omega_0) \left(|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial t} \right) \quad (2.2.3)$$

ここで、 α はファイバの損失パラメータ、 T_R は非線形応答関数の一次モーメントに関する値、非線形係数 γ は

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}} \quad (2.2.4)$$

である。 c は真空中の光速、 A_{eff} は有効コア断面積である。

右辺の第1項が自己位相変調、第2項がラマン効果、第3項が自己急峻化を表している。本研究では、ラマン効果及び自己急峻化についてはシミュレーションでは考慮しない。また、GNLSEを光パルスの群速度で動く観測者から見た場合について計算するため、以下のような変数変換を行う。

$$T = t - z/v_g \quad (2.2.5)$$

これらを考慮して式(2.2.3)を整理すると以下になる。

$$\frac{dA}{dz} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} - \frac{\alpha}{2} A = i\gamma(\omega_0) |A|^2 A \quad (2.2.6)$$

光パルスの分散、非線形光学効果の影響について述べる[15]。ファイバを伝搬する光パルスに対して、分散距離 L_D 、非線形距離 L_{NL} は以下のように定義される。

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2.2.7)$$

T_0 はパルス幅 [sec], P_0 はパルスのピークパワーである.

非線形媒質中の光パルスは, 時間波形の各所において光パワーの瞬時値が異なるため, 非線形効果により位相が異なる. このようにパルス自身の電界の影響で屈折率が変化し, 位相が変化することを自己位相変調 (Self Phase Modulation: SPM) と呼ぶ.

GNLSEにおいて, 時間 T に対して

$$\tau = \frac{T}{T_0} \quad (2.2.8)$$

と規格化を行い, 振幅を

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} \exp(-\alpha z / 2) U(z, \tau) \quad (2.2.9)$$

のように U と規格化する. また, $\beta_2=0, \beta_3=0$ として分散を考えない場合, GNLSE は

$$\frac{\partial U}{\partial z} = \frac{ie^{-\alpha z}}{L_{NL}} |U|^2 U \quad (2.2.10)$$

とする. U の振幅は変わらないものとする,

$$U(L, T) = U(0, T) \exp[i\varphi_{NL}(L, T)] \quad (2.2.11)$$

ここで,

$$\varphi_{NL}(L, T) = |U(0, T)|^2 (L_{\text{eff}} / L_{NL}) \quad (2.2.12)$$

を非線形位相シフトと呼ぶ. ただし, L_{eff} を次のようにおく.

$$L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha L)] / \alpha \quad (2.2.13)$$

これより光パルスの時間波形における周波数シフト $\delta\omega(T)$ は

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\varphi_{NL}}{\partial T} = -\left(\frac{L_{\text{eff}}}{L_{NL}}\right) \frac{\partial}{\partial T} |U(0, T)|^2 \quad (2.2.14)$$

と求められる. ここで, $U(0, T)$ を次のようなガウス型のパルスとする.

$$U(0, T) = \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right] \quad (2.2.15)$$

この時の周波数シフト $\delta\omega$ は

$$\delta\omega(T) = -\left(\frac{L_{\text{eff}}}{L_{NL}}\right) \frac{2T}{T_0^2} \exp\left[-\left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right] \quad (2.2.16)$$

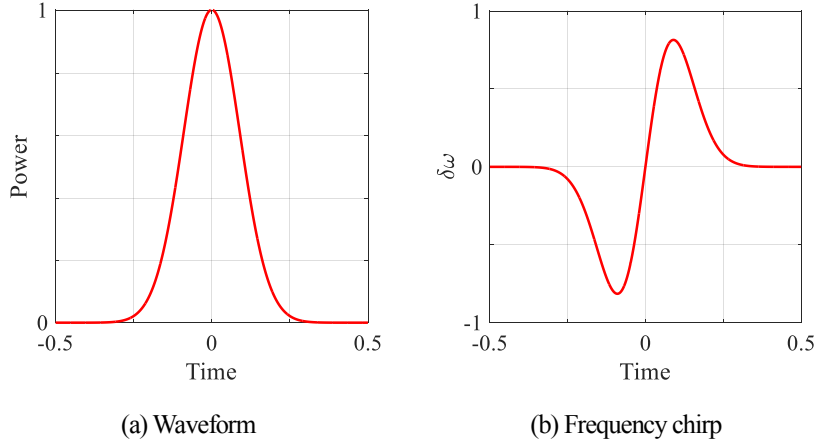


Fig. 2.2.1. Gaussian pulse and frequency chirp $\delta\omega$.

である. $T=0$ から T が大となるにつれて周波数シフトが正の方向に増え, T_0 で最大となるが, その後は減少し, T が十分に大となると 0 となる. また, $T=0$ から T が少となるにつれて周波数シフトは負の方向に増え, $-T_0$ で最小となり, T が負の無限大に近づくと 0 となる. Fig. 2.2.1 にガウスパルス の時間波形と周波数シフト $\delta\omega$ の時間波形の概形を示す.

ファイバの分散が異常分散の場合, 周波数が低い前半部はパルス中心部と比べて相対的な速度が速く, 周波数の高いパルス後半部は相対的に遅くなるため, 光パルスの包絡線は光パルスの中心に寄せられるような動きをする. これより, パルス幅が狭まる. このようにして光パルス圧縮が実現できる. それに対してファイバの分散が正常分散の場合, パルス幅が広がる.

2-3 スプリットステップフーリエ法

GNLSE のような非線形方程式は一般に解析的に解くことができないため, 数値解析手法が用いられる. 本論文では, スプリットステップフーリエ法 (Split Step Fourier Method: SSFM) を用いて数値解析を行った[14].

SSFM とは, 非線形の項のある微分方程式に対して, 線形項のみの計算と非線形項のみの計算を交互に行う数値解析法である. 線形演算子を D , 非線形演算子を N とおくと, GNLSE の式 (2.2.6) は以下のように書くことができる.

$$\frac{dA}{dz} = (D + N)A \quad (2.3.1)$$

各演算子は

$$D = -\frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial T^3} - \frac{\alpha}{2} \quad (2.3.2)$$

$$N = i\gamma(\omega_0)|A|^2$$

である. この時 z より距離 dz だけ離れたところの A は

$$A(T, z + dz) \approx \exp[dz(D + N)]A(T, z) \quad (2.3.3)$$

と近似的に求められる. 実際に数値シミュレーションをする場合,

$$A(T, z + dz) \approx \exp(Ddz/2) \exp(Ndz) \exp(Ddz/2) A(T, z) \quad (2.3.4)$$

と計算したほうが精度が良い。これより、ある伝搬距離 L [km] における電界振幅 $A(T, L)$ は $M = L/dz$ として

$$A(T, L) \approx \exp(-Ddz/2) \prod_{m=1}^M [\exp(Ddz) \exp(Ndz)] \exp(Ddz/2) A(T, 0) \quad (2.3.5)$$

と計算される。

数値解析を行う場合、 $\exp(Ndz)$ 、 $\exp(Ddz)$ は以下のように計算できる[16]。以下、フーリエ変換を F 、逆フーリエ変換を F^{-1} と表す。まず、線形演算

$$A(T, z + dz/2) = \exp(Ddz/2) A(T, z) \quad (2.3.6)$$

は $A(T, z)$ を周波数領域に変換して、

$$A(\omega, z + dz/2) = F[\exp(Ddz/2) A(T, z)] = \exp(D(\omega)) A(\omega, z) \quad (2.3.7)$$

のように行う。ここで、 $D(\omega)$ は次のようになる。

$$D(\omega) = i \left(\frac{\beta_2}{2} \omega^2 - \frac{\beta_3}{6} \omega^3 \right) - \frac{\alpha}{2} \quad (2.3.8)$$

次に、非線形部の計算

$$A(\omega, z + dz) = \exp N(\omega) A(T, z) \quad (2.3.9)$$

は時間領域で位相を変化させる計算なので、線形計算後の結果(2.3.7)を用いて

$$\exp(Ndz) F^{-1} \{ A(\omega, z + dz/2) \} \quad (2.3.10)$$

のように計算する。その後、同様に線形の計算を dz 分だけ行う。このような操作を所定の回数 M 回行った後、 $dz/2$ 分だけ線形の効果を戻す演算を行う。すると、式 (2.3.5) を計算することができる。

2-4 マッハツェンダー型光強度変調器

マッハツェンダー型光強度変調器 (Mach-Zehnder Modulator: MZM) はマッハツェンダー干渉計型の光強度変調器である[17]。Fig. 2.4.1 にプッシュプル駆動 MZM の基本的な構成を示す。

入力光を 2 つの導波路に分岐し、それぞれの導波路中で位相変調 Φ_1 、 Φ_2 を行った後、合波することで干渉させて強度変調を行う。直流電圧 V_B 、RF 電圧 $V_m \sin \omega_m t$ を印加した時の各アーム

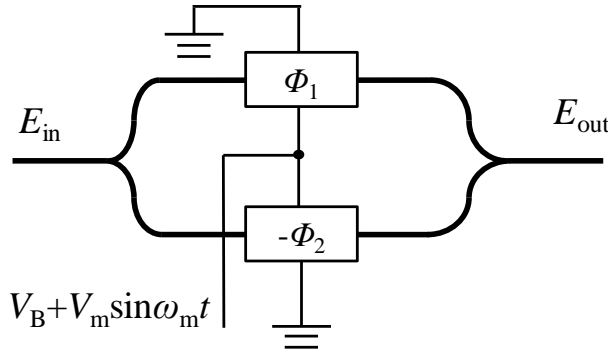


Fig. 2.4.1. Structure of push-pull Mach-Zehnder modulator.

での位相変調を

$$\begin{aligned}\Phi_1 &= A_1 \sin(\omega_m t + \varphi_1) + \varphi_{B1} \\ \Phi_2 &= -A_2 \sin(\omega_m t + \varphi_2) - \varphi_{B2}\end{aligned}\quad (2.4.1)$$

とする. ここで, A_1, A_2 を誘導位相量 [rad], φ_1, φ_2 を各アームに印加される RF 電圧の位相 [rad], $\varphi_{B1}, \varphi_{B2}$ を直流電圧 V_B による位相変化 [rad] とする.

角周波数 ω_0 の入力連続光の電界 E_{in} を, 振幅 E_i を用いて

$$E_{in} = E_i e^{j\omega_0 t} \quad (2.4.2)$$

と表すと出力の電界 E_{out} は

$$E_{out} = \frac{KE_i}{2} e^{j\omega_0 t} \left[e^{j\{A_1 \sin(\omega_m t + \varphi_1) + \varphi_{B1}\}} \left(1 + \frac{\eta}{2}\right) + e^{j\{-A_2 \sin(\omega_m t + \varphi_2) - \varphi_{B2}\}} \left(1 - \frac{\eta}{2}\right) \right] \quad (2.4.3)$$

である. K を MZM の挿入損失, η を消光比パラメータとする. ここで, 各アーム間のインバランスがないものとして $\eta = 0$, 各位相変調部に印加される RF の位相差がない理想的な動作状態を想定する. 直流バイアスによる各アーム間の位相差 $\varphi_B = \varphi_{B1} + \varphi_{B2}$ とおくと

$$E_{out} = \frac{KE_i}{2} e^{j\omega_0 t} e^{j\varphi_{B1}} \left[e^{jA_1 \sin(\omega_m t)} + e^{j\{-A_2 \sin(\omega_m t) - \varphi_B\}} \right] \quad (2.4.4)$$

となる. ここで, 第一種 n 次ベッセル関数 J_n の式

$$\exp(jx \sin \theta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(x) \exp(jn\theta) \quad (2.4.5)$$

を用いると

$$E_{out} = \frac{KE_i}{2} e^{j\omega_0 t} e^{j\varphi_{B1}} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left[J_n(A_1) + J_n(-A_2) e^{-j\varphi_B} \right] e^{jn\omega_m t} \quad (2.4.6)$$

ここで, $A = (A_1 - A_2)/2$ とおき, $A_1 = A_2$ とする. また, n 次ベッセル関数の式

$$J_n(-x) = -(-1)^n J_n(x) \quad (2.4.7)$$

を用いると出力電力 P_o および n 次サイドバンド P_n は

$$P_o \propto |E_{out}|^2 = \frac{K^2 E_i^2}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left| J_n(A) - (-1)^n J_n(A) e^{-j\varphi_B} \right|^2 \quad (2.4.8)$$

$$P_n \propto \frac{K^2 E_i^2}{4} \left| J_n(A) - (-1)^n J_n(A) e^{-j\varphi_B} \right|^2 \quad (2.4.9)$$

である. 直流電圧による位相差 φ_B が 0 であり, MZM で RF 変調をかけない時に出力合波光が強め合うような直流電圧バイアスをフルバイアス, φ_B が π であり, 合波光が互いに弱め合うようなバイアスをヌルバイアス, その中間を中間バイアスと呼ぶ. 式 (2.4.9) においてフルバイ

アスの場合、 P_n の奇数次成分のみが生じる。ヌルバイアスの場合は偶数時成分のみが生じる。各種バイアスをかけて変調を行った時の時間波形を求める。式 (2.4.4) において、

$$E_{out} = \frac{KE_i}{2} e^{j\omega_0 t} e^{j\varphi_{B1}} [2i \sin(A \sin \omega_m t + \varphi_B)] \quad (2.4.10)$$

のように変形する。ここで、 $A_1=A_2=A$ とする。このとき、出力光パワーの時間波形 $P_o(t)$ は E_{out} の絶対値の2乗に比例するので

$$\begin{aligned} P_{out}(t) &\propto \sin^2(A \sin \omega_m t + \varphi_B) \\ &= (1 - \cos(A \sin 2\omega_m t + \varphi_B)) / 2 \end{aligned} \quad (2.4.11)$$

となる。誘導位相量 A と φ_B はそれぞれ V_m と V_B に比例するものとしたとき、入力電圧 V と出力光パワー P_{out} の関係は Fig. 2.4.2 のようになる。 P_{out} が最小となる V_B がヌルバイアス、最大となる電圧がフルバイアス、その中間が中間バイアスである。また、この図で言うところのヌルバイアスとフルバイアスの差の電圧が半波長電圧 V_π である。MZM 出力パルスの時間波形について検討する。比較のため、光2 トーンパルスを Fig. 2.4.3 に示す。光2 トーンとは光スペクトルに2つの周波数成分のみを含むパルスである。MZM 出力パルスとして、 V_m が半波長電圧で

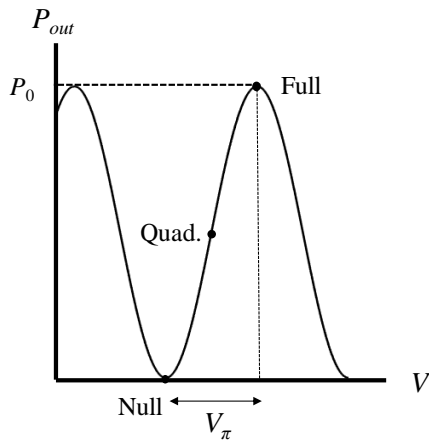


Fig. 2.4.2. MZM input voltage and output power.

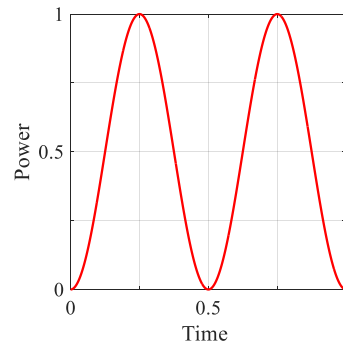


Fig. 2.4.3. Optical two tone.

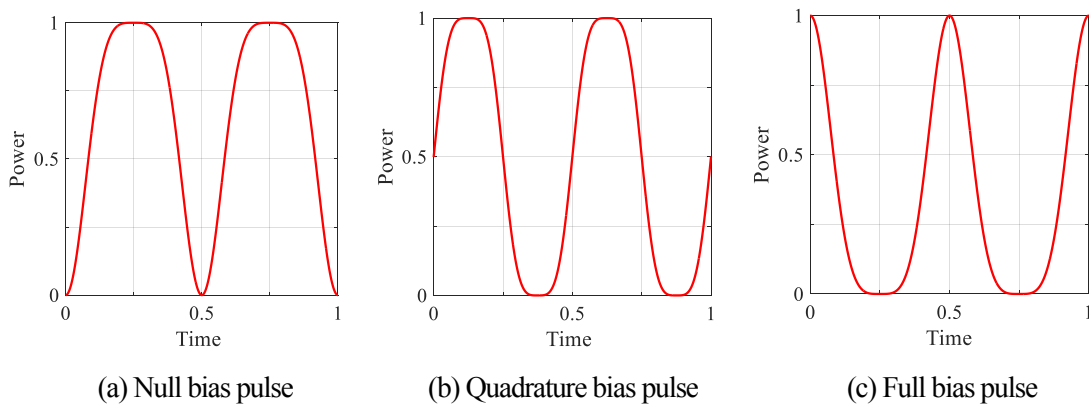


Fig. 2.4.4. MZM pulse waveform.

V_B がヌルバイアス電圧, V_m が半波長電圧の半分, V_B が中間バイアス電圧, V_m が半波長電圧に等しく V_B がフルバイアス電圧, という3種類のMZM出力パルスを考える. 以降それぞれヌルバイアスパルス, 中間バイアスパルス, フルバイアスパルスと呼ぶ. 出力パルスのピークパワーと繰り返し周波数を一定とした時のそれぞれの出力パルスの時間波形を Fig. 2.4.4 に示す.

2-5 光検出器と出力電力

光検出器 (Photo Detector: PD) とは, 入力された光の強度信号を電気信号に変換する素子である. フォトダイオード (Photo Diode), 光電変換器 (O/E converter) とも呼ばれる. pn 接合半導体において, バンドギャップより大のエネルギーをもつ光子が入射されることで, 電子正孔対が発生し, それぞれのキャリアが移動すると電流が生じる. p と n の層のあいだに真性半導体のI層をもうけて性能を向上させたものが pin 接合型の PD である. その他, 受光できる波長, 変換効率, 出力増大等のために様々な半導体構成の PD が開発されている.

PD の効率を示す指標として, 受光した光のパワー P [W] に対する電流 I [A] を表す変換効率 R [A/W], 半導体に照射された光子の数と電子正孔対のペアの数の比である量子効率, 等がある.

PD は受光した光に対して自乗検波を行い, 電気信号として出力する. これは光スペクトル上で Δf [Hz] 離れたスペクトル同士のビートを取ることを意味する. そのため出力信号の電力は入力光パワーの2乗に比例する. しかし, 入力光パワーに対して閾値があり, その閾値を超えて入力光パワーを増やしても出力電力はそれ以上増加しなくなる. この飽和によって, PD の出力信号パワーは制限される. また, 入力光パワーの平均値だけでなく, 光パルスのピークパワーが高すぎると, 出力信号が飽和する. このような PD の応答の飽和は多々報告されている[18-21].

PD が入力光パワーに対して線形に応答し, 応答帯域が無窮大であり, 変換効率が入力光の波長に依存せず一定である時, PD 入力光波形と出力電流波形は同じとなる. このような場合において, 光2 トーン, ヌルバイアスパルス, 中間バイアスパルス, フルバイアスパルスを PD に入射した時の PD 出力電力の基本周波数成分を RF 出力と呼ぶこととする. Fig. 2.4.3 と Fig. 2.4.4 のような光パルスにおいて, 光2 トーンの値を基準とした平均光パワーと RF 出力電力を Table 2.5.1 に示す.

Table 2.5.1. Relative average optical power and RF output power.

Pulse	Average optical power		RF output power
	a.u.	dB	dB
Opt. two tone	0.50	0.00	0.00
Null	0.65	1.15	-2.56
Quadrature	0.50	0.00	1.09
Full	0.35	-1.58	2.89

2-6 光ビート法における高周波発生における光パルス圧縮を用いた出力の増大

2-6-1 光ビート法

光ビート法とは、異なる周波数の光を光検出器 (Photo Detector: PD) に入射することでその差周波数の成分の高周波 (Radio frequency: RF) 信号を得る手法である[9]. 下記のような電界 E_1 , E_2 の連続光を考える.

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \cos(\omega_1 t + \varphi_1) \\ E_2 &= E_{02} \cos(\omega_2 t + \varphi_2) \end{aligned} \quad (2.6.1)$$

E_{01} , E_{02} は振幅, ω_1 , ω_2 は光の角周波数 [rad/sec], φ_1 , φ_2 は位相 [rad] である. これらの光を合波して光 2 トーンとし, PD に入射した場合の PD 出力電流 I_{RF} は電流振幅を A [A] とすると

$$I_{RF} = A \cos((\omega_1 - \omega_2)t + (\varphi_1 - \varphi_2)) \quad (2.6.2)$$

となり, 2 つの連続光の差周波数成分が PD より出力される.

2-6-2 光パルス圧縮による RF 出力増大

光ビート法において, 出力電力を上げるためには, 入力する光パワーを上げればよい. しかしながら, PD に入力できる平均光パワーは限られており, 高い光パワーは PD 出力の飽和現象を誘発するため, 少しでも高い RF 出力が必要とされている用途では問題となる. また, 一般に高周波信号の増幅は周波数が高くなるほど難しくなるため, 光ビート法によって高周波を出力させる段階で高出力を得ることが求められている.

PD へ入射する光パルスと高周波出力の関係が報告され, 理論的に解析された[11, 12]. 平均光パワーが同じという条件のもと, 光パルス幅を短くすると, 光 2 トーンを入射した場合より出力が増大し, 理論上 RF 出力が 6 dB 増大する. 以下この原理を説明する. 光パルスの電界を, n 本の振幅 E_0/\sqrt{n} で同位相の, 周波数差が $\Delta\omega$ の電界からなる, Fig. 2.6.1 のような光コムとする. この光コムを PD に入射した時の出力電流 I は以下となる.

$$I(t) \propto \left| \frac{E_0}{\sqrt{n}} e^{j\omega_0 t} \sum_{m=1}^n e^{jm\Delta\omega t} \right|^2 = \frac{E_0^2}{n} \sum_{m=1}^n e^{jm\Delta\omega t} \sum_{m=1}^n e^{-jm\Delta\omega t} \quad (2.6.3)$$

これより, 周波数 $\Delta\omega$ の基本周波数成分の電流 $I_{\Delta\omega}$ は

$$\begin{aligned} I_{\Delta\omega}(t) &\propto \frac{E_0^2}{n} (n-1) (e^{j\Delta\omega t} + e^{-j\Delta\omega t}) \\ &= \frac{2(n-1)}{n} E_0^2 \cos \Delta\omega t \end{aligned} \quad (2.6.4)$$

である. ここで, 光 2 トーンの時すなわち $n=2$ である時,

$$I_{\Delta\omega}(t) \propto E_0^2 \cos \Delta\omega t \quad (2.6.5)$$

である. 光パルスが圧縮されると, 一般に光スペクトルは広がり, n が無限大に近づく. その時の $I_{\Delta\omega}$ は

$$I_{\Delta\omega}(t) \propto 2E_0^2 \cos \Delta\omega t \quad (2.6.6)$$

であり，光 2 トーンするときより $I_{\Delta\omega}$ の振幅が 2 倍となっている．よって，光パルス圧縮を行うことで出力電力を最大 6 dB 増大させることができる．この場合，周波数が $\Delta\omega$ 離れたスペクトルのビートのみを取れば良いので，PD の周波数応答は $\Delta\omega$ 程度で良い．

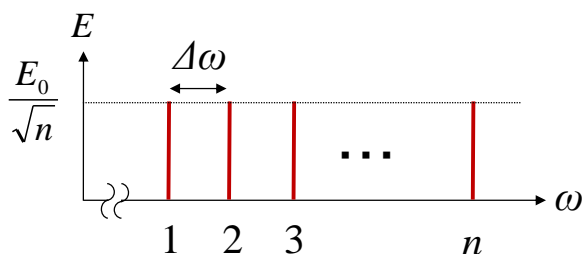


Fig. 2.6.1. Optical frequency comb (frequency separation: $\Delta\omega$).

光パルス圧縮によって RF 出力を増大させる方法はいくつか提案されている．文献 [12]ではパルスシェーパを用いて光コムの各スペクトルの位相を調整することによる光パルス圧縮，文献 [22]では分散減少ファイバを用いたあとにパルスシェーパを用いたパルス圧縮による RF 出力の増大例がそれぞれ報告されている．しかしながら，ここで報告された手法は光コムの位相制御が必要であり，構成が複雑である．そこで本研究では，より簡易な手法として，光ファイバを用いた光パルス圧縮による RF 出力増大を提案する．

Fig. 2.6.2 に提案手法の構成を示す．光パルス発生器から発生した光パルスを光ファイバを伝搬させる．光ファイバは分散性媒質であり，分散の影響により光パルスの形が変化する．また，光パルスのパワーを十分大きくすることで非線形効果により光パルス内部で自己位相変調が起こり，周波数チャープが生じるため光パルス圧縮が起こる．光ファイバ伝搬後の圧縮された光パルスを，可変光減衰器により平均光パワーを一定に保ちながら PD に入力すると，光パルス圧縮をしていないときよりも高い RF 出力電力が得られる．

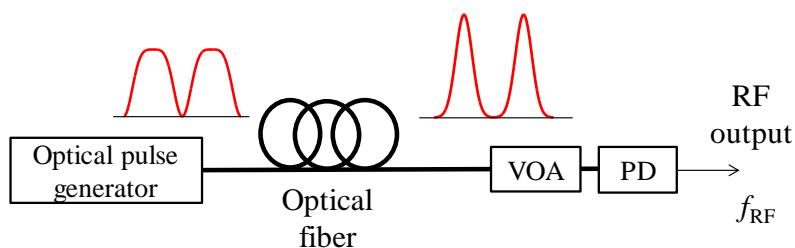


Fig. 2.6.2. Configuration of proposed method.

第3章 提案手法による高周波出力の増大に関する検討

第3章では、前章において提案した、光ビート法において光ファイバを用いた光パルス圧縮によって高周波 (Radio Frequency: RF) 出力を増大させる手法の有効性について検討する。はじめに、さまざまな種類の繰り返し周波数 10 GHz の光パルスを光検出器に入力したときの RF 出力について検討する。次に、繰り返し周波数 20 GHz の光パルスを光ファイバを伝搬させることで光パルス圧縮を行い、そののちに PD に入力したときの RF 出力の増大についてシミュレーションおよび実験で検証する。最後に、60 GHz 出力の増大についてシミュレーションおよび実験で検証を行う。

3-1 短光パルスを用いた 10 GHz 出力増大

光短パルスを PD に入射すると同じ平均光パワーの光 2 トーンを入射したときよりも RF 出力が増大することを、シミュレーションおよび実験により検証する。

3-1-1 ガウス型および sech²型光パルスを用いた出力の増大シミュレーション

PD 出力電流の形を変化させ、その時の基本周波数成分の電力を計算することで RF 出力の増大を検証する。ここで、PD 出力電流 $I(t)$ は入射光パルス $P(t)$ に対して線形応答をするものとし、変換効率 R を用いて $I(t)=RP(t)$ であるとする。

ガウス型パルスの時間波形は以下の式のような電流波形とした。

$$I(t) = I_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{t-t_0}{c} \right)^2 \right] \quad (3.1.1)$$

ここで、 I_0 はパルスの最大値、 t_0 はパルス中心の時間、 c はパルス幅を決める値である。パルス幅 t_{fwhm} [sec] は半値全幅 (Full Width at Half Maximum: FWHM) とした。ガウス型パルスにおけるパルス幅は以下のとおりである。

$$t_{fwhm} = 2c\sqrt{2\log 2} \quad (3.1.2)$$

また、sech²型のパルスの時間波形は以下の式とする。

$$I(t) = I_0 \operatorname{sech}^2(2\pi ct) \quad (3.1.3)$$

式 (3.1.1) および (3.1.3) のような、繰り返し周波数 10 GHz のガウス型および Sech²型の PD 出力電流パルス $I(t)$ の時間波形を求め、その 10 GHz 成分の電力を高速フーリエ変換 (Fast Fourier Transfer: FFT) によって計算した。次に、 c を変えることでパルス幅を変化させ、平均電流が変化しないよう I_0 を調整し、10 GHz 成分及びパルス幅を求めた。その際、光 2 トーンを PD に入射した時に得られる RF 出力電力 P_{RF0} [W] に対する、各光パルスを入射したときに得られる RF 出力電力 P_{RF} [W] の比を増大率 (Amplification factor) F_A [dB] と定義し RF 出力増大の指標とした。

ガウス型および sech²型パルスのパルス幅に対する F_A の計算結果を Fig. 3.1.1 に示す。パルス幅を繰り返し周期で規格化した規格化パルス幅を横軸に取った。この結果より、パルス幅を狭くすると F_A の値が大きくなるすなわち RF 出力が増大することがわかる。

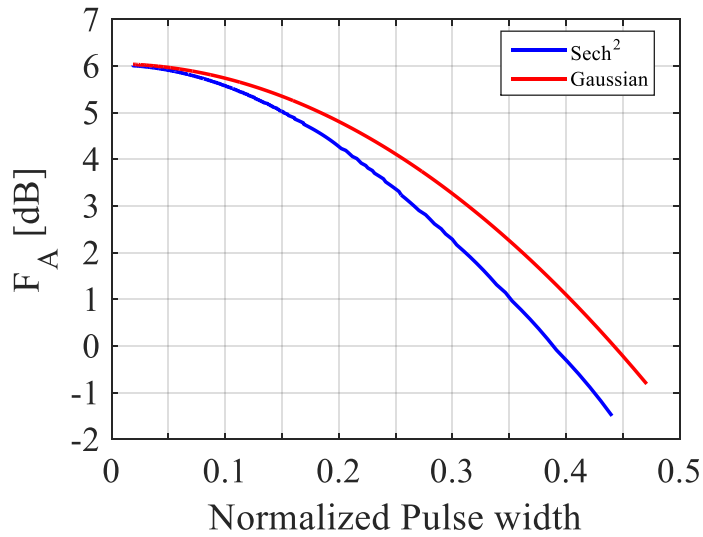
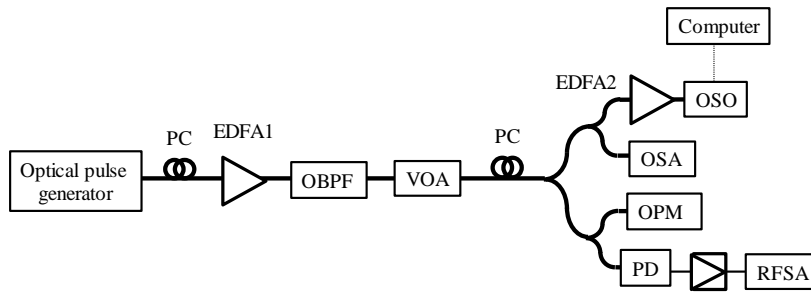


Fig. 3.1.1. Calculated F_A versus normalized pulse width.

3-1-2 各種光パルスを用いた RF 出力増大の実験

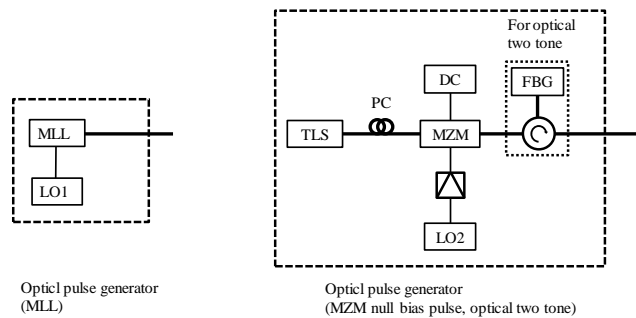
次に、同じ平均光パワーの各種パルスを PD に入射したときの RF 出力を測定した。実験系を Fig. 3.1.2 に示す。まず、パルス生成部で光パルスを発生させた。今回使用した光パルスは次の 4 つである。能動モード同期ファイバリングレーザ (Mode Locked Laser: MLL) を用いる場合は、パルス幅 3 ps および 13 ps の 2 種類のパルスを発生させた。連続光を MZM の動作点をヌルバイアスに設定し振幅が半波長電圧に等しい RF 正弦波で変調した時の MZM 出力と、その出力をファイバブラッググレーティング (Fiber Bragg Grating: FBG) を用いることで 3 次以上の高次サイドバンドを抑圧することで得られる擬似的な光 2 トーン、の 2 種も用いた。生成された出力を 3 dB カプラ 3 つで構成された検出系に入力し、PD への平均光パワーを光パワーメータ (Optical Power Meter: OPM) で観測し、光パルス幅および RF 出力電力を測定した。この実験で使用した PD (Fermionics SMA-OC) の帯域は 8 GHz である。PD の入力光パワーの飽和領域を避けた 4 点で測定し、平均光パワーが 0 dBm であった場合に出力されると計算された値に補正した値を RF 出力補正值とした。例えば、測定時の平均光パワーが -10 dBm の時、RF 出力に +20 dB の補正を行った。上記の 4 つの補正值の平均を取ることで RF 出力電力とし、 F_A を求めた。光パルス幅は光サンプリングオシロスコープ OSO によって測定した。

上記測定によって得られた規格化パルス幅と F_A を Fig. 3.1.3 に示す。また、光 2 トーンと MZM ヌルバイアスパルス、ガウス型および sech² 型光パルスを PD に入射したときの F_A の計算値も Fig. 3.1.3 に示す。MZM ヌルバイアスパルスと光 2 トーンの測定値と計算値はほぼ一致している。また、MLL より出力された 3 ps および 13 ps パルスを入射したときの F_A は光 2 トーンの場合より大である。ガウス型および sech² 型パルスの場合の F_A と比べてずれがみられるが、これは MLL 出力パルスがどちらの型のパルスとも違う形をしているからと考えられる。



PC: Polarization controller, EDFA: Erbium doped fiber amplifier, OBPF: Optical band pass filter, VOA: Variable optical attenuator, OSO: Optical sampling oscilloscope, OSA: Optical spectrum analyzer, OPM: Optical power meter, PD: Photo detector, RFSA: RF Spectrum analyzer.

(a) Experimental setup



LO: Local oscillator, MLL: Mode locked laser, TLS: Tunable laser source, PC: Polarization controller, MZM: Mach-Zehnder modulator, FBG: Fiber Bragg grating.

(b) Optical pulse generator

Fig. 3.1.2. Experimental setup for amplification factor measurement.

この結果より、パルス幅を狭くすることでRF出力が増大することが確認できた。また、10 GHz光パルスに対して8 GHzの応答をするPDを使用して出力の増大が確認できたことから、PDの帯域は f_{RF} 程度で良いことが実験的に確認できた。

3-2 提案手法による20 GHz出力増大

次に、提案手法を用いた20 GHz出力増大に関する検討を行った。繰り返し周波数20 GHzの光パルスを発生させ、光ファイバを伝搬させた後PDに入射した時のPD出力を、シミュレーションおよび実験で検討した。

3-2-1 提案手法による20 GHz出力増大シミュレーション

光パルスの繰り返し周波数を20 GHzとし、光ファイバを用いた光パルス圧縮によるRF出力の増大についてのシミュレーションを行った。

提案手法のシミュレーションモデルをFig. 3.2.1に示す。まず、光パルス発生部で光パルスを発生させる。MZMパルス発生部では、連続光をプッシュプル駆動のMZMで強度変調する。動作点をDCバイアス電圧によって設定し、変調周波数 f_m の正弦波で駆動する。光2トーン発

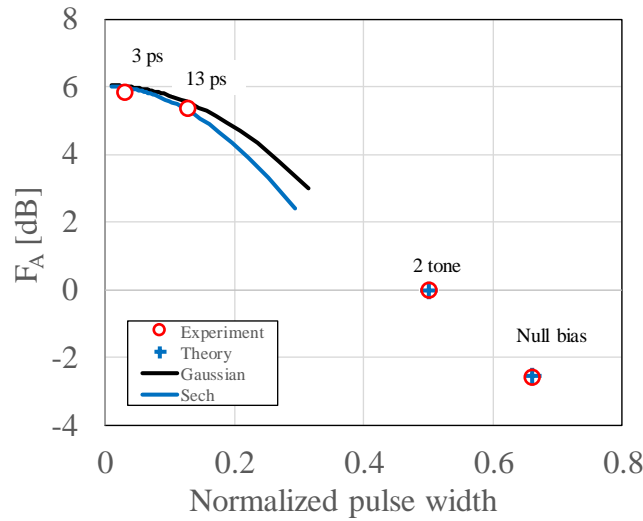


Fig. 3.1.3. Measured and calculated F_A versus normalized pulse width.

生部では、周波数差 $f_{RF}/2$ の連続光を合波することで2つの周波数成分のみを持つ繰り返し周波数 f_{RF} の光パルスすなわち光2トーンを発生させる。このようにして発生した光パルスを光ファイバを伝搬させ、平均光パワーを可変光減衰器 (Variable optical attenuator: VOA) を用いて平均光パワーを一定にする。その後 PD へ入力し、その時の PD 出力の中で、1次サイドバンドにあたる出力を RF 出力、その RF 周波数を f_{RF} 出力とする。

使用するパルスを MZM 出力パルス、光2トーンとした。MZM パルスについては、2-4 節で述べたヌルバイアスパルス、中間バイアスパルス、フルバイアスパルスを想定し、駆動正弦波の周波数は、ヌルバイアスパルス、フルバイアスパルスの場合 $f_{RF}/2$ 、中間バイアスパルスの場合 f_{RF} とした。こうすることで、MZM 出力パルスの繰り返し周波数が f_{RF} となる。

また、光パルス伝搬前の RF 出力電力に対する光パルス伝搬後の RF 出力電力の比を RF 利得

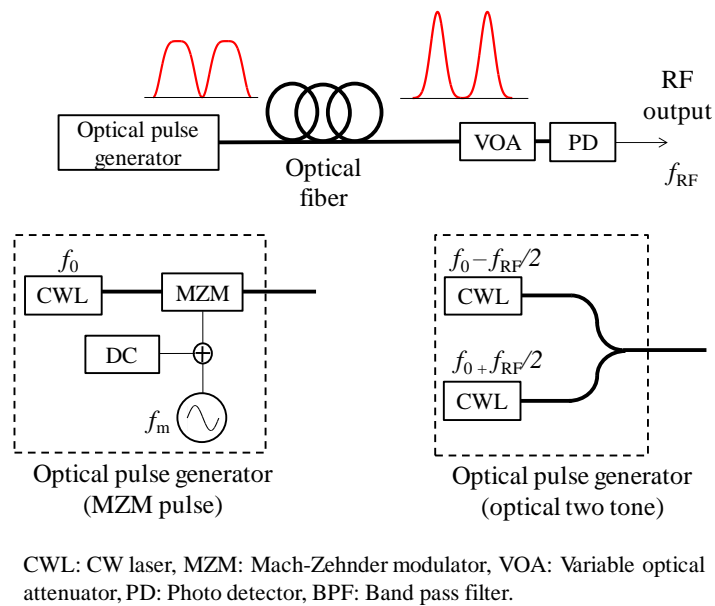


Fig. 3.2.1. Simulation model of RF output power enhancement by optical pulse compression.

(RF gain) とし、光ファイバ伝搬による RF 出力増大の指標として用いた。

光ファイバとして通常の単一モードファイバ (Standard Single mode fiber: SSMF) を想定し、パラメータを Table 3.2.1 のようにした。

Table 3.2.1. Parameters of standard single mode fiber.

Loss	0.2 dB/km
Dispersion parameter D	17 ps/nm/km
Dispersion slope D_s	0 ps/nm ² /km
Kerr coefficient n_2	2.2×10^{-20} m ² /W
Effective core cross section A_{eff}	80 μm^2

パルス伝搬の一例として、ファイバ伝搬前のピークパワー200 mW の光 2 トーンおよびピークパワーが 150 mW のヌルバイアスパルスの伝搬の様子をそれぞれ Fig. 3.2.2, Fig. 3.2.3 に示す。双方とも平均光パワーは 100 mW である。横軸が時間、縦軸が伝搬距離、色の濃淡で光パワーの強さを表している。どちらの光パルスもファイバを伝搬することで光パルスが徐々に圧縮されていることがわかり、最もパルス圧縮された地点から先は広がる事が分かる。

光 2 トーン、ヌルバイアス、中間バイアス、フルバイアスパルスを伝搬させた時の、光パルスのピークパワー P_0 [dBm] とファイバ伝搬距離 [km] に対する 1 次サイドバンド電力 [dBm] (20 GHz 出力)、光パルス幅 [ps], RF 利得 [dB] のシミュレーション結果をそれぞれ Fig. 3.2.4 ~ Fig. 3.2.7 に示す。

光 2 トーン時の結果において、 P_0 が低い時はパルス幅はほぼ変わらないが、 P_0 が高い領域ではパルス幅は狭くなり、光パルス圧縮が行われている。また、それに伴い P_0 が高い領域で 1 次サイドバンド出力が高くなり、RF 利得が得られた。 P_0 が 26.4 dBm、伝搬距離が 5.9 km の時、最大の RF 利得である 5.15 dB が得られた。

ヌルバイアスパルス時の結果において P_0 が低いときも光パルスは圧縮され、RF 利得が得られている。 P_0 が高い時はより高い RF 利得が得られた。 P_0 が 29.2 dBm、伝搬距離が 4.2 km の時、最大の RF 利得である 8.02 dB が得られた。ここで、前章において RF 利得の最大値は 6 dB と述べたが、これは光 2 トーンを用いた時の値である。Table 2.5.1 より、平均光パワーが同じ条件で、ファイバ伝搬前のヌルバイアスパルスを PD に入力した時の RF 出力は光 2 トーンに比べ 2.6 dB である。ファイバ長 0 km 時の RF 出力が小さいため、光パルス圧縮によって得られる RF 利得が相対的に増大する。これよりヌルバイアスパルスの場合、RF 利得の最大値は 8.6 dB であると計算される。

中間バイアスパルスおよびフルバイアスパルスでは、 P_0 が低い時はパルス幅が広がり、それに伴い 1 次サイドバンド出力も減り、RF 利得も出力の減少を表す負の値となっている。パルス幅が広がったのは異常分散の影響によるものと考えられる。また、 P_0 が高い時は、パルス圧縮は行われているが、RF 利得の最大値はそれほど高くなかった。

Table 3.2.2. Theoretical and simulated maximum RF gain.

Pulse	Maximum RF gain [dB]		Difference[dB]
	Simulated	Theoretical	
Opt. two tone	5.15	6.00	0.85
Null	8.02	8.56	0.54
Quadrature	3.75	4.91	1.16
Full	2.06	3.11	1.05

各光パルスを用いた時の、シミュレーションによって得られた最大 RF 利得と、Table 2.5.1 より計算される最大 RF 利得の理論値および両値の差を Table 3.2.2 に示す。最大 RF 利得の差を比較すると、最小となるのがヌルバイアスパルスの時で、次に最小の値を取るのが光 2 トーンの時であり、両パルスを用いた場合は理論的な最大値に近い RF 利得が得られる事がわかる。中間バイアスパルスおよびフルバイアスパルスで RF 利得の値が低くなったのは、同じピークパワーという条件で得られる RF 出力電力が高いので、相対的に RF 利得の理論的な最大値が低いためである。また、RF 利得が得られる範囲を見ると、光 2 トーンとヌルバイアスパルスが広範囲で RF 利得が得られていることが分かる。

以上の結果を踏まえ、提案手法において光パルス圧縮を用いた出力増大効果を得るためには、ヌルバイアスパルスおよび光 2 トーンを使用することが望ましいと言える。これ以降のシミュレーションおよび実験においては、光 2 トーンとヌルバイアスパルスについて検討を行う。

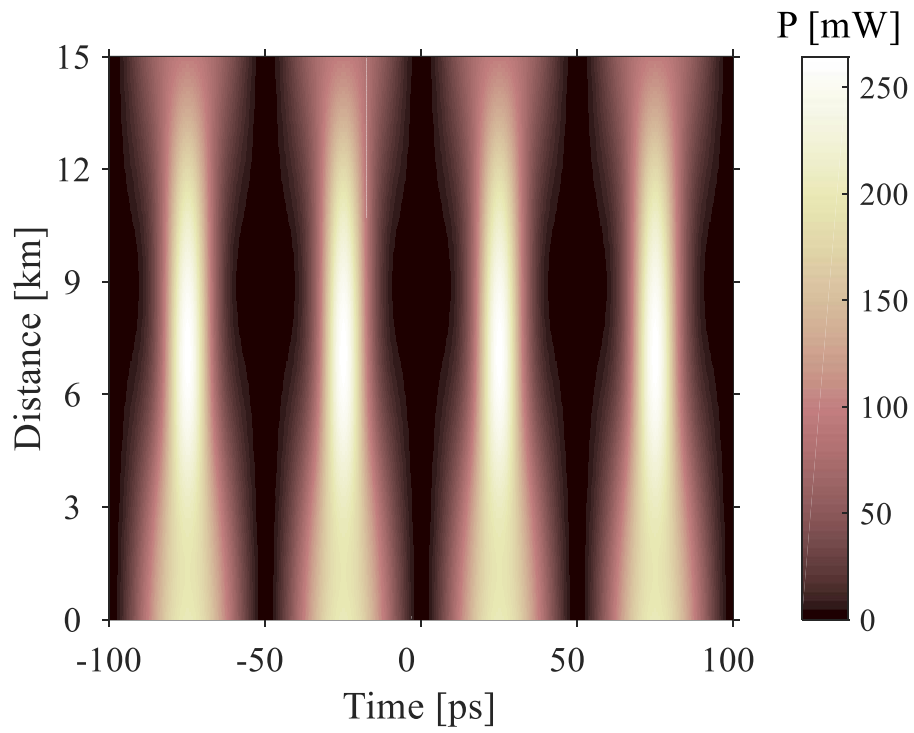


Fig. 3.2.2. Propagation of 20-GHz optical two tone.

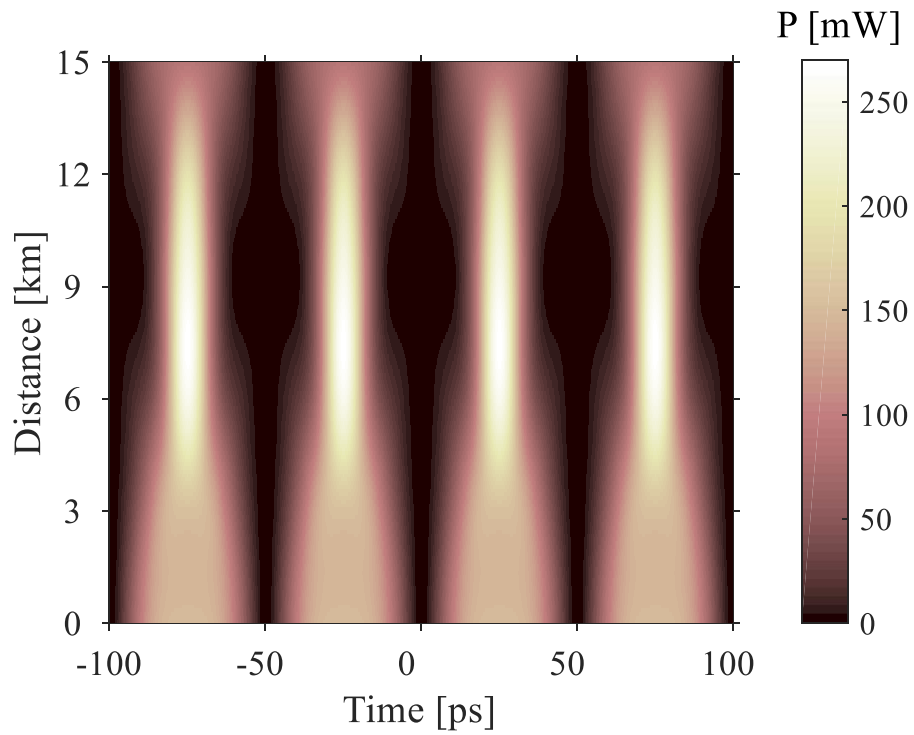


Fig. 3.2.3. Propagation of 20-GHz null bias pulse.

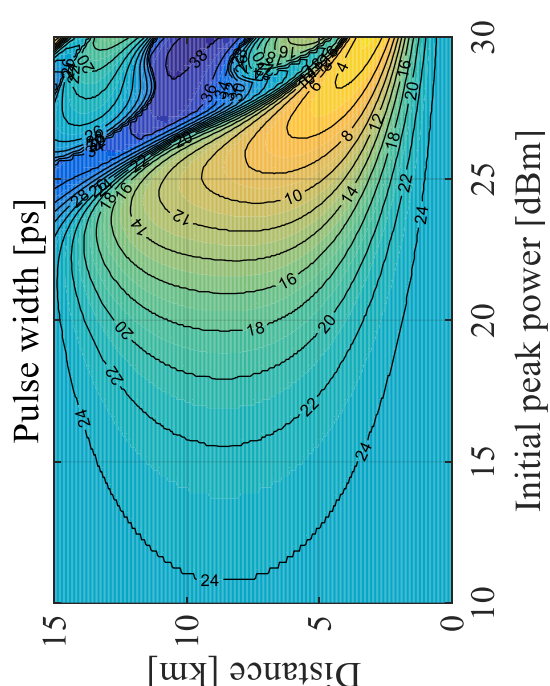
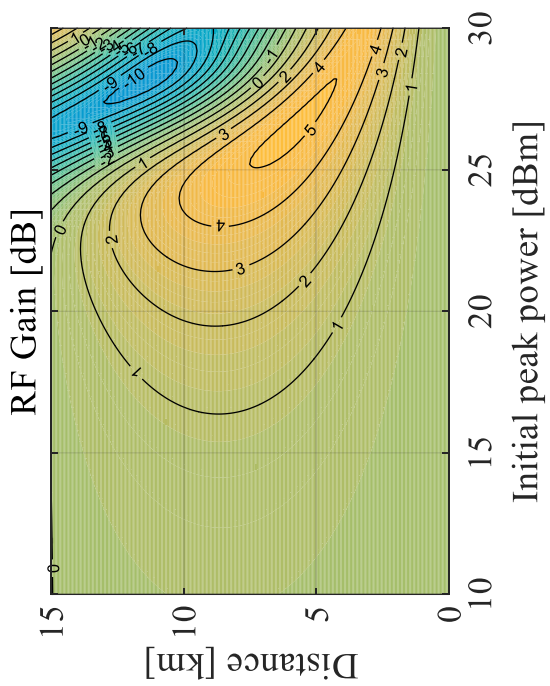
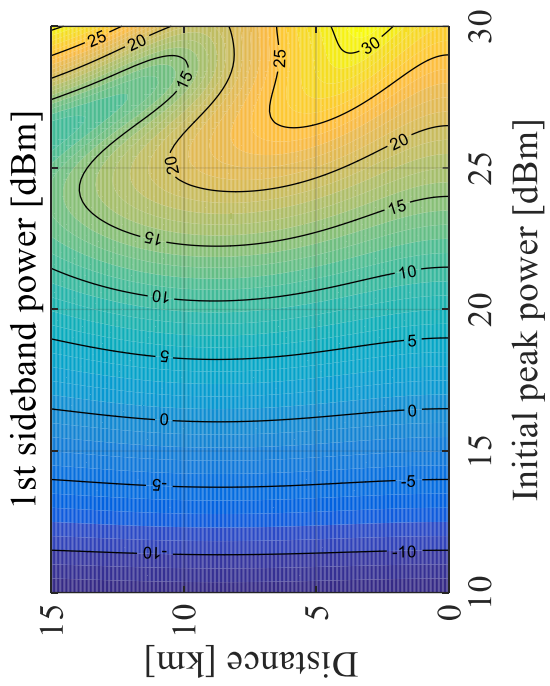


Fig. 3.2.4. Calculated results for 20-GHz optical two tone with SSMF

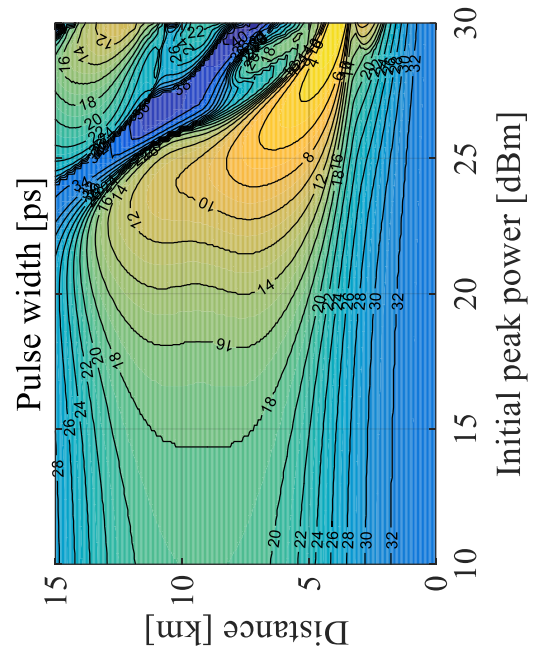
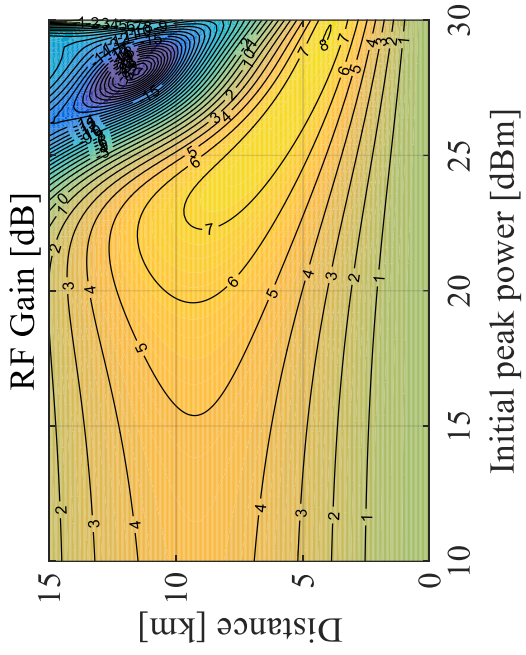
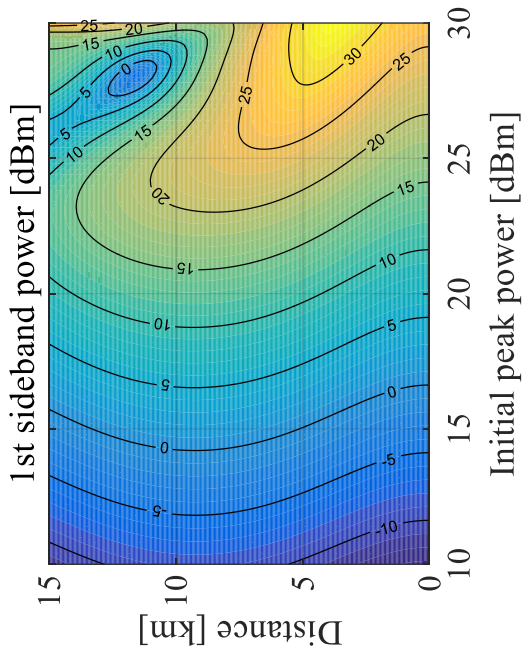


Fig. 3.2.5. Calculated results for 20-GHz null bias pulse with SSMF

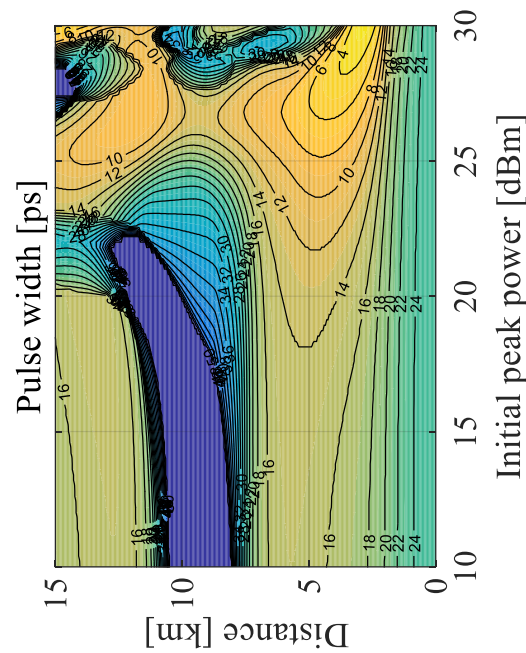
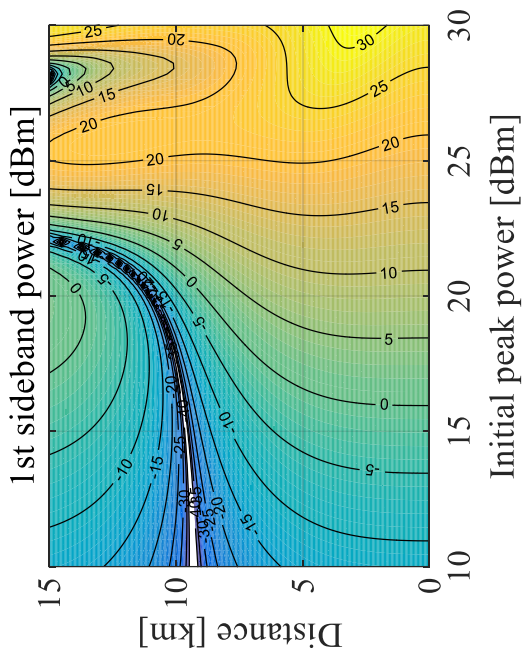
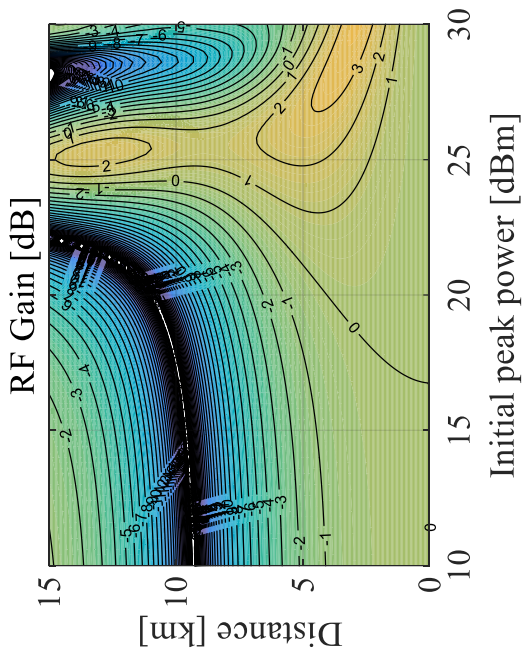


Fig. 3.2.6. Calculated results for 20-GHz quadrature bias pulse with SSMF

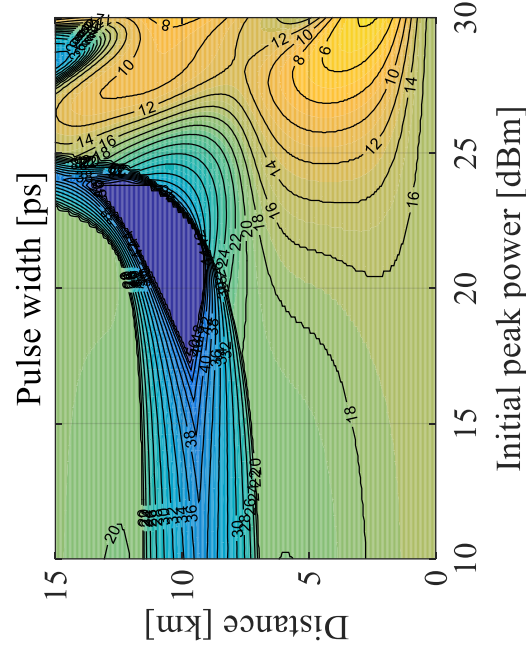
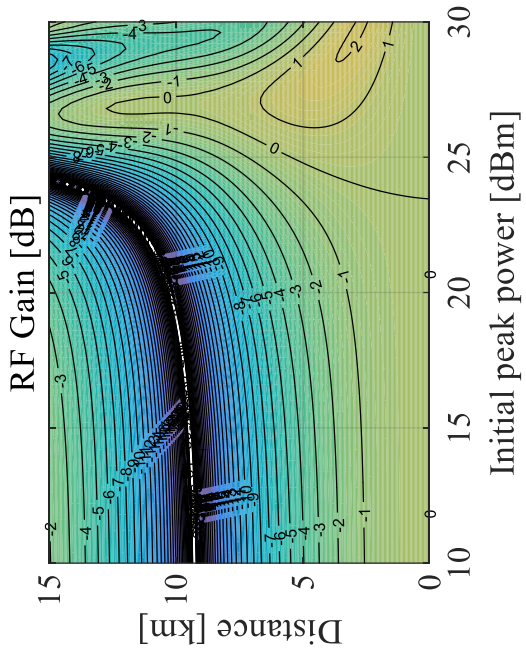
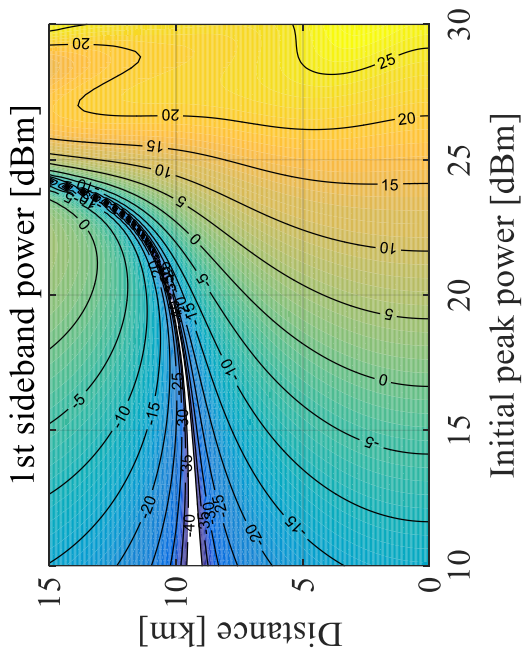


Fig. 3.2.7. Calculated results for 20-GHz full bias pulse with SSF

3-2-2 提案手法による 20 GHz 出力増大実験

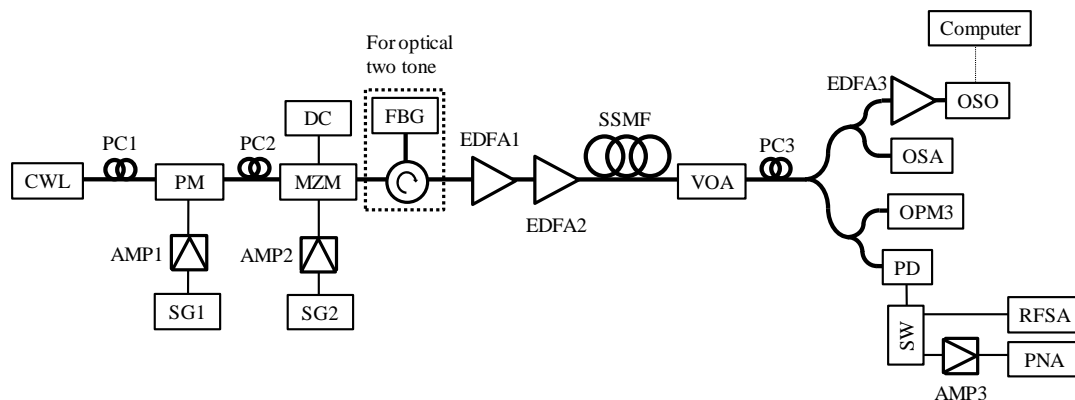
光ファイバを用いた光パルス圧縮による 20 GHz 出力増大の実験を行った。実験において使用する種光はヌルバイアスパルスおよび疑似的な光 2 トーンとした。

実験系を Fig. 3.2.8 に、実験に用いた機材リストを Table 3.2.3 に示す。レーザは、波長 1550 nm、出力光パワー 10 dBm、線幅 (Line Width: LW) 2 kHz (カタログ値) の連続光源 (Continuous Wave Laser: CWL) と、波長および出力パワーが可変の可変連続光源 TLS (Tunable Laser Source) を用いた。TLS は出力を 6 dBm、波長 1550 nm に設定し、線幅は 1 MHz および 160 MHz (カタログ値) に切り替えた。

上記の連続光を、光ファイバの誘導ブリルアン散乱 (Stimulated Brillouin Scattering: SBS) [23] の影響を抑圧するため、位相変調器 (Phase Modulator: PM) を用いて 300 MHz の位相変調を行った。PM 入力光の偏光の状態が位相変調の状態に影響をおよぼすため、PM 前に PC を挿入し、偏光状態を適切に調整した。その後、MZM に入力し、強度変調を行った。MZM には偏光依存性があるため、偏光コントローラ (Polarization Controller: PC) で入力偏光を MZM 出力が最大となるよう調整した。MZM の動作点を直流電圧源 DC によりヌルバイアスに合わせ、周波数 10 GHz、振幅が MZM の半波長電圧に等しい正弦波で駆動した。光 2 トーンを種光とする場合、連続光源として CWL を用い、サーキュレータと帯域 0.15 nm (約 20 GHz) の FBG を用いて 3 次および 3 次サイドバンドを抑圧し、1 次と -1 次成分による疑似的な光 2 トーンとした。その後、PM 出力を EDFA により平均光パワーが 20 dBm となるように増幅した。増幅した光パルスを SSMF を伝搬させ、PD への平均光パワーが 1.0 dBm となるように OPM で観測しながら VOA で調整した。その後、3 dB 光カプラを 3 つ用いて、光サンプリングオシロスコープ (Optical Sampling Oscilloscope: OSO)、光スペクトルアナライザ (Optical Spectrum Analyzer: OSA)、光パワーメータ (Optical Power Meter: OPM)、PD へと光パルスを入力した。SSMF の長さを変え、光パルスの波形とパルス幅を OSO、RF 出力電力とスペクトルを RFSA、位相雑音を位相雑音測定器 (Phase Noise Analyzer: PNA) で測定した。SSMF の長さは 0 km, 2.5 km, 5 km, 7.5 km, 10 km, 12.5 km とした。また、上記実験と同じ条件でシミュレーションを行い、計算値を得て、実験結果と比較した。

ヌルバイアスパルスおよび光 2 トーンを用いた場合の、パルス幅および RF 利得の測定値と計算値を Fig. 3.2.9 に示す。測定値と計算値は良い一致を示した。ヌルバイアスパルスの場合、光源の線幅を変えても測定された RF 利得とパルス幅に大きな変化は見られなかった。ファイバ長 0 km においてパルス幅の測定値は 32.1 ps であり、ファイバ長 10 km において、線幅 2 kHz のときに RF 利得 6.8 dB、パルス幅 11.5 ps と測定された。光 2 トーンの場合、ファイバ長 0 km においてパルス幅の測定値 25.6 ps であったものがファイバ長 7.5 km において 12.5 ps となり、RF 利得 4.2 dB が得られた。この結果から、光パルス圧縮による RF 出力増大が実験により確認できた。

ヌルバイアスパルス時、連続光の線幅 2 kHz, 1 MHz, 160 MHz 時の各ファイバ長における光パルスの測定結果と計算結果をそれぞれ Fig. 3.2.10 から Fig. 3.2.12 に示す。縦軸のパワーは平均光パワーで規格化した。線幅 2 kHz 時の結果において、測定値と計算値はよく一致している。線幅 1 MHz および 160 MHz 時において、ファイバ長 7.5 km, 10 km で測定値と計算値にずれが見られたが、ほぼ一致しているといえる。光 2 トーン時の各ファイバ長における光パルスの測



CWL: CW laser, PC: Polarization controller, PM: Phase modulator, MZM: Mach-Zehnder modulator, LO: Local oscillator, FBG: Fiber Bragg grating, EDFA: Erbium doped fiber amplifier, SSMF: Standard single-mode fiber, VOA: Variable optical attenuator, OSO: Optical sampling oscilloscope, OSA: Optical spectrum analyzer, OPM: Optical power meter, PD: Photo detector, SW: RF switch, DIV: Frequency divider, PNA: Phase noise analyzer, RFSA: RF Spectrum analyzer.

Fig. 3.2.8. Experimental setup for 20-GHz output power enhancement by optical pulse compression.

Table 3.2.3. Equipment list for the experiment of 20-GHz enhancement.

CWL	Continuous Wave laser	RIO	
TLS	Tunable Laser Source	Santec	TSL-510
PC1,2,3	Polarization Controller	Fiber Control	FPC-1 (APC)
DC	DC voltage source	Yokogawa	7651
MZM	LiNbO ₃ Modulator	Sumitomo Osaka cement	T·MXH1.5-10-ADC
SG1	Signal Generator	HP	8657A
SG2		Agilent	E8258D
PM	Phase Modulator	Photoline	MPZ-LN-10
	Circulator	Hahpit	FCIR-1550-3L10-FC/APC
FBG	Fiber Bragg Grating		Bandwidth: 0.15 nm
AMP1	RF Amplifier	Minicircuit	ZHL-42W
AMP2		Pasternack	PE15A4006
EDFA1	Optical amplifier	Self-made	HE980 15m forward pumping
EDFA2		Ecoamp	EFA-200C
VOATT	Variable Optical Attenuator	HP	8156A
RFSA	RF Spectrum Analyzer	Agilent	E4440A
OSA	Optical Spectrum Analyzer	Ando	AQ6317B
OSO	Optical Sampling Oscilloscope	Alnair labs	EYE-500E
OPM	Optical Power Meter	Graytechnos	Photom mini power meter 219
PD	Photo Diode		#2583 12651-10(01)
SW	coaxial switch	HP	33314B
AMP3		TRW Milli Wave	OS5PO S94-5884
DIV	40 GHz clock divider	Agilent	N4984A
LNA	Low noise Amplifier	Hittite	HMC-C077
PNA	Phase Noise Analyzer	holzworth	HA7062B

定結果と計算結果をそれぞれ Fig. 3.2.13 に示す. ファイバ長 10 km で大きな雑音が見られるが、測定値と計算値はよく一致しているといえる.

マルチバイアスパルス (線幅 2 kHz) 時の光スペクトルの測定結果を Fig. 3.2.14 に示す. ファイバ

バ長 0 km において、1550.1 nm の中心周波数成分が抑圧されており、奇数次サイドバンドが発生していることが分かる。ファイバ長 10 km までにおいて、ファイバ長が長くなると 1 次および 1 次サイドバンドのレベルが落ち、他のサイドバンド成分が増大している事がわかり、光パルス圧縮によりスペクトルが広がっていることが観測された。光 2 トーンを用いた時の光スペクトルの測定結果を Fig. 3.2.15 に示す。0 km において、FBG を用いたことでヌルバイアス出力より 3 次及び 3 次サイドバンド成分が抑圧されており、疑似的な光 2 トーンとみなせる。ヌルバイアスパルス のときと同じく、ファイバ長 7.5 km までにおいてファイバ長が長くなるにつれ 1 次および 1 次サイドバンドのレベルが落ち、他のサイドバンド成分が増大している。

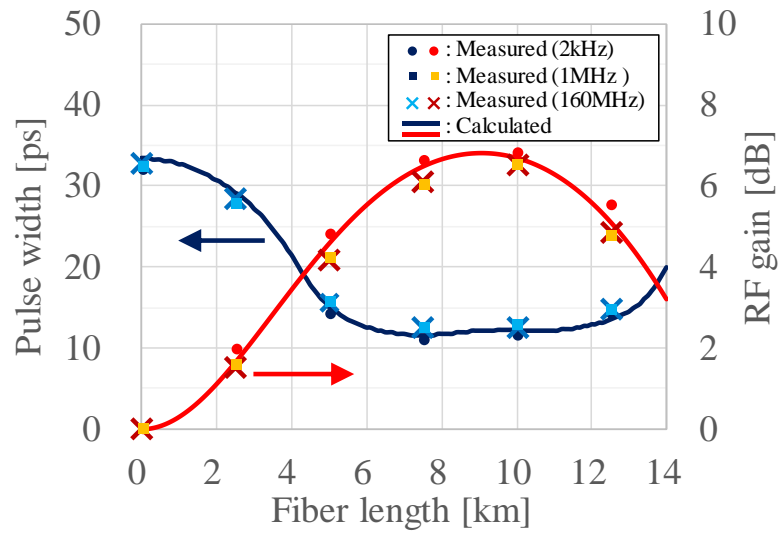
ヌルバイアスパルス (線幅 2 kHz) 時の RFSA による RF スペクトルの測定結果を Fig. 3.2.16 に示す。10 km までにおいて、ファイバ長が長くなるにつれ 20 GHz 出力すなわち RF 出力電力が増大しており、それに伴い位相雑音のレベルは増大している事がわかるが、SN 比は増大していない。

出力信号の質を調べるため、位相雑音を測定した。ヌルバイアスパルス (線幅 2kHz) を用いた時の PNA による RF 出力の位相雑音測定結果を Fig. 3.2.17 に示す。ファイバ長 7.5 km までで位相雑音が増大していないことが分かる。これより、提案手法により RF 出力を増大させても最大 RF 利得が得られる距離までは位相雑音は劣化しない事がわかる。しかしながら、ファイバ長 10 km, 12.5 km で離長周波数 数 kHz 以上の領域で位相雑音が増大している。

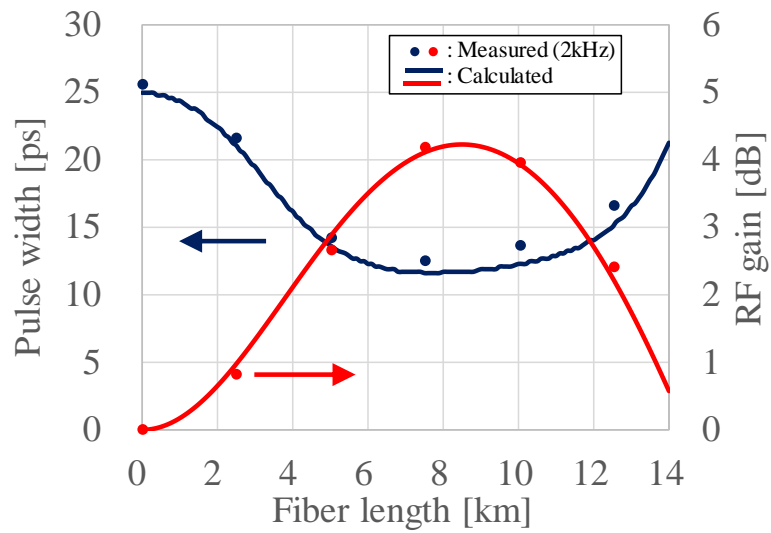
線幅 1 MHz のヌルバイアスパルスを用いた時の位相雑音測定結果を Fig. 3.2.18 に示す。線幅 2 kHz と同じく、ファイバ長 7.5 km までは位相雑音が増大せず、10 km, 12.5 km の時は位相雑音が増大している。しかしながら、線幅 2 kHz の時と比べるとそれほど増大していない。

線幅 160 MHz のヌルバイアスパルスを用いた時の位相雑音測定結果 Fig. 3.2.19 に示す。ファイバ長が長くなるにつれて約 110 kHz 間隔で生じるスプリアス成分が増大しているが、数 kHz 以上で見られた連続的な位相雑音の増加は見られなかった。このスプリアスは、TLS が線幅を広げるために位相変調を TLS 内部で行っていて、その位相変調成分が分散の影響で強度成分に変換されたために生じたものだと考える。

光 2 トーンを用いた時の位相雑音測定結果を Fig. 3.2.20 に示す。ファイバ長 7.5 km までで位相雑音の増大は見られず、ファイバ長 10 km, 12.5 km で、離調周波数 数 kHz 以上の領域で位相雑音の増大が見られる。



(a) MZM null bias pulse



(b) Optical two tone

Fig. 3.2.9. Measured and calculated results of pulse width and RF gain.

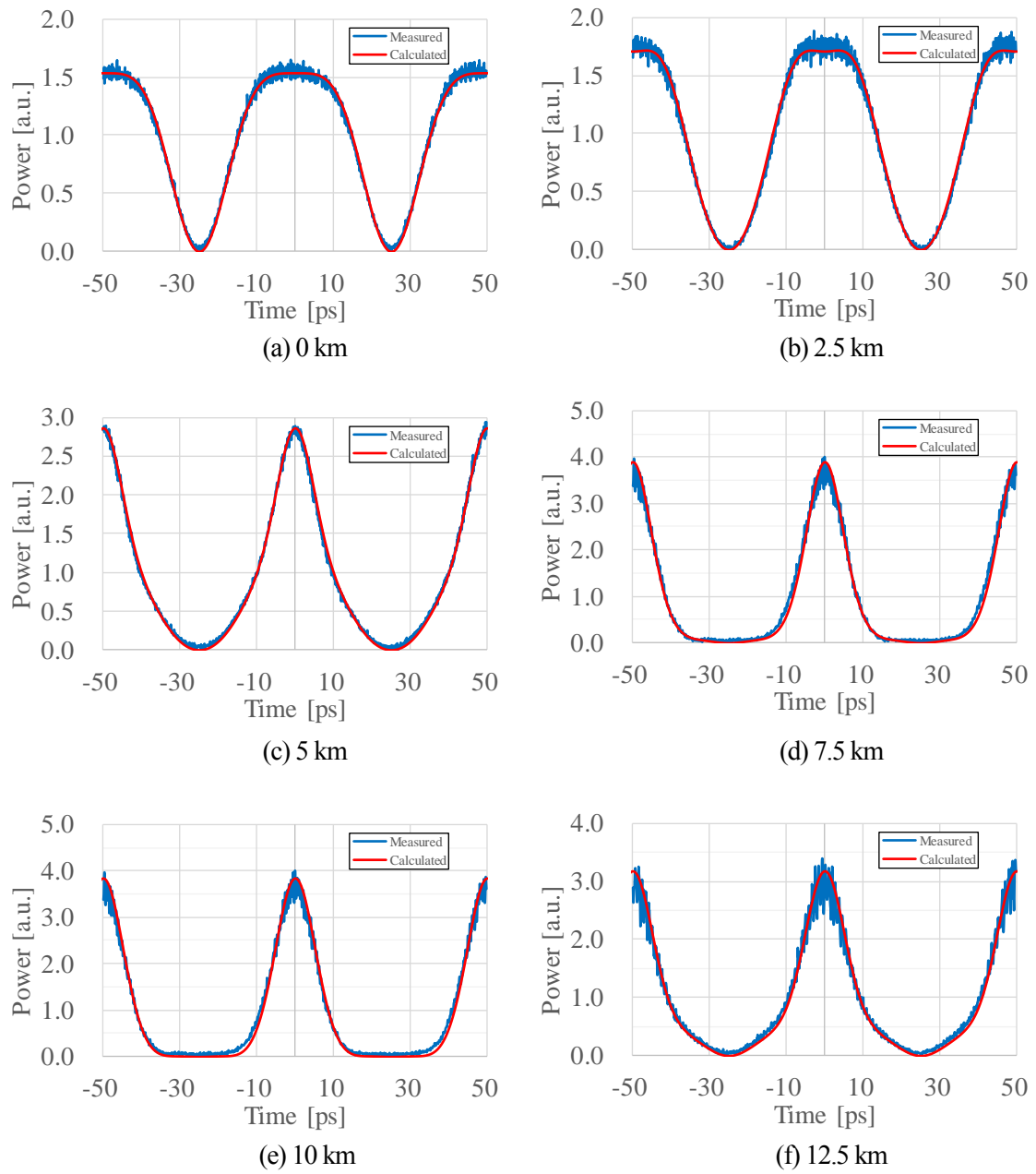


Fig. 3.2.10. Measured Optical pulse (MZM null bias, linewidth: 2 kHz).

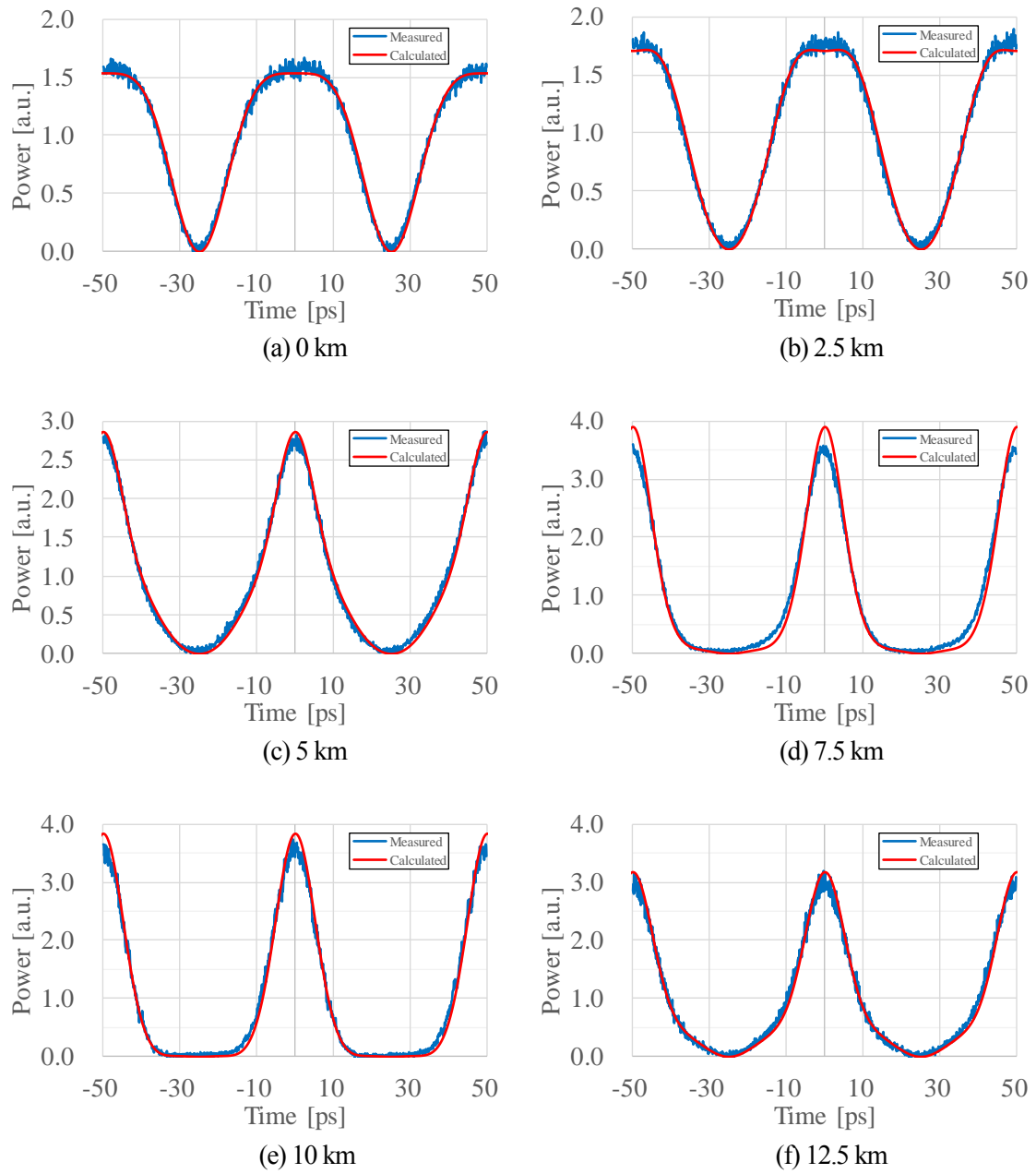


Fig. 3.2.11. Measured Optical pulse (MZM null bias, linewidth: 1 MHz).

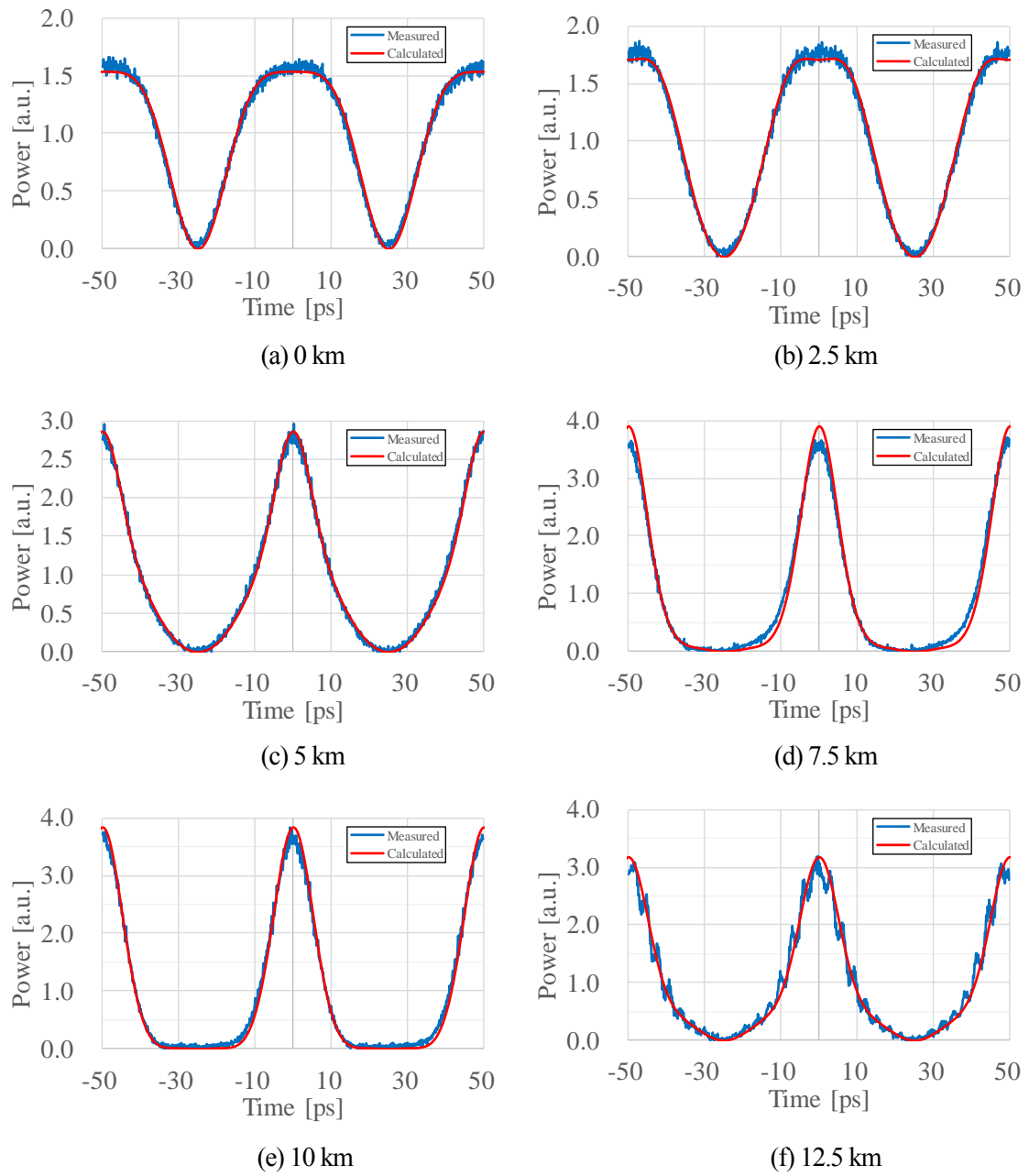


Fig. 3.2.12. Measured Optical pulse (MZM null bias, linewidth: 160 MHz).

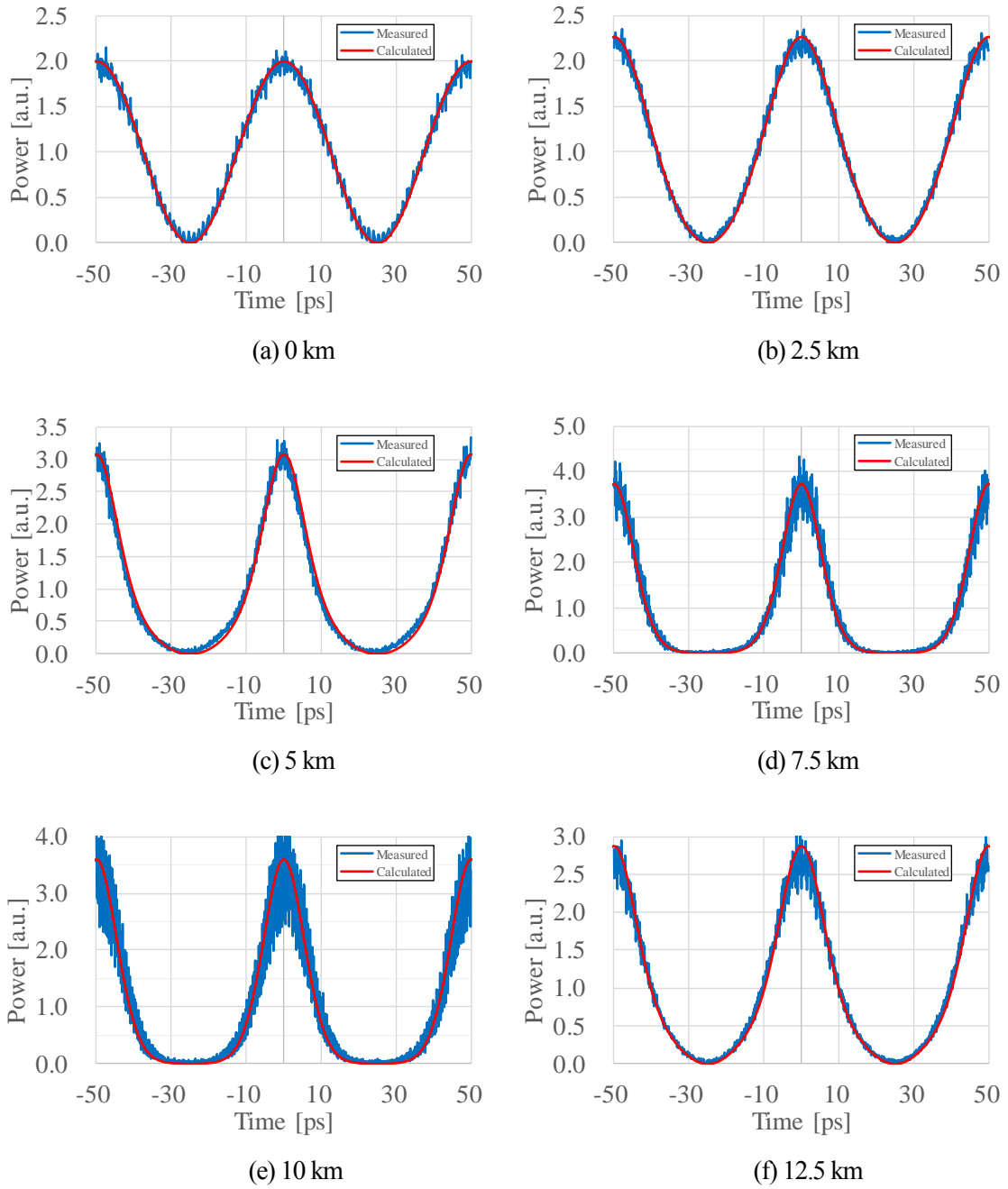
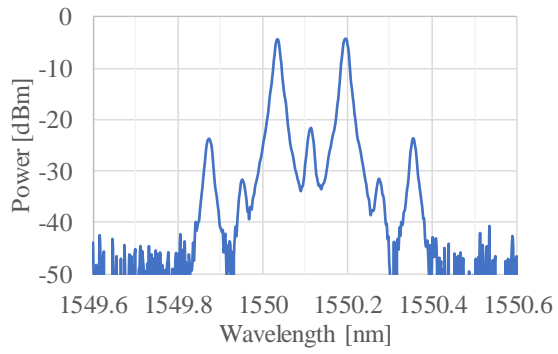
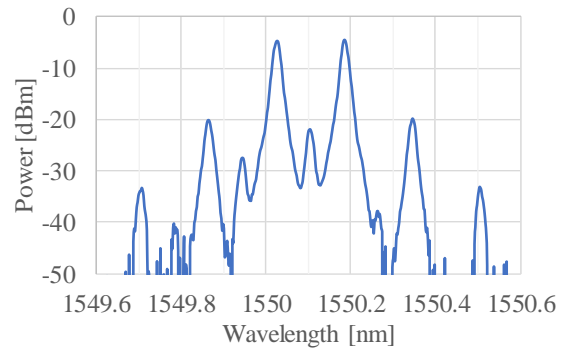


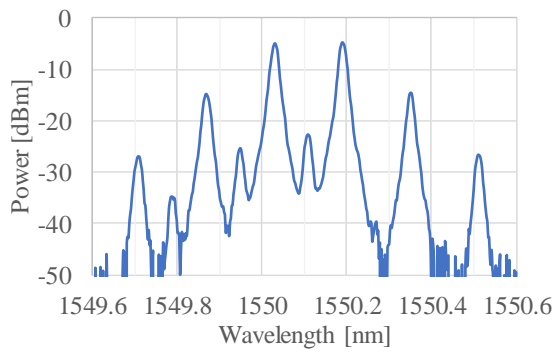
Fig. 3.2.13. Measured Optical pulse (optical two tone, linewidth: 2 kHz).



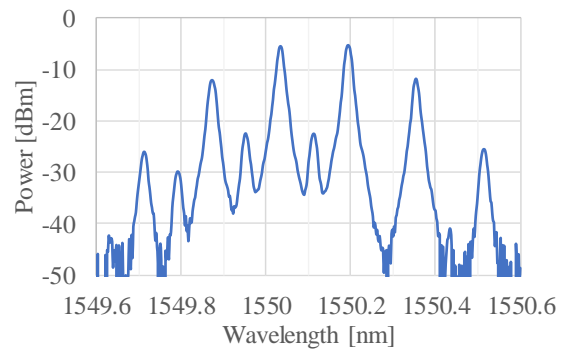
(a) 0 km



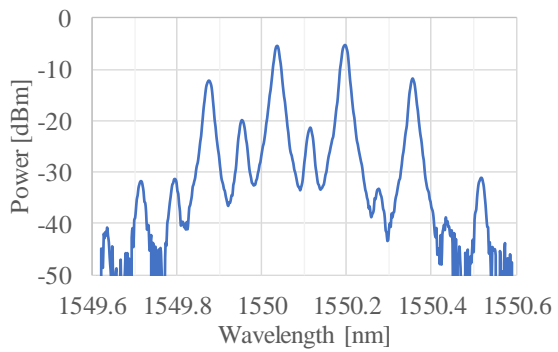
(b) 2.5 km



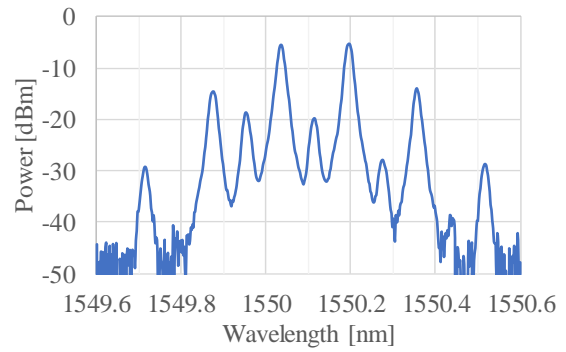
(c) 5 km



(d) 7.5 km

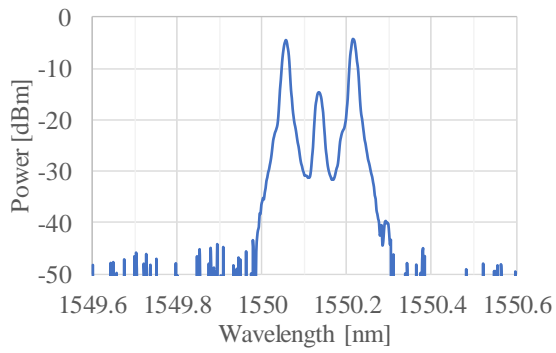


(e) 10 km

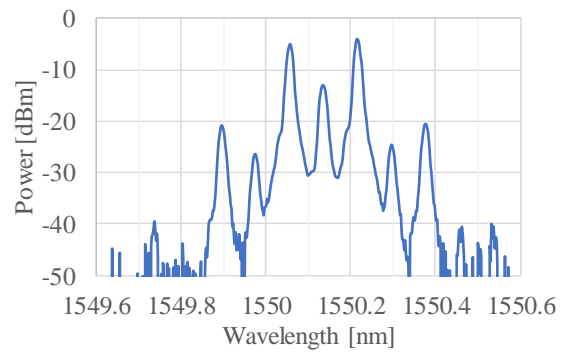


(f) 12.5 km

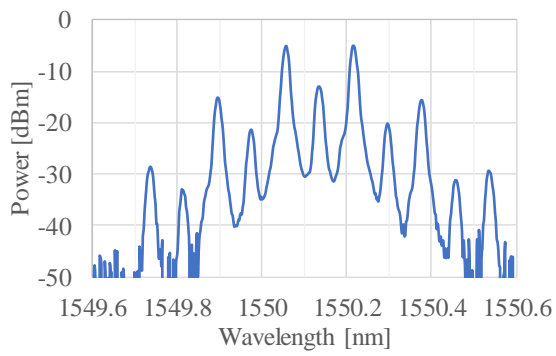
Fig. 3.2.14. Measured Optical spectrum (MZM null bias pulse, linewidth: 2 kHz).



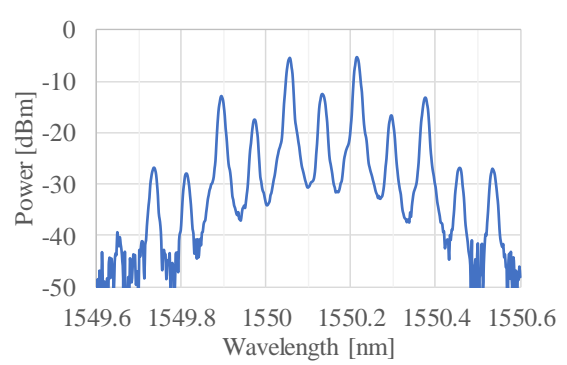
(a) 0 km



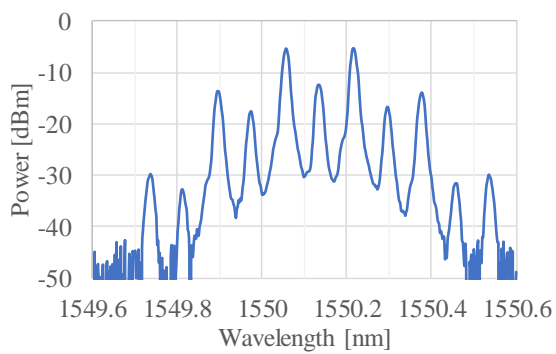
(b) 2.5 km



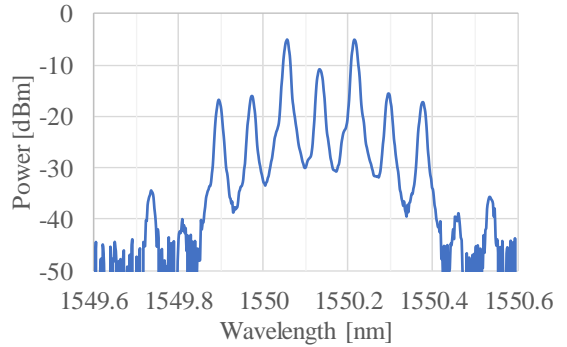
(c) 5 km



(d) 7.5 km



(e) 10 km



(f) 12.5 km

Fig. 3.2.15. Measured Optical spectrum (optical two tone, linewidth: 2 kHz).

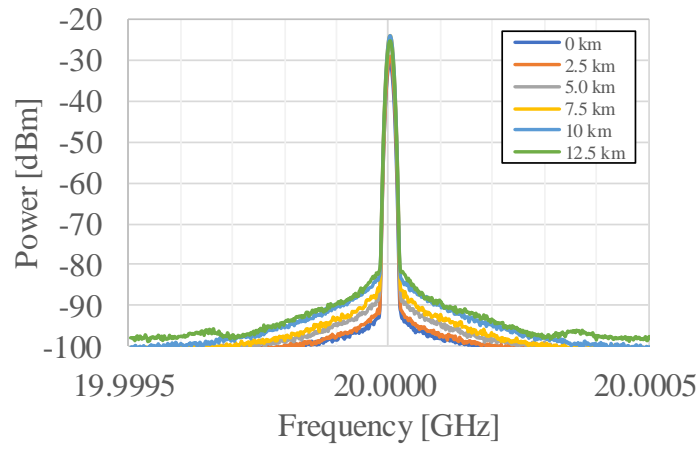


Fig. 3.2.16. Measured RF spectrum (MZM null bias pulse, linewidth: 2 kHz).

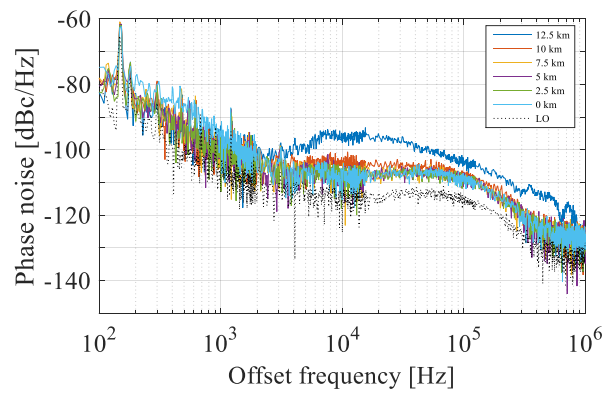


Fig. 3.2.17. Measured phase noise (MZM null bias pulse, linewidth: 2 kHz).

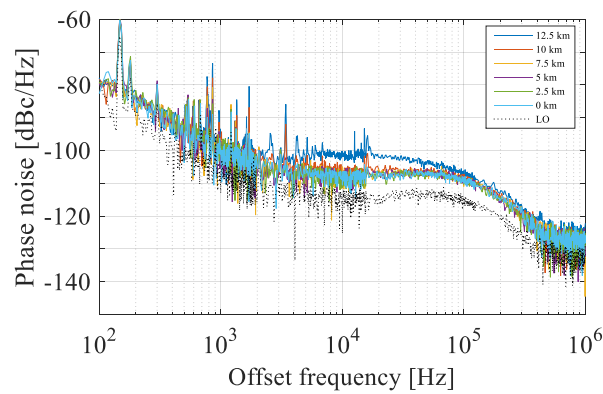
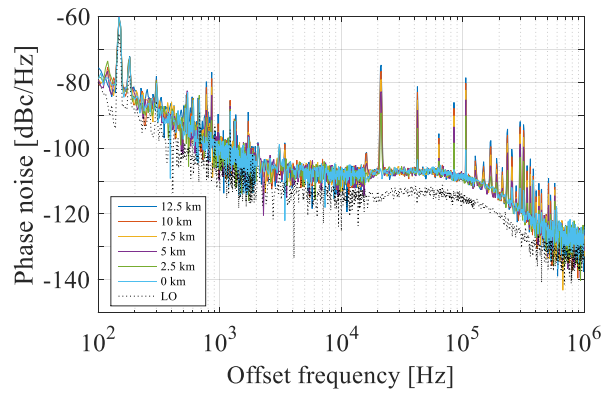
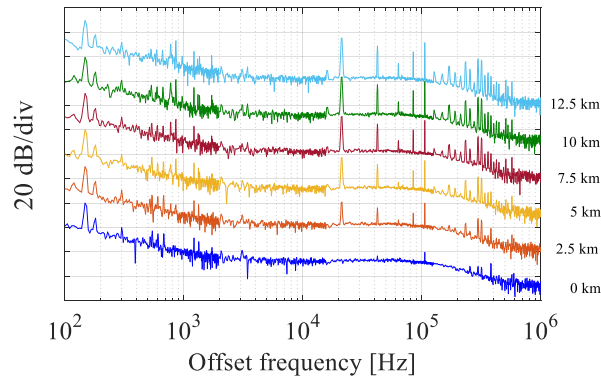


Fig. 3.2.18. Measured phase noise (MZM null bias pulse, linewidth: 1 MHz).



(a) Superimposed drawing



(b) Shifted drawing

Fig. 3.2.19. Measured phase noise (MZM null bias pulse, linewidth: 160 MHz).

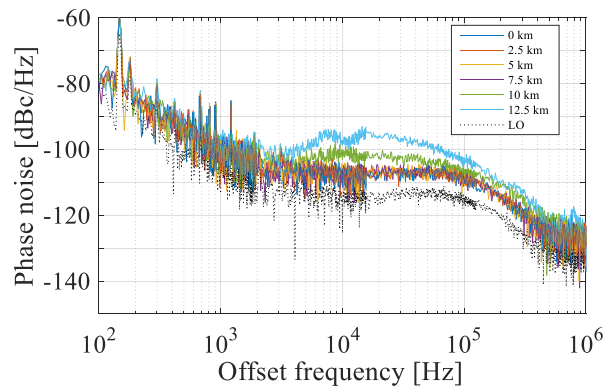


Fig. 3.2.20. Measured phase noise (optical two tone, linewidth: 2 kHz).

3-3 提案手法による 60 GHz 出力増大

次に、より高周波数の出力増大の検証を目的として、60 GHz 出力増大の検証を行った。

3-3-1 提案手法による 60 GHz 出力増大シミュレーション

シミュレーションモデルは 3-2-1 節の Fig. 3.2.1 と同じ系である。使用するファイバは分散シフトファイバ (Dispersion Shifted Fiber: DSF) とした。波長 1560 nm での DSF のパラメータを Table 3.3.1 に示す。SSMF と比べて分散値が小さく、実効コア断面積 A_{eff} が小さいことにより非線形効果の影響が大きくなる。DSF は、波長 1550 nm のときの分散が 0 であるが、分散が 0 の時パルス圧縮は起らない。そこで、波長をずらして 1560 nm としてシミュレーションを行った。種光として MZM ヌルバイアスパルスを用いた。この節において、ヌルバイアスパルスは、MZM の動作点をヌルバイアスとし、変調周波数 $f_m = f_{\text{RF}}/2 = 30$ GHz、振幅が半波長電圧の半分の RF 正弦波で駆動したときの出力パルスとした。

パルスのピークパワーが 190 mW 時の、光パルス伝搬のシミュレーション結果を Fig. 3.3.1 に示す。DSF を伝搬することで光パルスが圧縮されていることがわかる。パルスが最大まで圧縮された後、パルスが広がり、2 つのピークを持つパルスとなっている。また、光パルスのピークパワーと伝搬距離に対する光パルス幅、PD 出力の 1 次サイドバンドパワー、RF 利得の等高線図を Fig. 3.3.2 に示す。 P_0 が低い時、パルス幅はそれほど圧縮されないが、 P_0 が高い時はパルス圧縮が起り、1 次サイドバンドも増大している。RF 利得の等高線図において、 P_0 が 20.2 dBm、伝搬距離 25.4 km で最大 RF 利得 5.5 dB が得られた。

以上の結果から、提案手法において DSF を用いた時、60 GHz 出力を増大させることができることがシミュレーションにより確認された。

Table 3.3.1. Simulation parameters of DSF.

Loss	0.2 dB/km
Dispersion parameter D	0.3 ps/nm/km
Dispersion slope D_S	0.08 ps/nm ² /km
Kerr coefficient n_2	2.2×10^{-20} m ² /W
Effective core cross section A_{eff}	50 μm^2

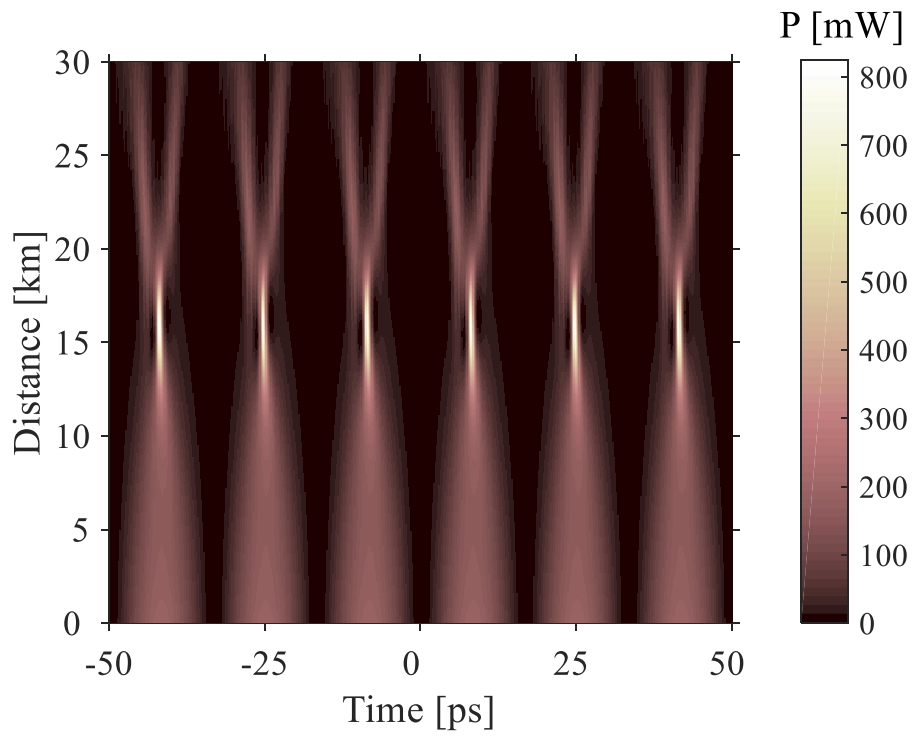


Fig. 3.3.1. Propagation of 60-GHz null bias pulse in DSF.

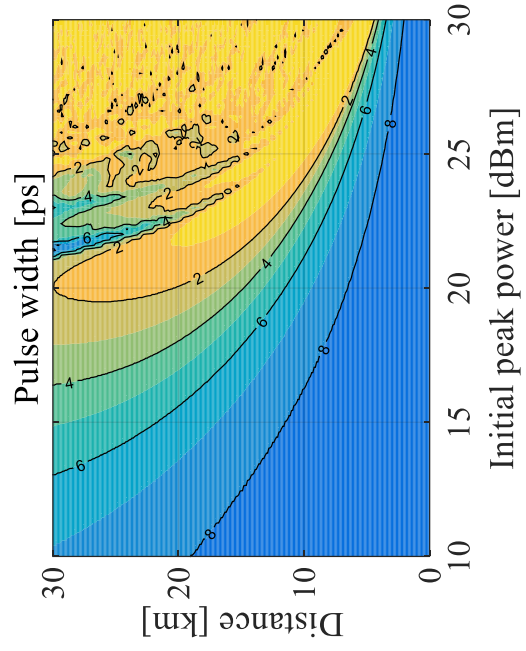
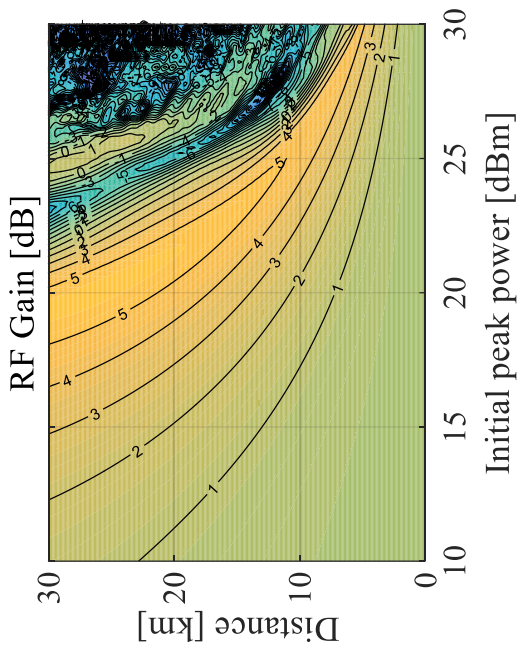
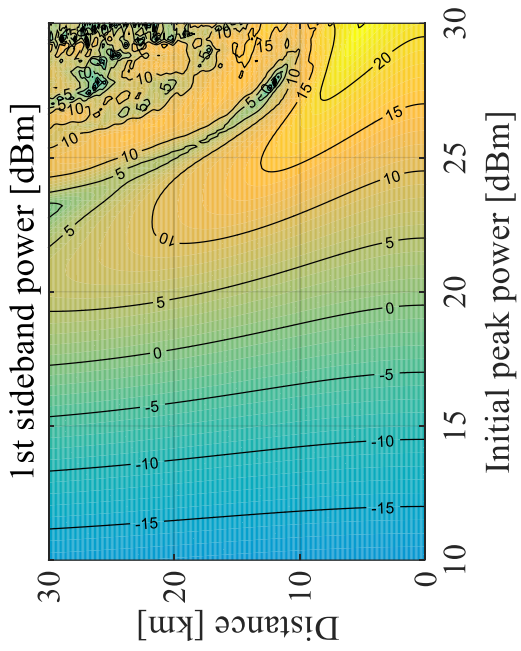


Fig. 3.3.2. Calculated results for 60-GHz null bias pulse with DSF.

3-3-2 提案手法による 60 GHz 出力増大実験

繰り返し周波数 60 GHz のヌルバイアスパルスを用いた出力の増大実験を行った。実験系を Fig. 3.3.3 に示す。TLS の出力パワーを 6 dBm、波長 1560 nm とした。TLS 出力の偏光を PC で調整し、MZM に入力することで強度変調を行った。MZM の動作点を DC でヌルバイアスに調整し、周波数 30 GHz の RF 正弦波で駆動した。MZM 出力を再び PC で偏光を調整した後、PM で 300 MHz の位相変調を行った。その後、EDFA で平均光パワー 20 dBm, 17 dBm, 14 dBm のいずれかとなるように増幅し、DSF を伝搬させた。PD への平均光パワーが 1.0 dBm となるように OPM で測定しながら VOA を調整した。ファイバ長を、4 km, 8 km, 12 km, 15 km, 19 km, 23 km と変え、この時の光パルス幅を OSO、光スペクトルを OSA、RF 出力を RFSA で測定した。使用した器材を Table 3.3.2 に示す。

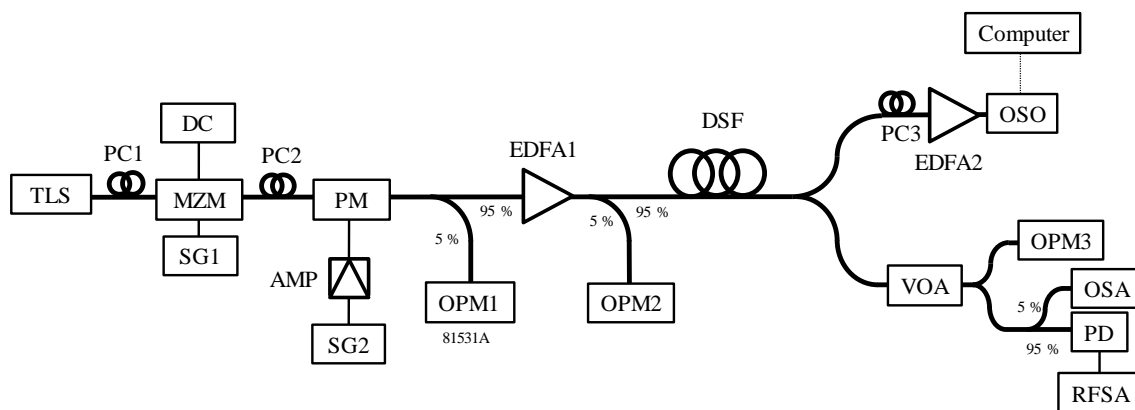
ファイバ入射平均光パワー P_{ave} が (a) 20 dBm, (b) 17 dBm, (c) 14 dBm のときのパルス幅と RF 利得の測定値および計算値を Fig. 3.3.4 に示す。 P_{ave} が 20 dBm の時、ファイバ長 15 km までにおいて、測定値と計算値はほぼ一致した。パルス幅の結果にずれが見られるが、この原因は後に示す光パルス波形より考えたい。ファイバ長 15 km において、5.3 dB の RF 利得が得られた。 P_{ave} が 17 dBm の時も計算値と測定値は良い一致を示している。光パルスが最も圧縮されるファイバ長 25 km 付近で測定値と計算値の間にずれが見られた。 P_{ave} が 14 dBm の時も同様である。

P_{ave} が 20 dBm のときの光パルスの時間波形の測定結果と計算値を Fig. 3.3.5 に示す。ファイバ長 12 km までは測定値と計算値はほぼ一致している。しかしながら、15 km, 19 km において測定値が計算値と大幅にずれている。23 km においては、パルスの波形が測定結果と計算値とは大きく異なる結果となった。 P_{ave} が 17 dBm のときの光パルスの時間波形の測定結果と計算値を Fig. 3.3.6 に示す。ただし、ファイバ長が 0 km のときの結果は $P_{ave} = 20$ dBm のときのものである。以下同様とする。ファイバ長 23 km では測定値と計算値のずれが目立つが、その他の距離ではほぼ一致しているといえる。 P_{ave} が 14 dBm のときの光パルスの時間波形の測定結果と計算値を Fig. 3.3.7 に示す。どのファイバ長においても、測定値と計算値はほぼ一致している。

これらの結果から、どの P_{ave} の値においても光パルス圧縮が起こっていることが確認できる。しかしながら P_{ave} が 20 dBm、ファイバ長が 15 km 以上のところで測定値と計算値が大きく異なった。これは、自己位相変調以外の非線形効果、ラマン効果および自己急峻化の影響をシミュレーションに組み込んでいない事が原因の候補と考える。

P_{ave} が 20 dBm のときの光パルススペクトルの測定結果を Fig. 3.3.8 に示す。ファイバ長 0 km の時、3 次および 3 次サイドバンドパワーは 1 次サイドバンドに比べて 30 dB 以上低い事がわかる。ファイバ長が長くなるにつれ、高次サイドバンドが増大し、スペクトルが広がっていることが分かる。19 km で偶数次サイドバンドが目立つが、これは MZM のバイアスが実験中にヌルバイアスよりずれたためである。ファイバ長 23 km では 19 km よりスペクトルが狭くなっていることがわかる。 P_{ave} が 17 dBm のときの光パルススペクトルの測定結果を Fig. 3.3.9 に示す。ファイバ長が長くなるに連れスペクトルが広がっているが、 P_{ave} が 20 dBm のときより広がっていない。 P_{ave} が 14 dBm のときの光パルススペクトルの測定結果を Fig. 3.3.10 に示す。こちらもスペクトルの広がり確認できたが、17 dBm のときより広がっていない。

以上より、提案手法による 60 GHz 出力の増大が可能であることを実験的に確かめられた。

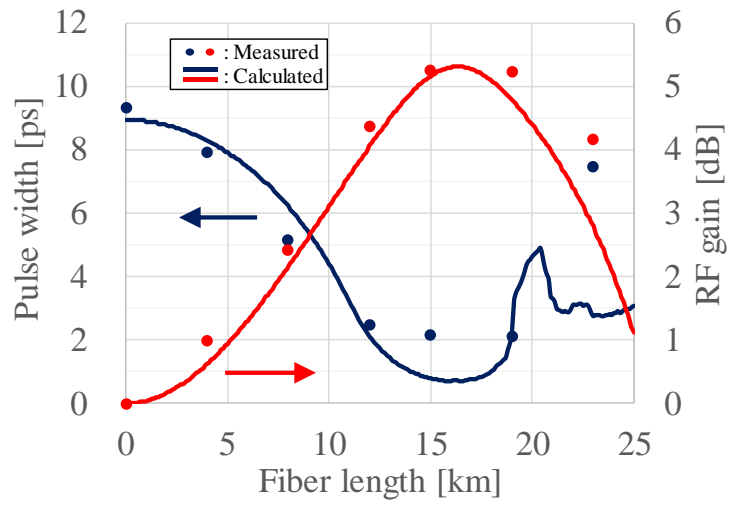


TLS: Tunable laser source, PC: Polarization controller, MZM: Mach-Zehnder modulator, DC: DC voltage source, SG: Signal generator, PM: Phase modulator, AMP: RF amplifier, EDFA: Erbium doped fiber amplifier, DSF: Dispersion-shifted fiber, OSO: Optical sampling oscilloscope, VOA: Variable optical attenuator, OSA: Optical spectrum analyzer, OPM: Optical power meter, PD: Photo detector, RFSA: RF spectrum analyzer.

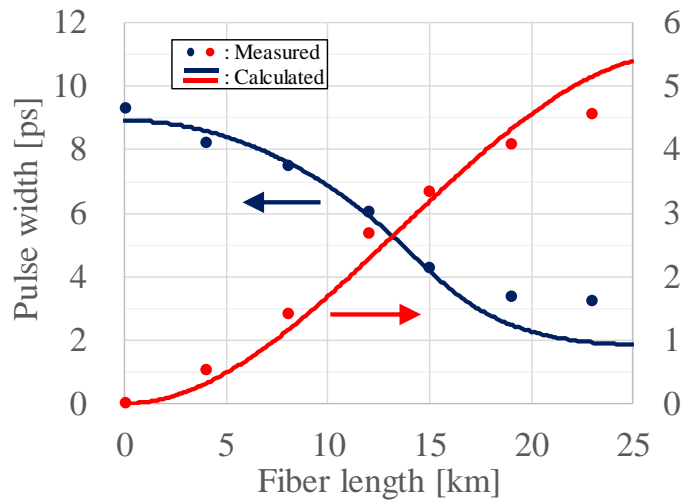
Fig. 3.3.3. Experimental setup for 60-GHz output power enhancement by optical pulse compression with DSF.

Table 3.3.2. Equipment list of the experiment for 60-GHz output power enhancement.

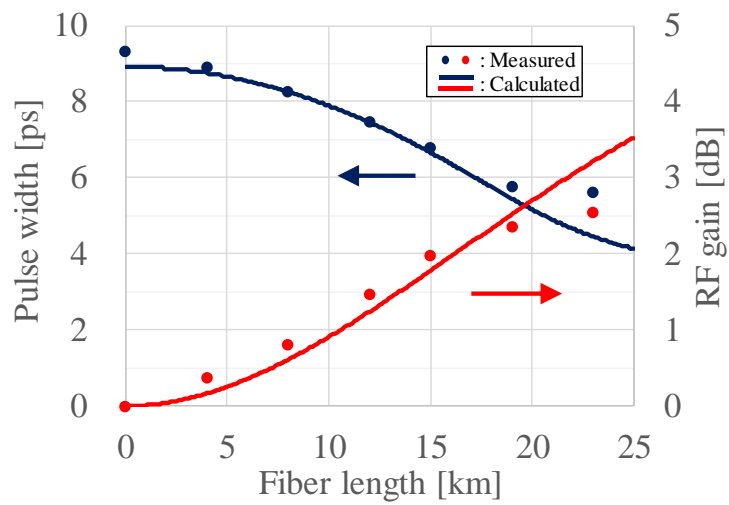
TLS	Tunable Laser Source	Santec	TSL-510
PC1, 2, 3	Polarization Controller	Fiber Control	FPC-1 (APC)
DC	DC voltage source	Yokogawa	7651
MZM	Mach-Zehnder Modulator	Sumitomo Osaka Cement	T•MXH1.5DP-40PD-ADC-LV-S-O
SG1	Signal Generator	Agilent	E8247C
PM	Phase Modulator	Photoline	MPZ-LN-10
SG2		Hewlett Packard	8657A
AMP	RF Amplifier	Minicircuit	ZHL-42W
OPM1	Optical Power Meter	Hewlett Packard	8153A, 81531A
EDFA1	Erbium doped amplifier	Alnair labs	EFA-200C
VOA	Variable Optical Attenuator	Hewlett Packard	8156A
DSF	Dispersion-shifted fiber	Sumitomo Electric Industries	4km, 8km 15km
EDFA2		Alnair labs	EFA-200C-13
OSO	Optical Sampling Oscilloscope	Alnair labs	EYE-500E
OPM2,3		Graytechnos	Photom mini power meter 219
OSA	Optical Spectrum Analyzer	Ando	AQ6370B
PD	Photo Diode	Finisher	XPDV2120R
RFSA	RF Spectrum Analyzer	Rohde&Schwarz	FSW signal spectrum analyzer



(a) P_{ave} : 20 dBm

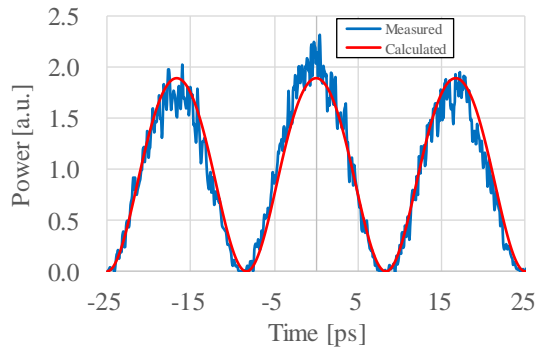


(c) P_{ave} : 17 dBm

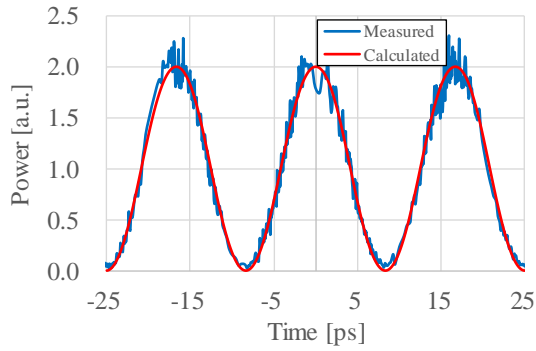


(c) P_{ave} : 14 dBm

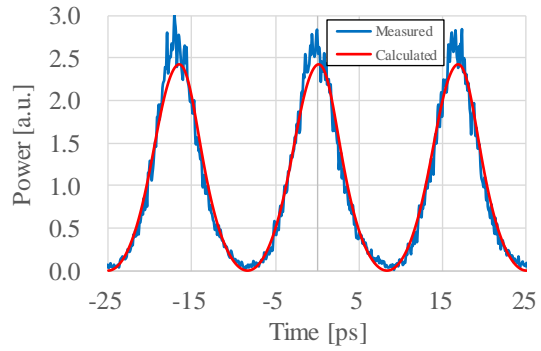
Fig. 3.3.4. Measured and calculated pulse width and RF gain.



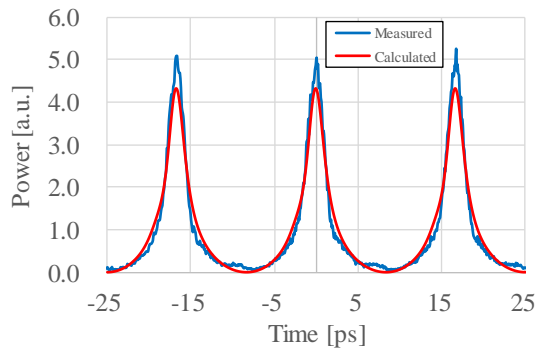
(a) 0 km



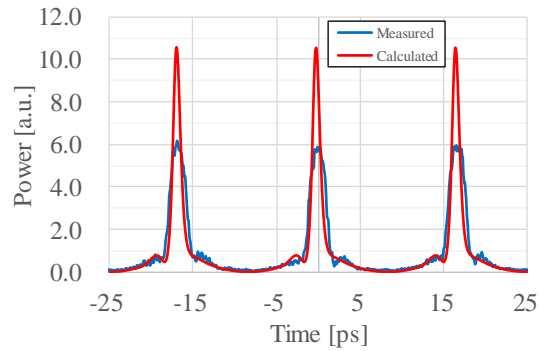
(b) 4 km



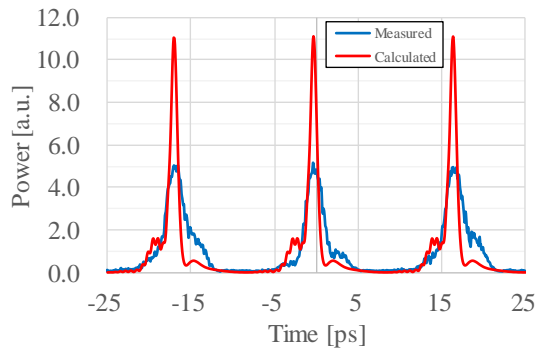
(c) 8 km



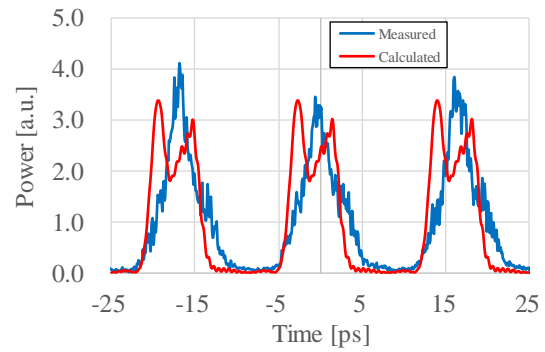
(d) 12 km



(e) 15 km

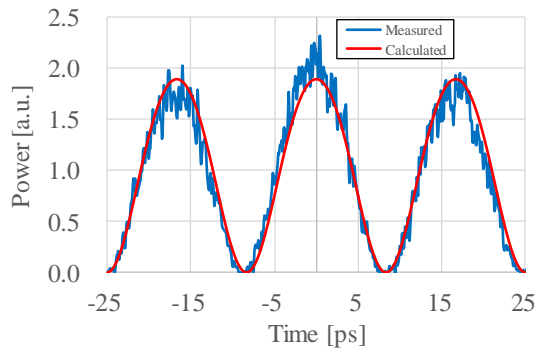


(f) 19 km

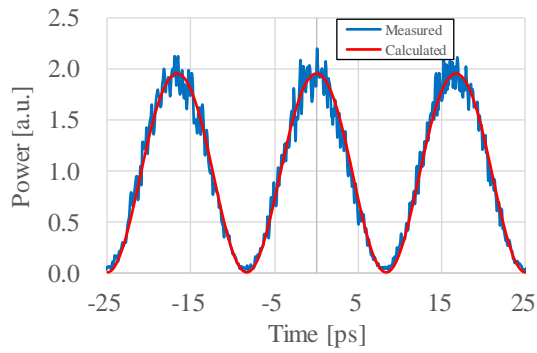


(g) 23 km

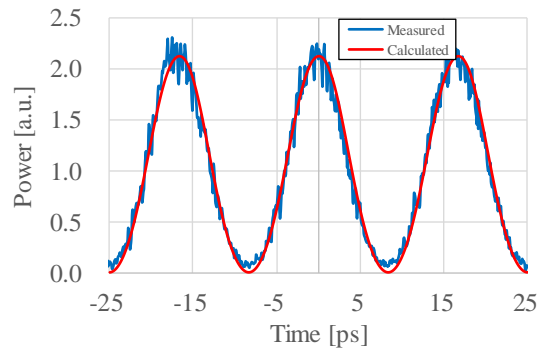
Fig. 3.3.5. Optical pulse waveform (P_{ave} : 20 dBm).



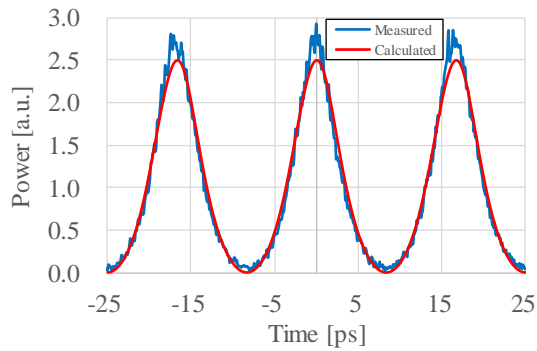
(a) 0 km (P_{ave} : 20 dBm).



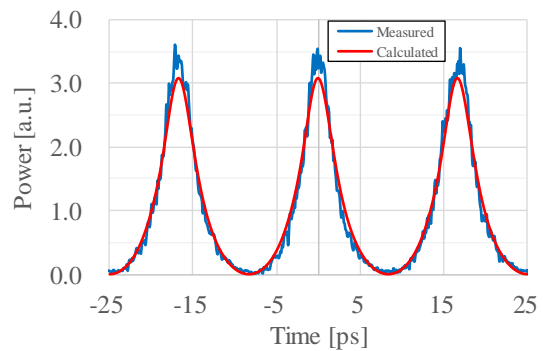
(b) 4 km



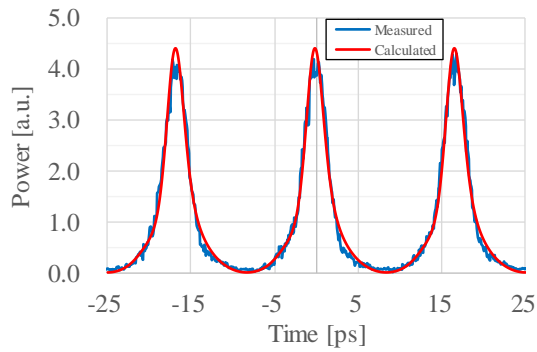
(c) 8 km



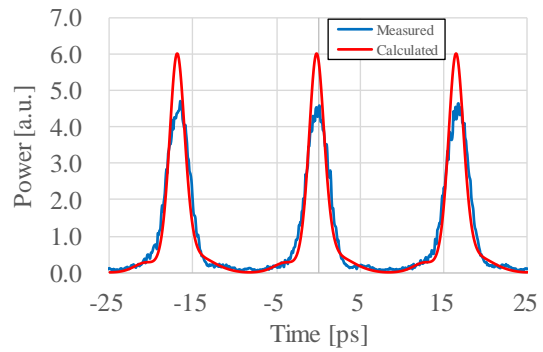
(d) 12 km



(e) 15 km

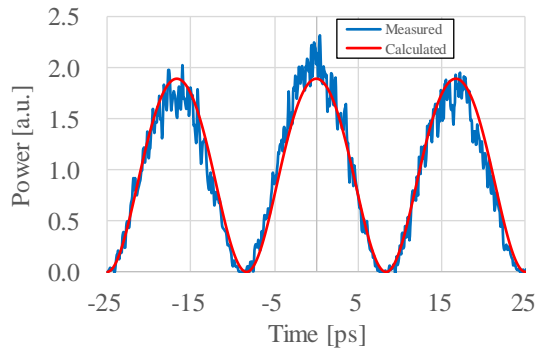


(f) 19 km

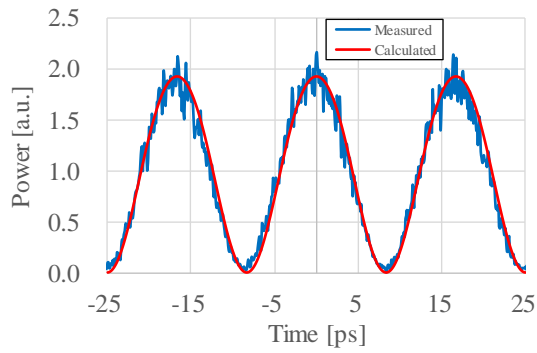


(g) 23 km

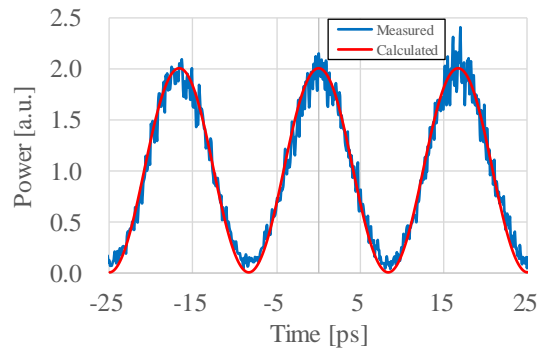
Fig. 3.3.6. Optical pulse waveform (P_{ave} : 17 dBm).



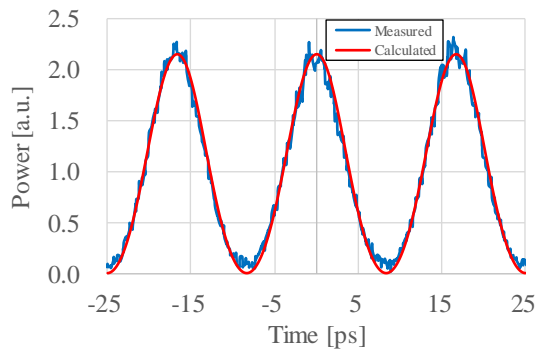
(a) 0 km (P_{ave} : 20 dBm).



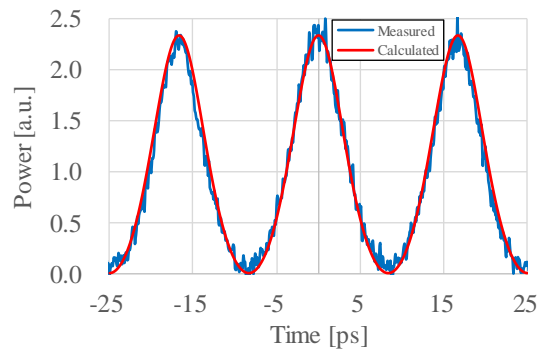
(b) 4 km



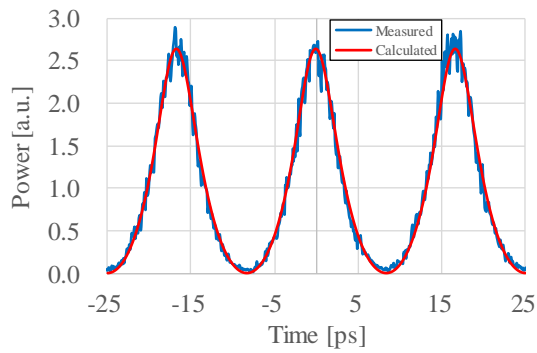
(c) 8 km



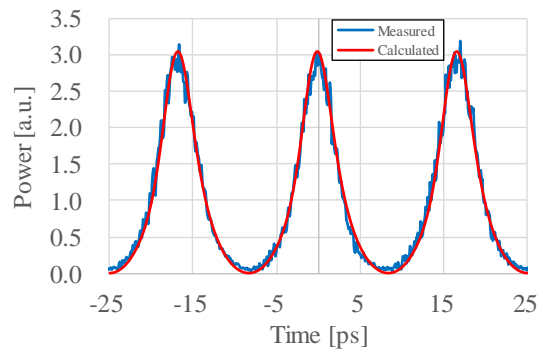
(d) 12 km



(e) 15 km

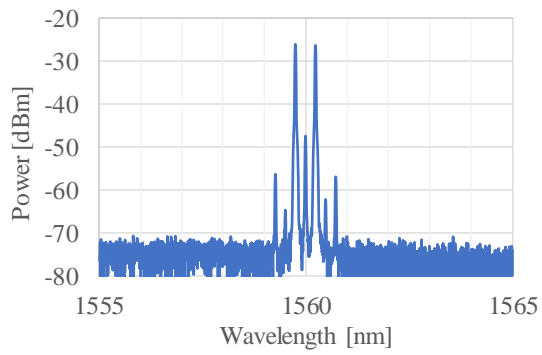


(f) 19 km

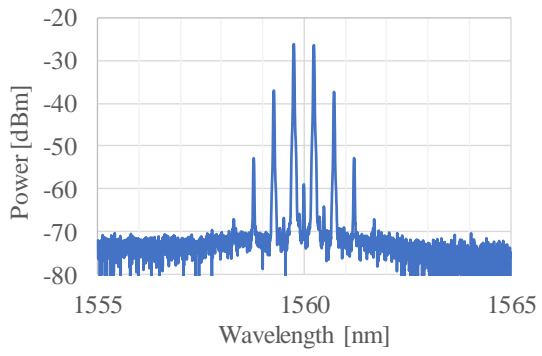


(g) 23 km

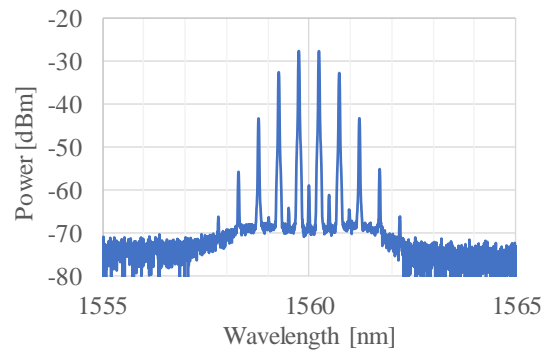
Fig. 3.3.7. Optical pulse waveform (P_{ave} : 14 dBm).



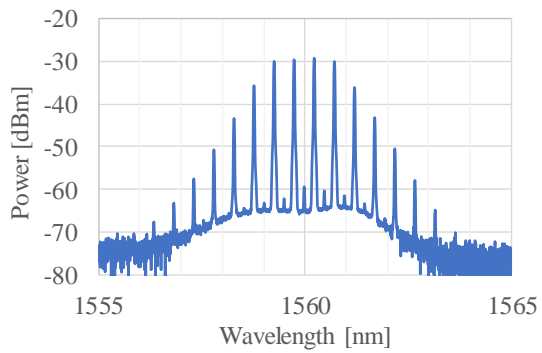
(a) 0 km



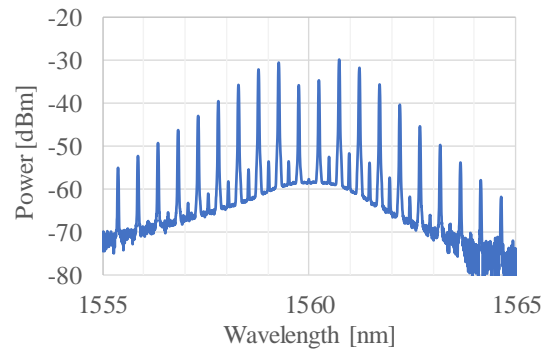
(b) 4 km



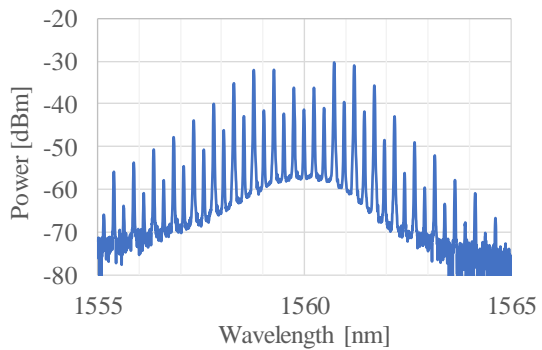
(c) 8 km



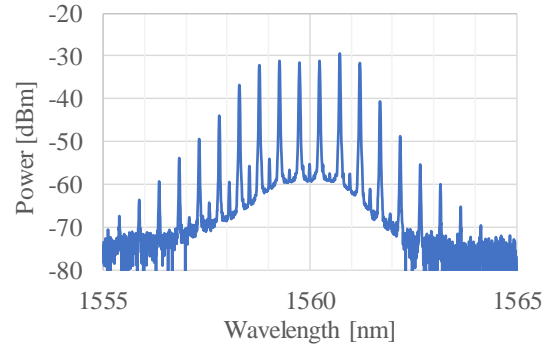
(d) 12 km



(e) 15 km

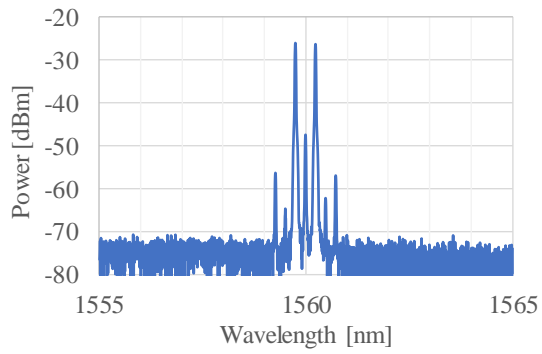


(f) 19 km

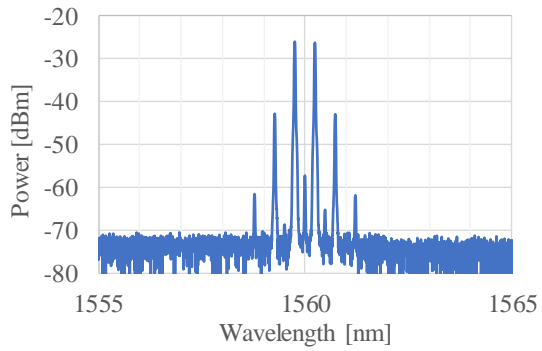


(g) 23 km

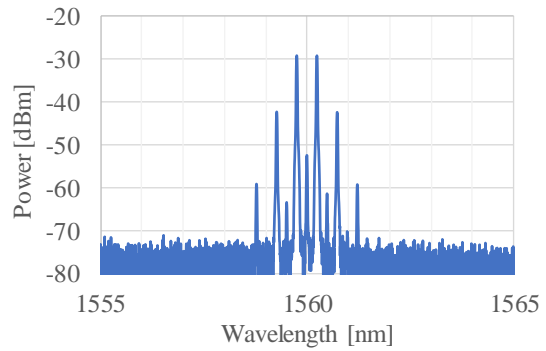
Fig. 3.3.8. Optical pulse spectrum (P_{ave} : 20 dBm).



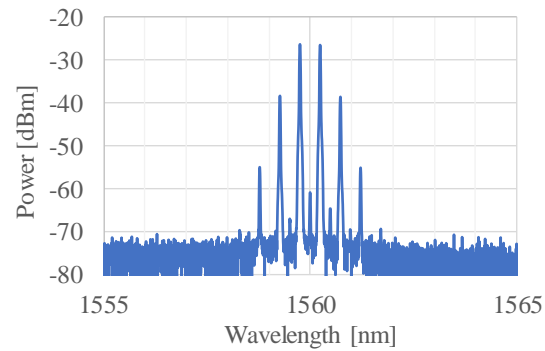
(a) 0 km (P_{ave} : 20 dBm).



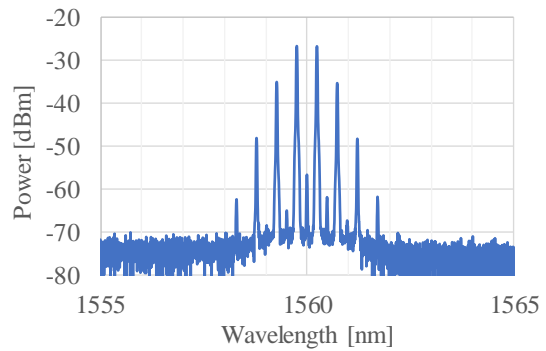
(b) 4 km



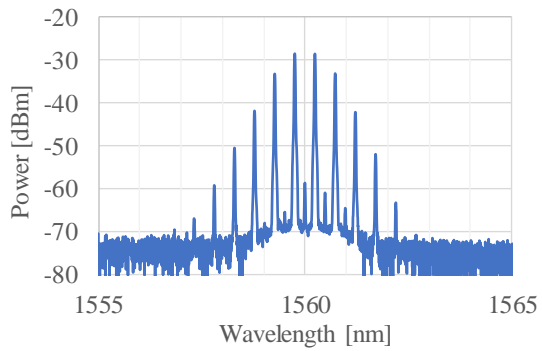
(c) 8 km



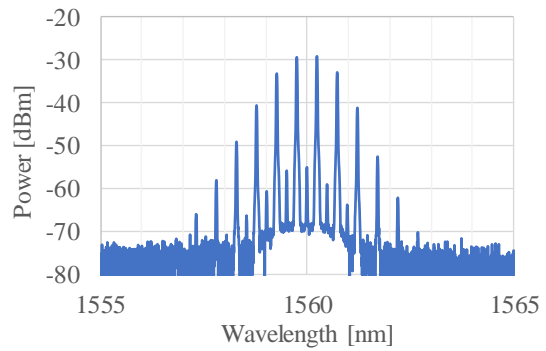
(d) 12 km



(e) 15 km



(f) 19 km



(g) 23 km

Fig. 3.3.9. Optical pulse spectrum (P_{ave} : 17 dBm).

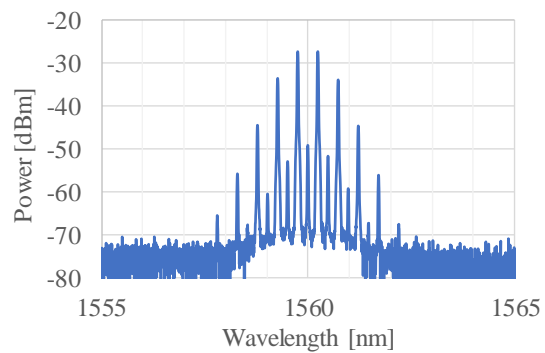
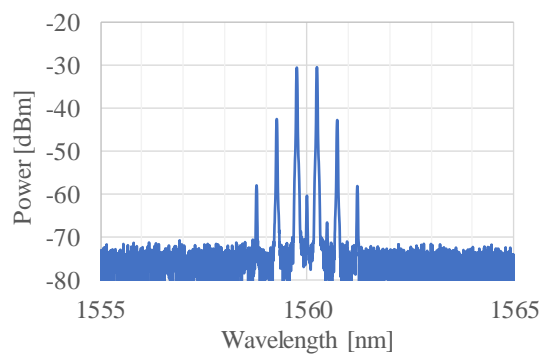
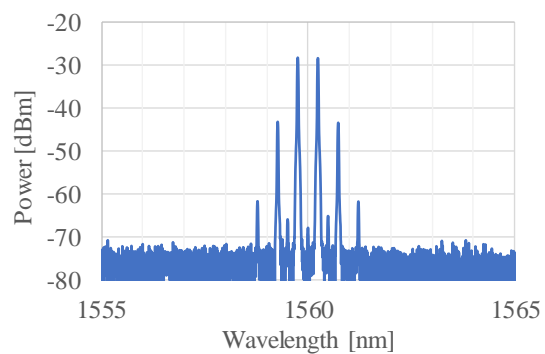
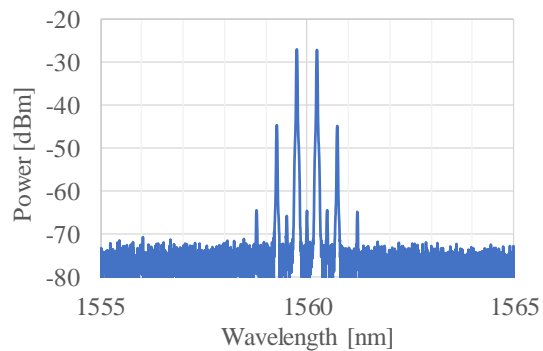
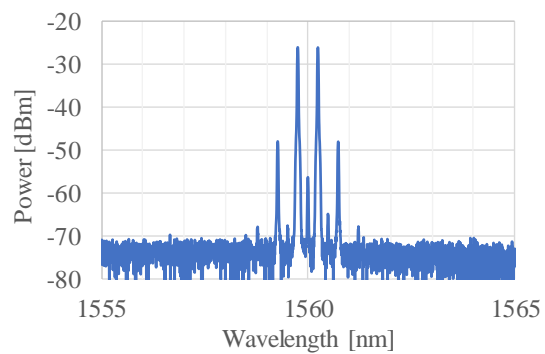
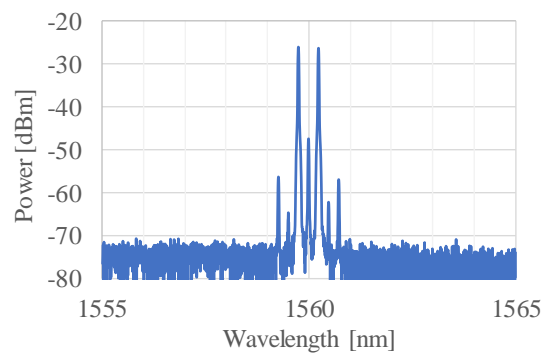


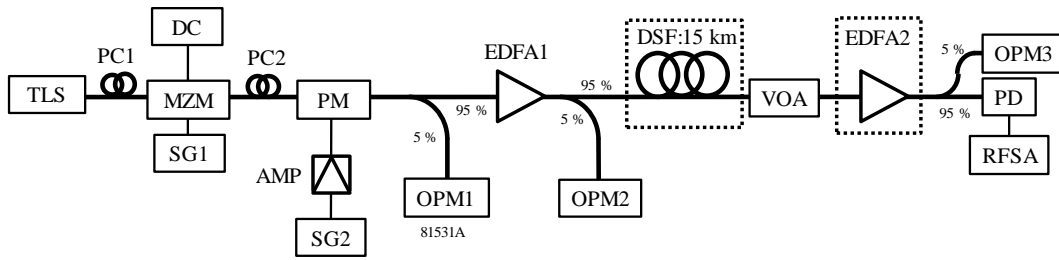
Fig. 3.3.10. Optical pulse spectrum (P_{ave} : 14 dBm).

3-3-3 提案手法による 60 GHz 出力増大と PD 飽和に関する実験

次に、PD への入力平均光パワーを変えた時の RF 出力の測定を行った。実験系を Fig. 3.3.11 に示す。使用した器材は Table 3.3.2 と同じである。PM および MZM での変調条件は上記実験と同じであり、EDFA1 を用いて P_{ave} が 20 dBm となるようにした。まず、Fig. 3.3.11 中の DSF と EDFA2 を挿入しない状態で PD への平均光パワーを変え、ファイバ長 0 km として RF 出力電力を測定し、その次に DSF と EDFA2 を挿入し、PD への平均光パワーを変えた時の RF 出力電力を測定した。測定結果より、RF 利得を計算した。

測定結果を Fig. 3.3.12 に示す。また、RF 利得を Fig. 3.3.13 に示す。Fig. 3.3.12 における点線は PD が理想的な線形動作をする場合の特性である。入力光パワーが -10 dBm ~ 6 dBm の線形応答をする領域では RF 利得が 5.3 ~ 5.5 dB であった。これは、ファイバ長を変えた時の RF 利得測定実験でのファイバ長 15 km のときの利得 5.3 dB とほぼ同じである。入力光パワー -20、-15 dBm のとき RF 利得が 5.3 dB 付近の値を取らないのは、RF 出力の測定が雑音の影響を受けたからである。また、入力光パワー 7 dBm 以上の時、ファイバ長 0 km および 15 km の両方において最大入力平均光パワーによる飽和が見られる。ファイバ長 0 km のときの RF 出力の最大値は -12.1 dBm と測定されたが、15 km のときの RF 出力最大値は -7.9 dBm である。

これより、提案手法によって平均光パワーによる RF 出力の制限を超えることが出来た。しかしながら、RF 利得は線形領域と同じく 5.2 dB 程となるはずであるのに、5.0 dB 以下となっている。この理由は、PD のピークパワーによる飽和によるものであると考えられる。



TLS: Tunable laser source, PC: Polarization controller, MZM: Mach-Zehnder modulator, DC: DC voltage source, SG: Signal generator, PM: Phase modulator, AMP: RF amplifier, EDFA: Erbium doped fiber amplifier, DSF: Dispersion-shifted fiber, VOA: Variable optical attenuator, OPM: Optical power meter, PD: Photo detector, RFSA: RF spectrum analyzer.

Fig. 3.3.11. Experimental setup for measurement of RF output power vs input optical power.

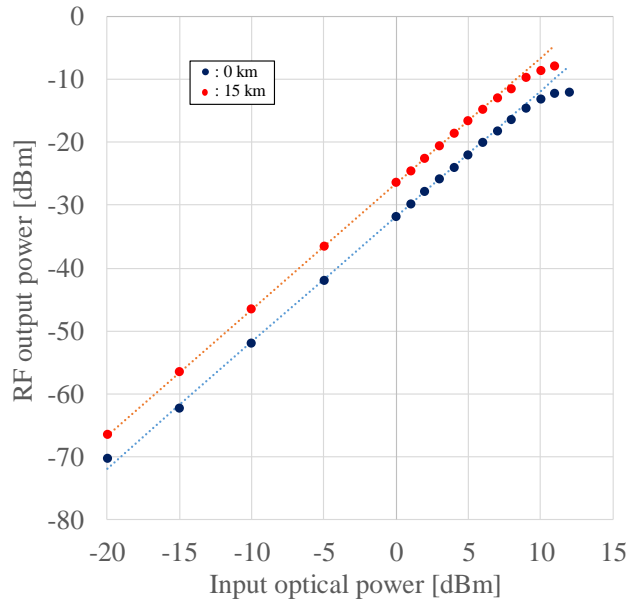


Fig. 3.3.12. Measured RF output power vs input optical power to the PD.

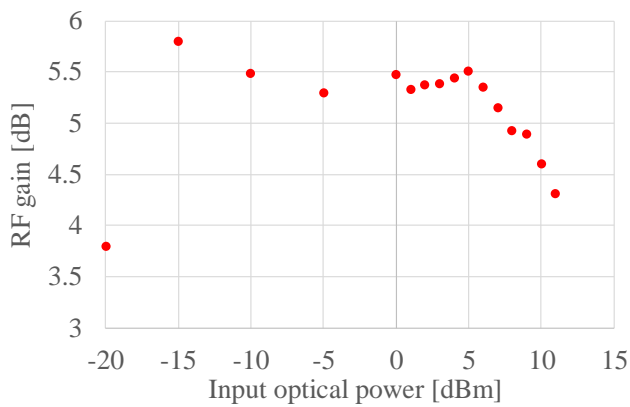


Fig. 3.3.13. Measured RF gain vs input optical power to the PD.

3-4 第3章のまとめ

この章ではまず、同じ平均光パワーの 10 GHz 光 2 トーンと短パルスを入射することによって RF 出力が増大するかの確認を行った。シミュレーションおよび実験結果より、短パルスを入射すると RF 出力が増大することが示された。

次に、20 GHz の MZM ノルバイアスパルスと光 2 トーンを SSMF に伝搬させて光パルス圧縮を行い、PD に入射した時の RF 出力の測定およびシミュレーションを行った。SSMF により光パルスが圧縮され、RF 利得も得られた。

最後に、60 GHz の光パルスを DSF を伝搬させることで光パルス圧縮を行い、提案手法により RF 出力を増大させるシミュレーション及び実験を行った。その結果、RF 利得が得られ、提案手法が適応できることが証明された。また、PD に入射する平均光パワーを変えた時の PD 出力を調べた。パルス圧縮を行った光パルスを入射することで、光パルス圧縮を行わない場合の PD 飽和出力より高い RF 出力を得ることが出来た。

以上のことから、提案手法の有効性が実験およびシミュレーションで証明された。

第4章 提案手法によるサブテラヘルツ波出力増大

第3章では、提案手法による20 GHzおよび60 GHz出力の増大についてシミュレーションおよび実験により検討を行った。本章では、より高い周波数帯であるサブテラヘルツ波出力として、周波数100 GHzおよび300 GHz出力を増大させる場合について、シミュレーションにより検討を行った。

まず、GNLSEのスケール則について述べる。各パラメータを変えることで計算結果がどのように変化するかを計算する。その後、実現可能と思われるファイバのパラメータを用いてRF利得シミュレーションを行い、サブテラヘルツ帯での提案手法の有効性について検討した。

4-1 GNLSEのスケール則

GNLSEのスケール則[24]を導出する。GNLSEを2-2節で導出したものと同じとする。

$$\frac{dA}{dz} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (4.1.1)$$

ここで、各パラメータが下記のように変化した場合を考える。

$$\begin{aligned} \tau &= \kappa_1 T, \quad B_2 = \kappa_2 \beta_2, \quad B_3 = \kappa_3 \beta_3, \quad Z = \kappa_4 z, \\ \Gamma &= \kappa_5 \gamma, \quad A_l = \kappa_6 \alpha, \quad Q = \sqrt{\kappa_7} A \end{aligned} \quad (4.1.2)$$

この時、

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial T} &= \kappa_1 \frac{\partial}{\partial \tau} \\ \frac{\partial}{\partial z} &= \kappa_4 \frac{\partial}{\partial Z} \end{aligned} \quad (4.1.3)$$

のように変数変換できるので、上記GNLSEは以下となる。

$$\begin{aligned} \frac{\kappa_4}{\sqrt{\kappa_7}} \frac{dQ}{dZ} + \frac{i\kappa_1^2 B_2}{\kappa_2 \sqrt{\kappa_7}} \frac{\partial^2 Q}{\partial \tau^2} - \frac{\kappa_1^3 B_3}{6\kappa_3 \sqrt{\kappa_7}} \frac{\partial^3 Q}{\partial \tau^3} + \frac{A_l}{2\kappa_6 \sqrt{\kappa_7}} Q &= i \frac{\Gamma}{\kappa_5 \kappa_7 \sqrt{\kappa_7}} |Q|^2 Q \\ \frac{dQ}{dZ} + \frac{i\kappa_1^2 B_2}{\kappa_2 \kappa_4} \frac{\partial^2 Q}{\partial \tau^2} - \frac{\kappa_1^3 B_3}{6\kappa_3 \kappa_4} \frac{\partial^3 Q}{\partial \tau^3} + \frac{A_l}{2\kappa_6 \kappa_4} Q &= i \frac{\Gamma}{\kappa_4 \kappa_5 \kappa_7} |Q|^2 Q \end{aligned} \quad (4.1.4)$$

元のGNLSEと変数変換後のGNLSEが同じ形となるには各項の係数が等しくなければならない。そこで

$$\frac{\kappa_1^2}{\kappa_2 \kappa_4} = 1, \quad \frac{\kappa_1^3}{\kappa_3 \kappa_4} = 1, \quad \frac{1}{\kappa_4 \kappa_6} = 1, \quad \frac{1}{\kappa_4 \kappa_5 \kappa_7} = 1 \quad (4.1.5)$$

の関係が成り立つ必要がある。これより

$$\kappa_3 = \kappa_1 \kappa_2, \quad \kappa_4 = \frac{\kappa_1^2}{\kappa_2}, \quad \kappa_6 = \frac{\kappa_2}{\kappa_1^2}, \quad \kappa_7 = \frac{\kappa_2}{\kappa_1^2 \kappa_5} \quad (4.1.6)$$

が得られる。すなわち、時間を κ_1 倍、分散を κ_2 倍、非線形係数を κ_5 倍すると、分散スロープ

を $\kappa_1\kappa_2$ 倍, 距離を κ_1^2/κ_2 倍, 損失を κ_2/κ_1^2 倍, ピークパワーを $\kappa_2/(\kappa_1^2\kappa_3)$ 倍すると伝搬の様子は等しくなる.

4-2 GNLSE のスケール則を用いた最適ピークパワーおよび伝搬距離の推移

上記のスケール則を用いて, 第 3 章で行った f_{RF} が 20 GHz の時のシミュレーション結果が RF 周波数とファイバの種類を変えることでどのように推移するかを計算する. ここで, GNLSE の伝搬の様子の推移として, 最大 RF 利得が得られる初期ピークパワー P_0 および伝搬距離 z の推移を調べる. 上記スケール則より, RF 周波数が高くなると同じ RF 利得を得るためにはピークパワーを高くしなければならない. ピークパワーを高くしすぎると, ファイバヒューズが起こる閾値を超える, 誘導ブリルアン散乱等の非線形効果の影響が出る, 等のおそれがあるため, 高いピークパワーでのシミュレーション結果は現実的ではない. 本論文では, 30 dBm をピークパワーの上限とし, それ以下で最大の RF 利得が得られるような条件を模索する. RF 周波数としては, 100 GHz および 300 GHz を想定した.

波長 1550 nm で SSMF より非線形性が高く, かつ零分散ではないファイバとして非零分散シフトファイバ (Non-Zero Dispersion Shifted Fiber: NZ-DSF) がある. また, より高い非線形性を持つファイバとして高非線形ファイバ (Highly Nonlinear Fiber: HNLF) がある. より高い非線形性を持つファイバとして他にフォトニック結晶ファイバ (Photonic Crystal Fiber: PCF) があるが, 高価である等の実用上の理由を考慮して NZ-DSF および HNLF を用いた場合のサブテラヘルツ波発生について検討を行う. スケール則による最適条件の推移の計算およびシミュレーションに使用した SSMF, NZ-DSF および HNLF のパラメータを Table 4.2.1 に示す. また, スケール則による計算 HNLF に関しては, 市販の HNLF[25] に近く実現可能と思われる値を定めた.

スケール則を用いて, 同じ伝搬の様子が得られるかをシミュレーションで確認した. f_{RF} : 20 GHz で, SSMF を使用し, ファイバへの入射光パルスがヌルバイアスパルス, 光 2 トーンの時において, 最大 RF 利得と最大 RF 利得が得られる距離 z とピークパワー P_0 を基準とする. RF 周波数およびファイバの種類が変わった時それらがどう変化するかをスケール則を用いて推測した. ただし, MZM は一般に 150 GHz では駆動できず, 300 GHz 繰り返し周波数のヌルバイアスパルスは発生できないため, 300 GHz のシミュレーションは光 2 トーンの場合のみ行う.

次に f_{RF} : 20 GHz, SSMF の時と比べて $\kappa_1, \kappa_2, \kappa_3$ の変化を計算し, 距離に関する係数 κ_4 , 3 次分散に関する係数 κ_5 , 損失に関する係数 κ_6 , パワーに関する係数 κ_7 を式 (4.1.6) から計算した. その結果を Table 4.2.2 に示す. 得られた κ_4 および κ_7 より, 各条件において最大 RF 利得が得られるピークパワー P_0 および伝搬距離 z を計算した結果を Table 4.2.3 の Scaling law 欄に示す.

Table 4.2.1. Fiber parameters for the simulations of sub-THz generation.

	SSMF	NZ-DSF	HNLFF
Dispersion parameter D [ps/nm/km]	17	2	1
Dispersion slope D_s [ps/nm ² /km]	0.06	0.07	0.02
Loss [dB/km]	0.2	0.2	1
Effective core cross section A_{eff} [μm^2]	80	50	7.5
Kerr coefficient n_2 [m^2/W]	2.2×10^{-20}	2.2×10^{-20}	2.2×10^{-20}
Nonlinear index γ [$\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$]	1.11	1.78	11.8

Table 4.2.2. Parameters calculated by the scaling law.

f_{RF} [GHz]	Fiber type	κ_1	κ_2	κ_5	κ_3	κ_4	κ_6 [dB]	κ_7 [dB]
100	NZ-DSF	0.200	0.118	1.60	0.024	0.34	0.47	2.64
	HNLFF	0.200	0.059	10.67	0.012	0.68	0.17	-8.61
300	HNLFF	0.067	0.059	10.67	0.004	0.08	1.12	0.94

Table 4.2.3. Calculated z and P_0 for maximum RF gain by scaling law and GNLSE.

f_{RF} [GHz]	Pulse	Fiber type	Scaling law		GNLSE		
			z [km]	P_0 [dBm]	z [km]	P_0 [dBm]	RF gain [dB]
20	MZM null bias	SSMF	4.05	29.4	4.05	29.4	8.03
	optical two tone		5.90	26.4	5.90	26.4	5.15
100	MZM null bias	NZ-DSF	1.38	32.0	1.38	31.8	8.04
		HNLFF	2.75	20.8	2.80	21.4	7.97
	optical two tone	NZ-DSF	2.01	29.0	2.13	28.4	5.19
		HNLFF	4.01	17.8	3.36	19.6	5.04
300	optical two tone	HNLFF	0.45	27.3	0.47	26.8	5.19

4-3 提案手法によるサブテラヘルツ波発生シミュレーション

実際に使用されているファイバのパラメータを想定した GNLSE シミュレーションを行い、サブテラヘルツ波発生時に実現可能なファイバを用いることで提案手法が適用できるかどうかを検討する。想定するファイバのパラメータ、 f_{RF} および光パルスは4-2節のスケール則の計算の条件と同じである。NZ-DSF とヌルバイアスパルスおよび光 2 トーンを使用して 100 GHz を発生させた時の 1 次サイドバンドパワー、パルス幅、RF 利得のシミュレーション結果をそれぞれ Fig. 4.3.1, Fig. 4.3.2 に示す。同様に、HNLFF を使用して 100 GHz を発生させた時のシミュレーション結果をそれぞれ Fig. 4.3.3, Fig. 4.3.4 に示す。

NZ-DSF を用いる場合、最大 RF 利得が得られるピークパワーは、ヌルバイアスパルスするとき 30 dBm をこえ、光 2 トーンの時は 30 dBm 近くとなっていることから、あまり好ましくないといえる。HNLFF を用いた時の結果を見ると、最大 RF 利得が得られるピークパワーはどち

らのパルスを用いた場合も 20 dBm 近くとなっている。これより、HNLF を用いた 100 GHz 発生時はファイバのピークパワー閾値より十分低いピークパワーで RF 利得が得られると言える。

300 GHz 光 2 トーンを発生させ、HNLF を用いた時のシミュレーション結果を Fig. 4.3.5 に示す。NZ-DSF を用いた 300 GHz 発生時のシミュレーションは、前節の結果より必要なピークパワーが非常に高くなることが明らかなので行わなかった。Fig. 4.3.5 より、ピークパワーが 30 dBm 以下で最大 RF 利得が得られることが分かる。これより、300 GHz 発生において、HNLF を用いた提案手法が有効であることが確認できた。

また、これらのシミュレーション結果より得られた、各条件における最大 RF 利得および最大 RF 利得が得られる z と P_0 の値を Table 4.2.3 の GNLSE 欄に示す。スケール則による計算結果と、GNLSE を解くことで求められた結果はほぼ一致している。これより 4-2-1 節におけるスケール則の計算結果が妥当であることがわかった。GNLSE のシミュレーションではスケール則による損失と 3 次分散の変化は反映させていない。それにも関わらず計算結果が一致したのは、損失の影響による計算のずれが少なかったためであると考えられる。しかし、 f_{RF} : 100 GHz, 光 2 トーンで HNLF 使用時には z と P_0 共にずれが見られたのは、損失が 1dB/km, 伝搬距離が 4km 程となるため、損失の影響が他の条件に比べて大きくなったためである。

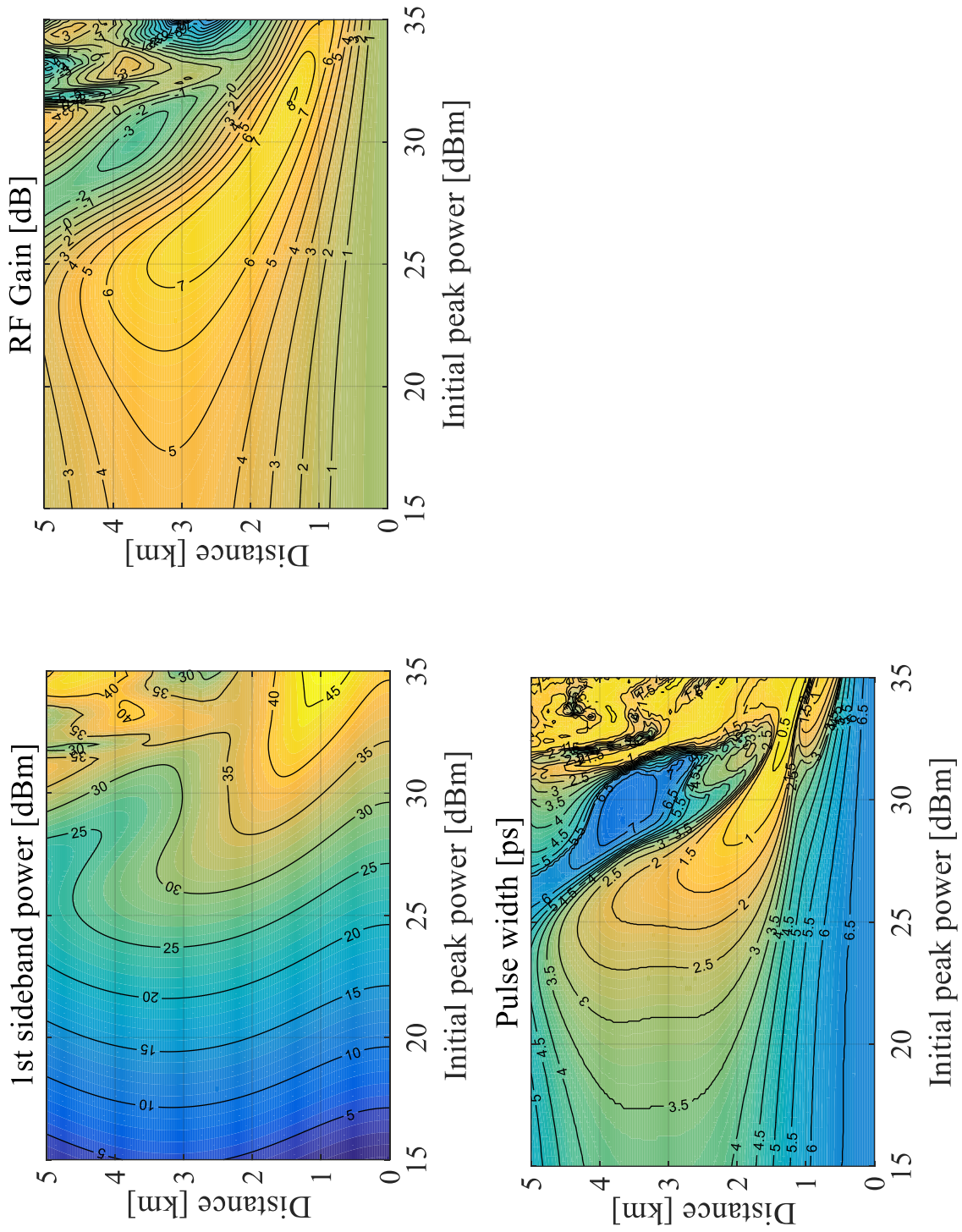


Fig. 4.3.1. Calculated results for 100-GHz null bias pulse with NZ-DSF

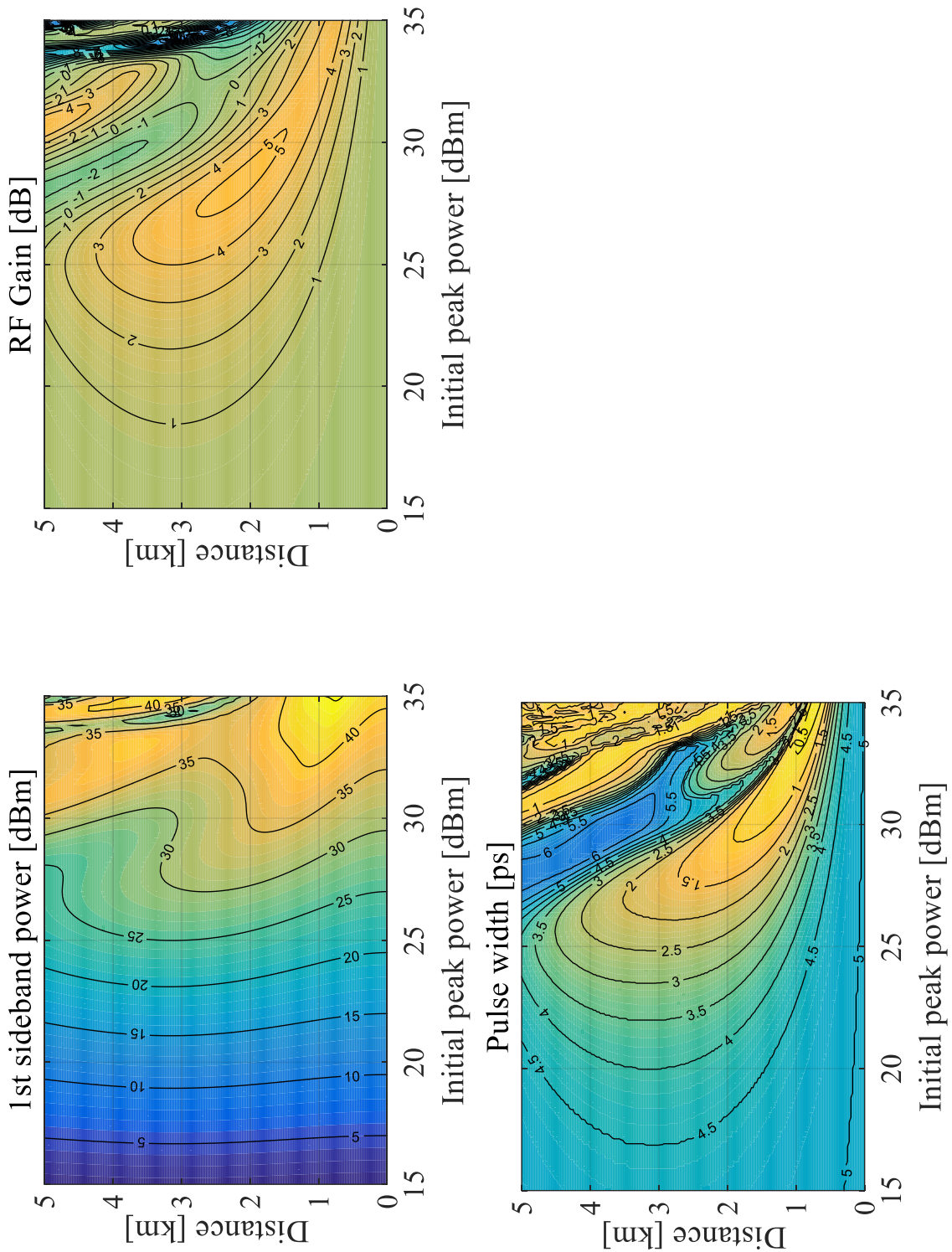


Fig. 4.3.2. Calculated results for 100-GHz optical two tone with NZ-DSF

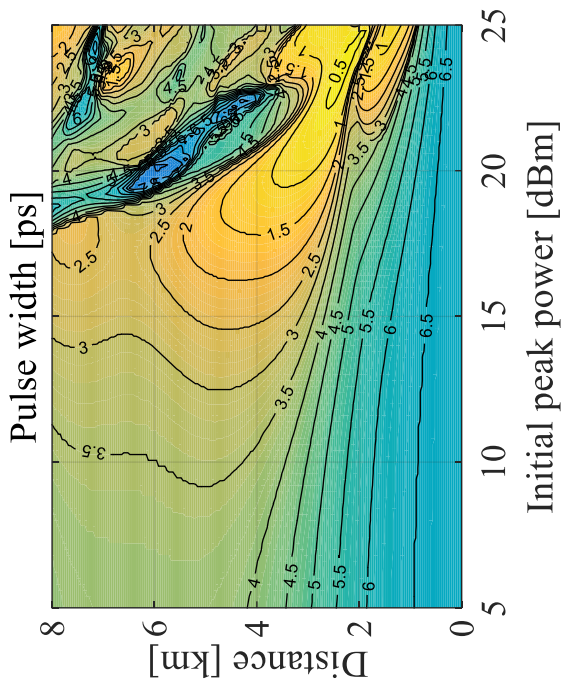
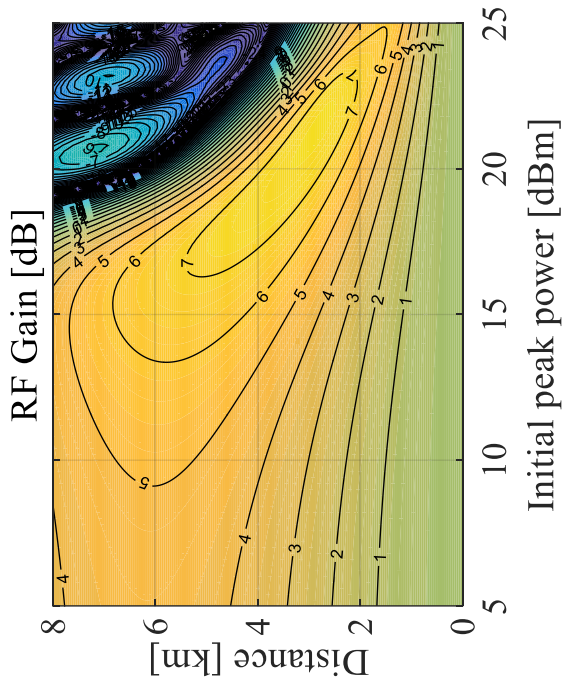
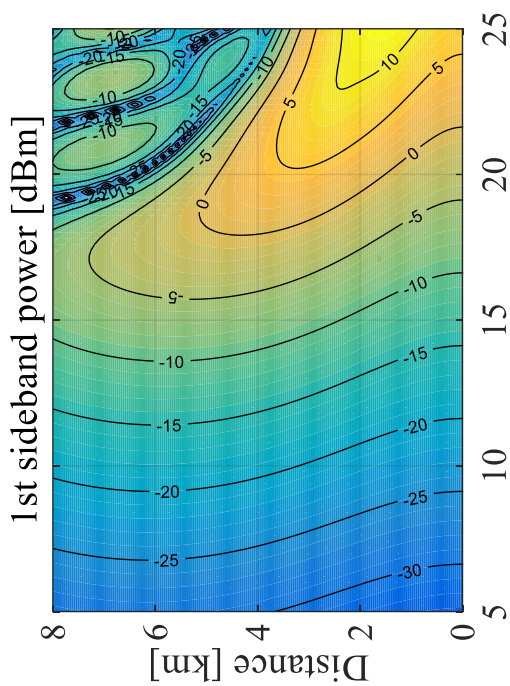


Fig 4.3.3. Calculated results for 100-GHz null bias pulse with HNLF

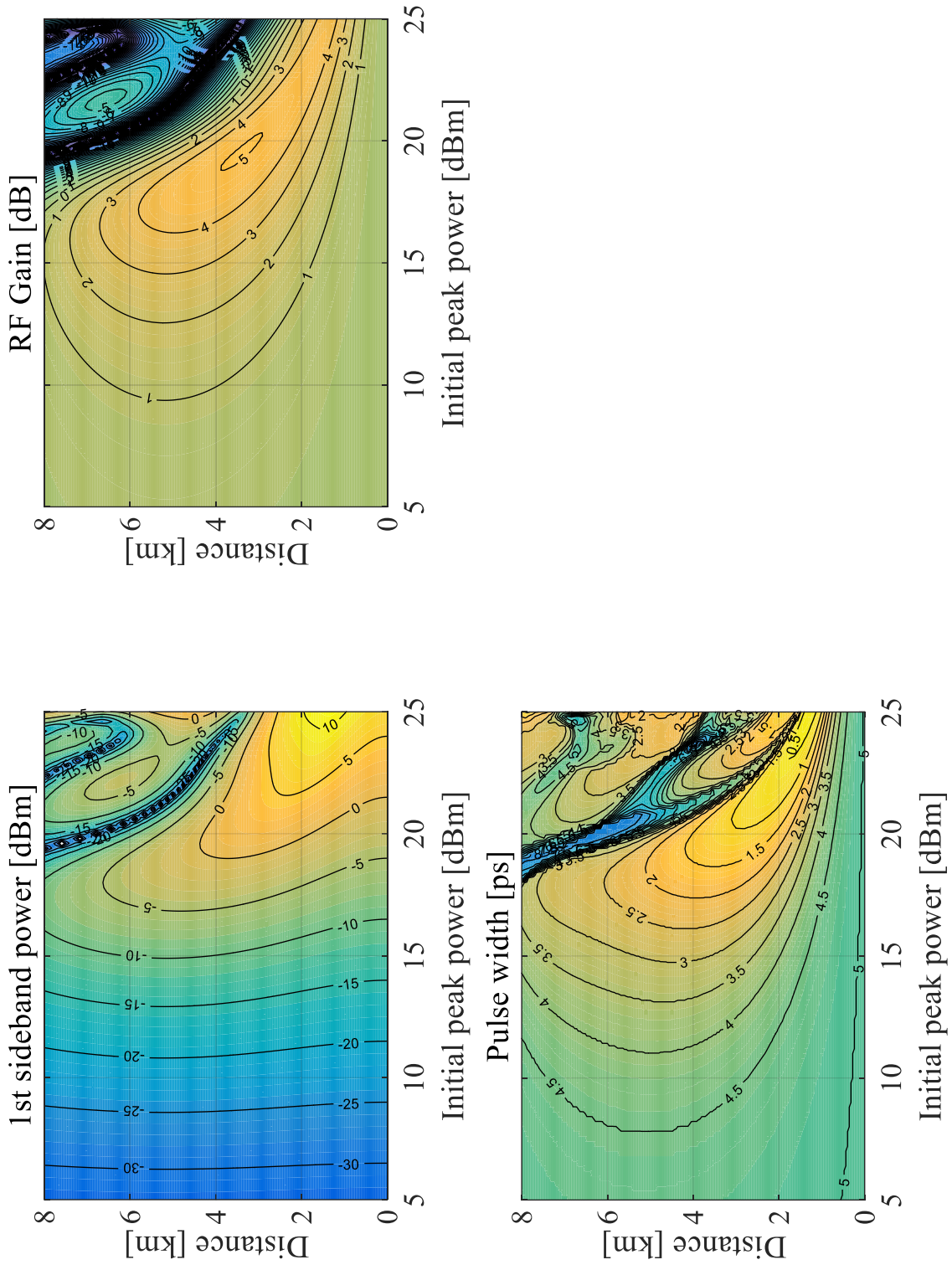


Fig 4.3.4. Calculated results for 100-GHz optical two tone with HNLF

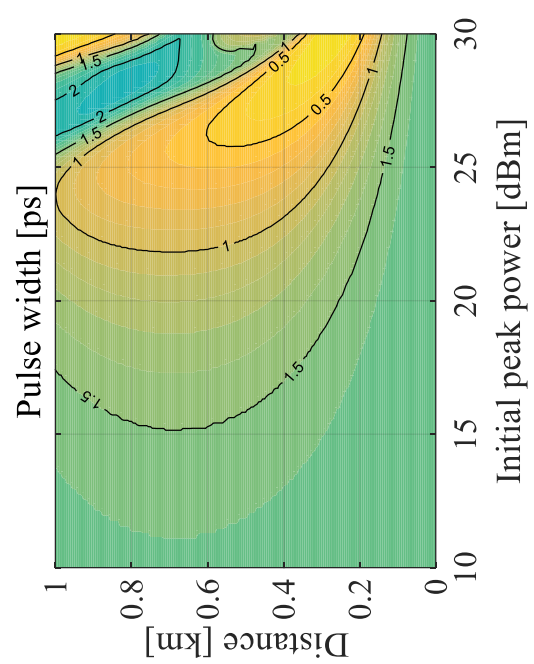
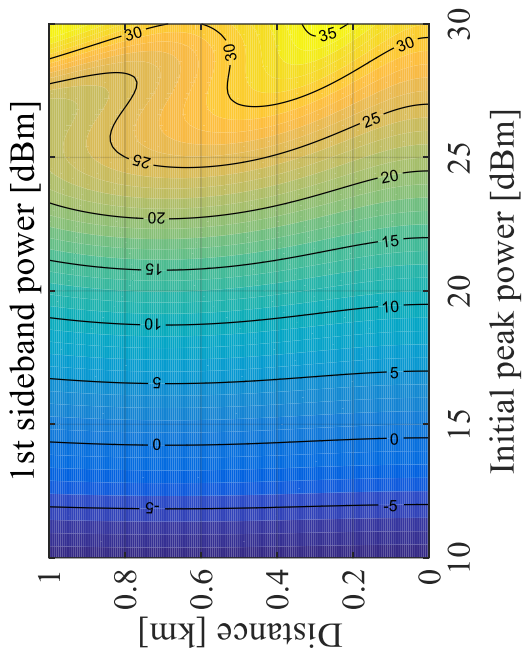
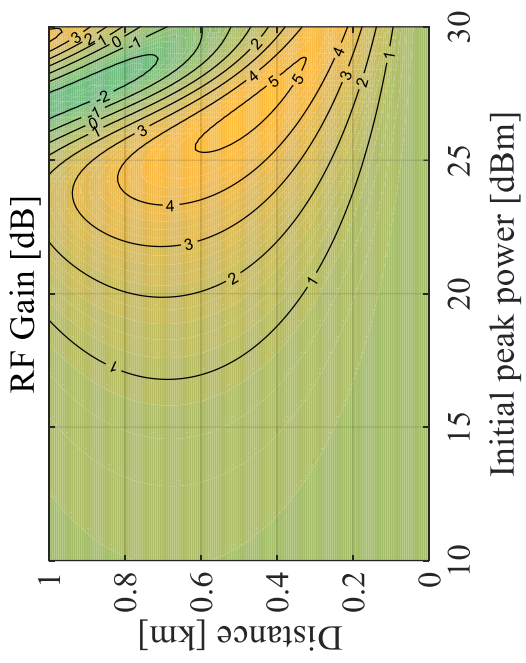


Fig. 4.3.5. Calculated results for 300-GHz optical two tone with HNLF

4-3 第4章のまとめ

この章では、サブテラヘルツ波出力増大の検討を目的としたシミュレーションおよび計算を行った。GNLSEのスケール則を導き、RF周波数とファイバのパラメータが変化した時、伝搬距離や光パワーをどのように変えなければならないかを推測できることを示した。

実現可能と考えられるファイバのパラメータをシミュレーションに用いて、提案手法によって100 GHzおよび300 GHz発生時に出力増大が可能であるかどうかを検討した。光ファイバへの入射ピークパワーの許容値を30 dBmとして、NZ-DSFおよびHNLFを用いることでピークパワー30 dBm以下で出力の増大を実現できる可能性をシミュレーションで示した。

以上より、サブテラヘルツ帯の周波数発生時に提案手法により出力を増大できる可能性をシミュレーションで確認できたといえる。

第5章 光ビート法による高周波発生時の出力の SN 比

この章では、光ビート法を用いた高周波発生時における出力信号の信号雑音比 (Signal to Noise Ratio: SNR) の検討を行う。PD に自然放出 (Amplified Spontaneous Emission: ASE) 光雑音を含んだ連続光を入射した時の雑音については多数の先行研究があるが[26, 27], ASE 雑音を含んだ光 2 トーンおよび多数の周波数成分を持つ光パルスを入力したときの SNR についてはあまり検討されていない。そこで、本章ではまず、ASE 雑音を含む連続光を PD に入射した場合の PD 出力雑音についての先行研究に触れ、その後、多数の周波数成分を持つ信号光を PD に入射する場合について検討する。

5-1 光雑音を含んだ光信号を用いた高周波発生時の出力の SN 比

5-1-1 自然放出光と信号光を PD に入力したときの出力雑音

PD 出力の雑音電力としてさまざまなものがあるが、本論文では信号光によるショット雑音、ASE 雑音によるショット雑音、信号光と ASE 雑音とのビート雑音、ASE 雑音と ASE 雑音によるビート雑音、PD の熱雑音について検討する[27]。ASE (Amplified Spontaneous Emission) 雑音とは、光増幅の際に生じる自然放出による雑音である。エルビウム添加光ファイバ増幅器 (Erbium Doped Fiber Amplifier: EDFA) において、エルビウムを添加した光ファイバに励起光を入れることでエルビウム中の電子を励起し、そこに信号光が入射されることで誘導放出が起こる。このとき、誘導放出された光は入力信号光と同位相・同一偏光である。この時、励起された電子が自然放出を起こすことで信号光以外の光が雑音となって出力される。

信号光が EDFA によって増幅され、PD に入射した場合の PD 出力電流 I は以下となる。

$$I = R \left(\left| \sqrt{G} E_s + E_{cp} \right|^2 + \left| E_{op} \right|^2 \right) + i_{shot} + i_{Th} \quad (5.1.1)$$

R は PD の変換効率 [A/W], G は増幅器の利得, i_{shot} と i_{Th} はショット雑音と熱雑音による電流の揺らぎ [A] である。 E_s は増幅前の信号光電界, E_{cp} と E_{op} はそれぞれ、信号光に対する ASE 雑音の同一偏光成分と直交偏光成分 [W^{1/2}] である。ここで、 E_{cp} を M 個の Δf_s の帯域幅を持つ雑音に分割して

$$E_{cp} = \sum_{m=1}^M (\rho_{ASE} \Delta f_s)^{1/2} \exp i(\varphi_m - \omega_m t) \quad (5.1.2)$$

とする。 ρ_{ASE} は雑音電力密度, φ_m は M 番目の雑音の位相, ω_m は M 番目の雑音の周波数である。また、 φ_s と ω_s をそれぞれ信号光における位相と周波数, P_s を信号光パワーとすると

$$E_s = \sqrt{P_s} \exp i(\varphi_s - \omega_s t) \quad (5.1.3)$$

と表せる。これより、出力電流 I は

$$I = RGP_s + i_{sig-sp} + i_{sp-sp} + i_{shot} + i_{Th} \quad (5.1.4)$$

と表せる。ここで、 i_{sig-sp} と i_{sp-sp} は、それぞれ信号光と ASE 雑音のビート、ASE 雑音と ASE 雑音のビートにより生じる電流であり、

$$i_{sig-sp} = 2R(GP_s \rho_{ASE} \Delta f_s)^{1/2} \sum_{m=1}^M \cos\{(\omega_s - \omega_m)t + \varphi_m - \varphi_s\} \quad (5.1.5)$$

$$i_{sp-sp} = 2R\rho_{ASE} \Delta f_s \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \cos\{(\omega_n - \omega_m)t + \varphi_m - \varphi_n\} \quad (5.1.6)$$

である。これらの分散 $\langle i_{sig-sp} \rangle$ と $\langle i_{sp-sp} \rangle$ を求める。分散は、各電流を2乗して、時間平均を取ることによって求められる。その詳細な計算は省略するが[28]、結果のみを示すと以下となる。

$$\langle i_{sig-sp} \rangle = 4R^2 GP_s \rho_{ASE} \Delta f_e \quad (5.1.7)$$

$$\langle i_{sp-sp} \rangle = 4R^2 GP_s \rho_{ASE}^2 \Delta f_e (f_0 - \Delta f_e / 2) \quad (5.1.8)$$

Δf_e はPDの帯域幅である。また、ショット雑音の分散 $\langle i_{Shot} \rangle$ は

$$\langle i_{Shot} \rangle = 2q(RGP_s + P_{ASE}) \Delta f_e \quad (5.1.9)$$

である。

5-1-2 自然放出光雑音と光2トーンをPDに入力したときの出力雑音

光雑音を含む光2トーンをPDに入射したときの出力電力および出力雑音を求める。Fig. 5.1.1にASE雑音を含んだ光2トーンモデルを示す。入力光信号パワー P_{PDin} [W]、光信号雑音比 (Optical Signal to Noise Ratio: OSNR)、雑音電力密度 ρ_{ASE} の光を帯域 B_{opt} のOBPFで帯域制限を行った後に変換効率 R [A/W]のPDに入射する。PD出力を帯域 B_e のRFSAで観測したときのSNRを求める、信号電力 P_{RF} [W]は

$$P_{RF} = (RP_{PDin})^2 Z / 2 \quad (5.1.10)$$

である。この時のPD出力をRFスペクトルアナライザ (RFSA)で観測する場合のSNRを求める。そのためにも、各雑音について以下検討する。なお、2トーン信号は単偏光で電力は等しく、ASE雑音に周波数依存性がなく無偏光とする。パラメータはTable 5.1.1のとおりである。

- ASE 雑音電力密度 ρ_{ASE}

光雑音電力は、帯域 B_o が12.5GHz (0.1nm)の光測定器で測定した時の電力とする。1トーン光電力 $P_{in} = P_{PDin} / 2$ とASE雑音電力密度 ρ_{ASE} の関係は、光の信号雑音電力比OSNRを用いて

$$OSNR = P_{in} / (\rho_{ASE} B_o) \quad (5.1.11)$$

と表すと、 ρ_{ASE} [W/Hz]は

$$\rho_{ASE} = P_{in} / (OSNR B_o) \quad (5.1.12)$$

と計算できる。

- 信号光ショット雑音電力密度 $\rho_{sigshot}$

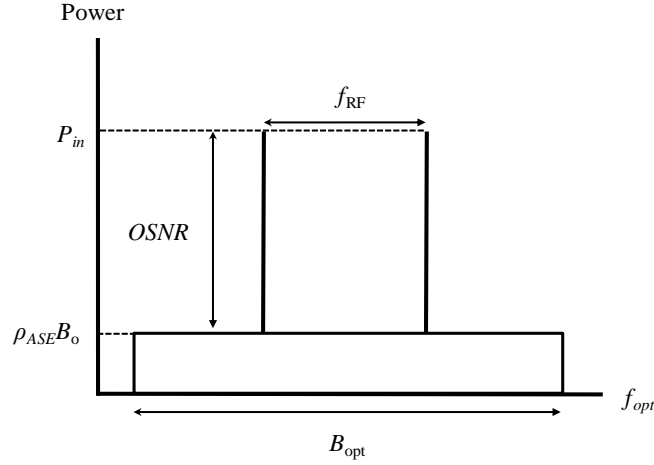


Fig. 5.1.1. Optical two tone with ASE noise.

Table 5.1.1. Constants used for simulations.

k_B	Boltzmann constant[J/K]	$1.381 \cdot 10^{-23}$	B_e	RF bandwidth [MHz]	1
e	Elementary charge[C]	$1.602 \cdot 10^{-19}$	R	PD conversion efficiency [A/W]	0.6
c	Light speed [m/s]	$2.998 \cdot 10^8$	Z	Input impedance of RF circuit [Ω]	50
λ	Light wavelength [m]	$1550 \cdot 10^{-9}$	T	Temperature [K]	290

ショット雑音とは、PD に入力される光の量子的ゆらぎによって生じる雑音である。単位抵抗あたりの信号光によるショット雑音電力密度 $\rho_{sigshot}$ [A^2/Hz]は、PD 入力信号電力 P_{PDin} 、光電流を I_{PD} として以下のとおりである。

$$\begin{aligned}\rho_{sigshot} &= 2eI_{PD} \\ &= 2eRP_{PDin}\end{aligned}\quad (5.1.13)$$

・ ASE ショット雑音電力密度 ρ_{spshot}

ASE 雑音による単位抵抗あたりのショット雑音電力密度 ρ_{spshot} [A^2/Hz] は以下である。

$$\rho_{spshot} = 2eR\rho_{ASE}B_{opt}\quad (5.1.14)$$

・ 信号光 -ASE ビート雑音電力密度 ρ_{s-sp}

ビート雑音とは、光信号および雑音と、他の周波数成分とのビートを PD が検出することで発生する雑音である。1 トーン信号光が、周波数 $\pm f_{RF}$ (60GHz) の無偏光の ASE 雑音とビートをなすとき、単位抵抗あたりのビート雑音電力密度 ρ_{s-sp} [A^2/Hz] は以下である。

$$\rho_{s-sp} = 2R^2P_{in}\rho_{ASE}\quad (5.1.15)$$

2 トーンの場合も同じである。また、OBPF 帯域幅 B_{opt} が $3f_{RF}$ 以下のとき、信号光とビートをなす雑音 (赤線) 1/2 となる。この関係を Fig. 5.1.2 に示す。本章では、 B_{opt} が $3f_{RF}$ より十分広い

ものとしてシミュレーションを行う。

・ ASE - ASE ビート雑音電力密度 ρ_{sp-sp}

Fig. 5.1.3 のような, Δf の周波数差のある ASE 雑音による単位抵抗あたりのビート雑音電力密度 $[\text{A}^2/\text{Hz}]$ は, 以下ようになる。

$$\rho_{sp-sp} = 2(R\rho_{ASE})^2(B_{opt} - \Delta f) \quad (5.1.16)$$

ρ_{ASE} が無偏光であるとき, 電力は 1/4 となり,

$$\rho_{sp-sp} = (R\rho_{ASE})^2(B_{opt} - \Delta f)/2 \quad (5.1.17)$$

ここで, Δf は $f_{RF} \pm B/2$ の範囲で変化するので本来積分が必要だが, ρ_{ASE} が周波数に依存しないので $\Delta f = f_{RF}$ とする。

また PD 出力後の RF 回路における熱雑音電力を考慮する必要がある。一般に, 熱雑音電力密度は $k_B T$ である。これらの雑音電力の合計が, RFSA で測定される雑音である。

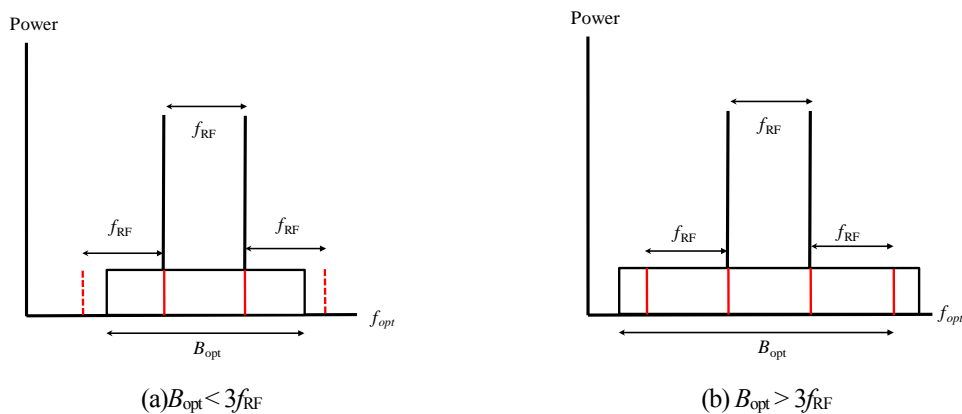


Fig. 5.1.2. Signal-ASE beat noise.

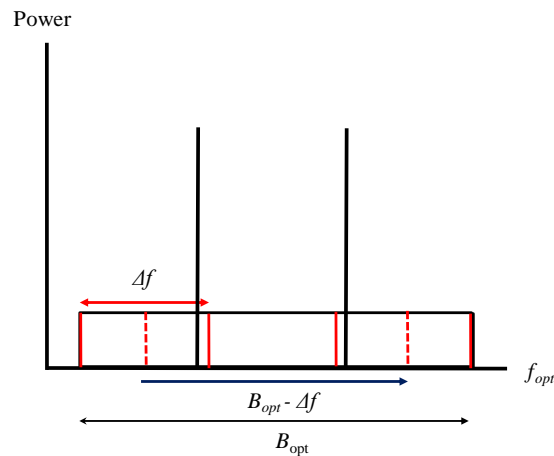


Fig. 5.1.3. ASE-ASE beat noise.

5-1-3 自然放出光雑音と n 本の光コムを PD に入力したときの出力雑音

上記の光 2 トーンについての議論を元に、コムの本数が n 本の場合について検討する。これは、光パルス圧縮を行いコムの本数が増える場合を想定してのことである。ここでは光パワー P_{PDin} は一定とし、光コムの本数 n_c のみが変わるものとする。また、上記では各光スペクトル電力対光雑音電力の比を OSNR としていたが、 n_c のみを変えて雑音電力は n_c に依存しないという条件の元シミュレーションを行うため、以下とする。

$$OSNR = P_{PDin} / (\rho_{ASE} B_o) \quad (5.1.18)$$

$$\rho_{ASE} = P_{PDin} / (OSNR B_o) \quad (5.1.19)$$

このモデルを Fig. 5.1.4 に示す。また、 P_{RF} および ρ_{s-sp} は以下となる。

$$P_{RF} = \left(R P_{PDin} 2 \frac{n_c - 1}{n_c} \right)^2 Z / 2 \quad (5.1.20)$$

$$\begin{aligned} \rho_{s-sp} &= 2(2n_c) R^2 (P_{in} / n_c) \rho_{ASE} \\ &= 4R^2 P_{in} \rho_{ASE} \end{aligned} \quad (5.1.21)$$

以上より、帯域幅 B_e [Hz]，入力インピーダンス Z [Ω] の RFSA で観測した時の熱雑音電力 N_{therm} ，信号光ショット雑音電力 $N_{sigshot}$ ，ASE ショット雑音電力 N_{spshot} ，信号光 ASE ビート雑音 N_{s-sp} ，ASE-ASE ビート雑音電力 N_{sp-sp} は以下となる。

$$\begin{aligned} N_{therm} &= k_B T B_e \\ N_{sigshot} &= 2e R P_{PDin} Z B_e \\ N_{spshot} &= 2e R \rho_{ASE} B_{opt} Z B_e \\ N_{s-sp} &= 4R^2 P_{PDin} \rho_{ASE} Z B_e \\ N_{sp-sp} &= (R \rho_{ASE})^2 (B_{opt} - \Delta f) Z B_e / 2 \end{aligned} \quad (5.1.22)$$

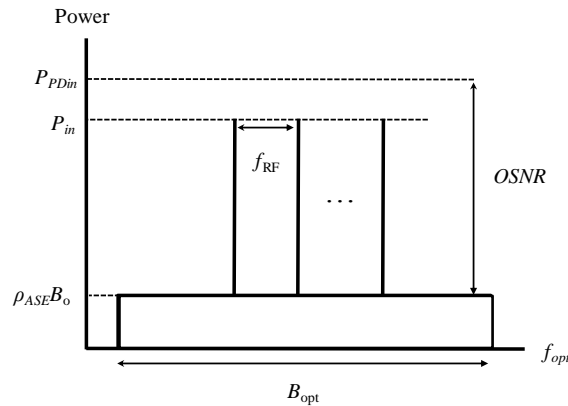


Fig. 5.1.4. P_{PDin} vs OSNR for optical frequency comb.

これらの合計を N_{total} とすると、SNR は次のように求められる。

$$SNR = \frac{P_{RF}}{N_{total}} \quad (5.1.23)$$

5-2 光雑音を含んだ光信号を用いた高周波発生時の出力の SN 比シミュレーション

5-1-3 で得られた式を元に、各種条件を変えた時の SNR のシミュレーションを行う。シミュレーションに用いるパラメータは Table 5.1.1 のとおりである。RF 周波数 f_{RF} は 60 GHz とした。まず、OSNR と B_{opt} を変えた時の SNR のシミュレーションを行った。この時、 P_{PDin} は 0 dBm とした。次に、OSNR と P_{PDin} を変えた時の SNR のシミュレーションを行った。この時、 B_{opt} は光スペクトルの広がりに対して十分に広い 5 THz とした。

コムの本数 n_c が 2 すなわち光 2 トーンの時、上記のように条件を変えた場合の SNR の計算結果を Fig. 5.2.1 (a), (b) に示す。また、OSNR が 20 dB, 40 dB, 60 dB および B_{opt} が 5 THz の時の信号電力及び各雑音電力をそれぞれ Fig. 5.2.2 (a), (b), (c) に示す。Fig. 5.2.1 (a) より、OSNR が低い時、SNR は B_{opt} が広がると少し増大するが、OSNR が十分に高い時はそれほど変化しないことが分かる。これは、 N_{s-sp} および N_{sp-sp} の影響が小さいためである。Fig. 5.2.1 (b) より、OSNR が低い時は P_{PDin} を高くしても SNR は変わらないが、OSNR が高い時は SNR は P_{PDin} を高くするにつれ増大することが分かる。その理由は Fig. 5.2.2 (a), (b), (c) を見て考察したい。(c) において、 P_{PDin} が低い時は雑音電力は熱雑音に支配されている。熱雑音は P_{PDin} に依存せず一定であり、 P_{PDin} が増大し、 P_{RF} が高くなるほど SNR が高くなる。 P_{PDin} が高い時は雑音の中でも N_{sp} が支配的となる。 P_{PDin} に対する N_{s-sp} の増大の傾きは、 P_{RF} と同じである。よって、どれほど P_{PDin} を高くしても SNR は変わらない。(a), (b) を見ると、OSNR が下がるにつれ N_{s-sp} が支配的となる領域が増大している。このため、 P_{PDin} が増えても SNR が一定の領域が増える。

同じく、コムの本数 n_c が 4 の時の SNR の計算結果を Fig. 5.2.3 (a), (b) に示す。また、OSNR が 20 dB, 40 dB, 60 dB の時の信号電力及び各雑音電力をそれぞれ Fig. 5.2.4 (a), (b), (c) に示す。Fig. 5.2.3 を n_c が 2 のときと比べると、SNR が全体的に増大していることが分かる。この理由を Fig. 5.2.4 から検討する。雑音電力は n_c に依存しないが、 n_c が増えると P_{RF} は増大する。そのため、SNR が増大すると考えられる。

n_c が 20 の時の SNR の計算結果を Fig. 5.2.5 (a), (b) に示す。また、OSNR が 20 dB, 40 dB, 60 dB の時の信号電力及び各雑音電力をそれぞれ Fig. 5.2.6 (a), (b), (c) に示す。Fig. 5.2.5 を Fig. 5.2.1, Fig. 5.2.3 と比べると、SNR が増大していることが分かる。これは、上記の理由で P_{RF} が増大したためである。

OSNR と P_{PDin} の関係から、PD への入射平均光パワーを上げると SNR が増大する領域があることがわかる。また、第 5 章までの検討により、光パルス圧縮によりコムの本数が増えると、平均光パワー P_{PDin} が同じ条件では RF 出力 P_{RF} が最大 6 dB 増大する。本章では、コムの本数が増えたときの PD 出力雑音について検討したが、出力の雑音はコムの本数に無関係であることがわかった。よって、提案手法により SNR を 6dB 増大させることができる。

本章で行ったシミュレーションは、各サイドバンドの光パワーが一定であり、 ρ_{ASE} にも周波数依存性がないという状態を仮定してのシミュレーションである。しかし、一般に光信号のサイドバンドパワーは一定ではなく、 ρ_{ASE} には周波数依存性がある。今後は、そのような周波数依存性も考慮したシミュレーションが課題となるであろう。

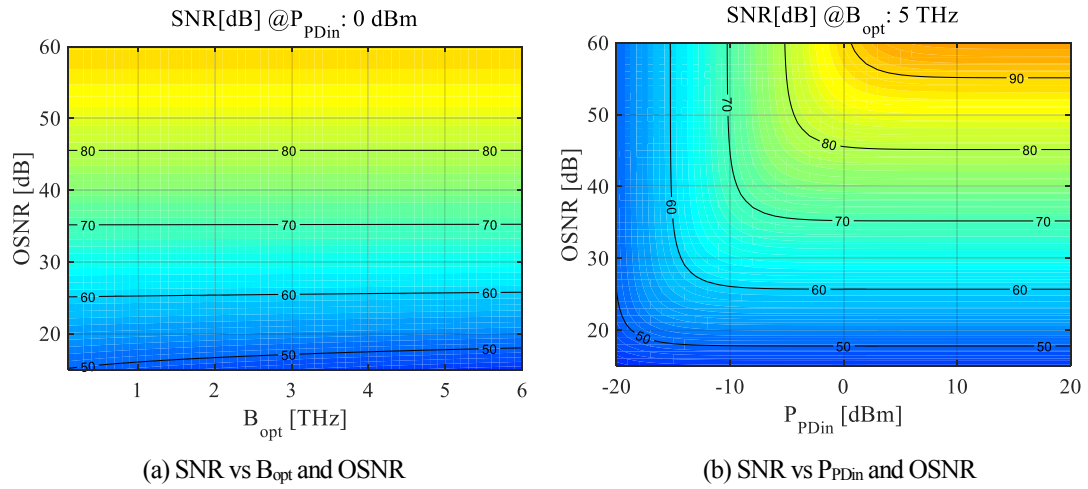


Fig. 5.2.1 SNR contour map ($n_c: 2$).

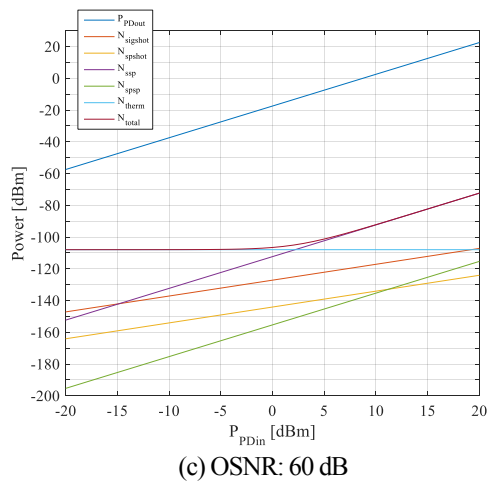
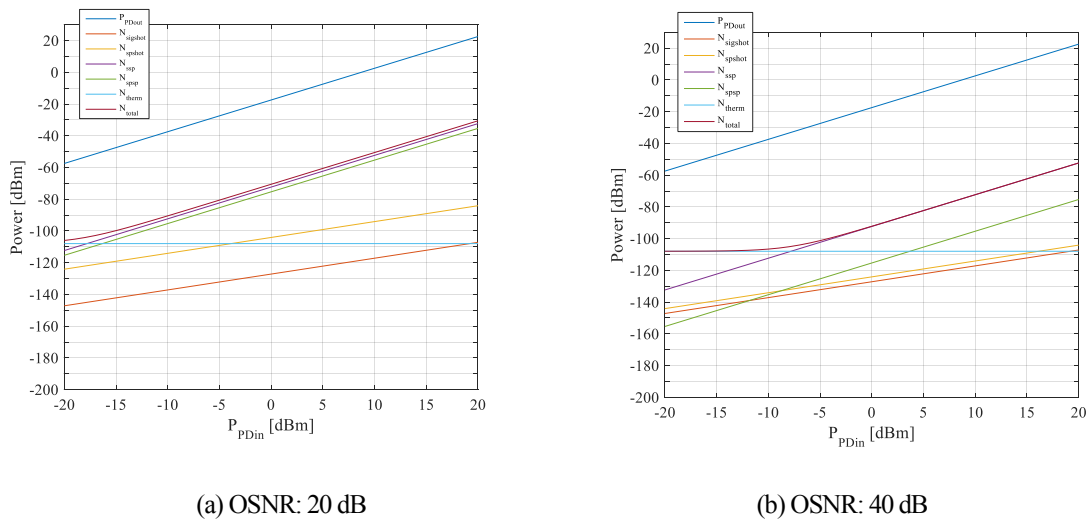


Fig. 5.2.2 Signal and noise power vs P_{PDin} . ($n_c: 2$).

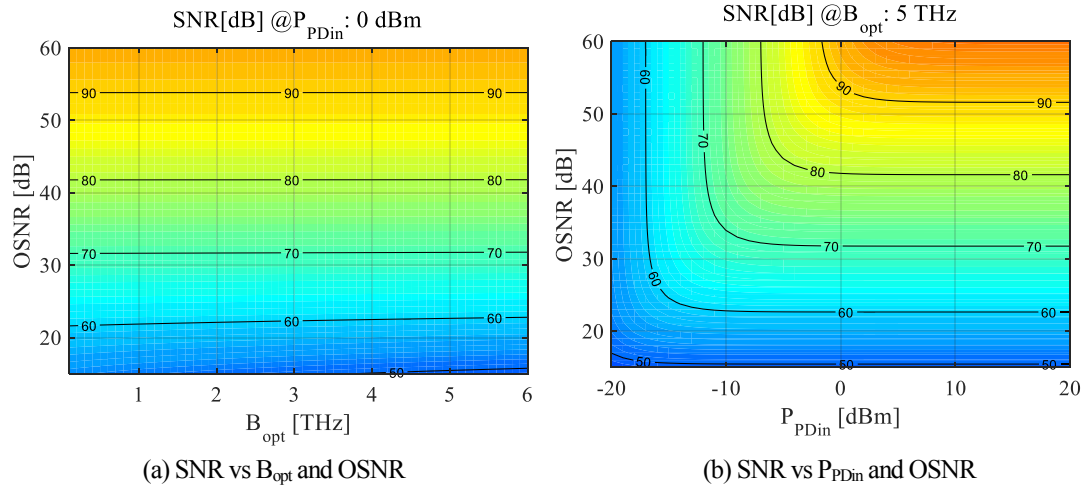


Fig. 5.2.3 SNR contour map (n_c : 4).

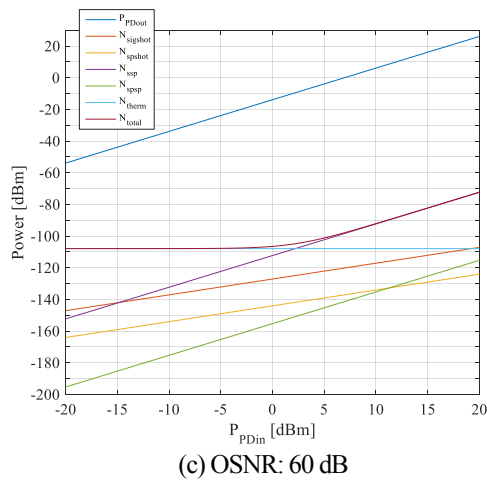
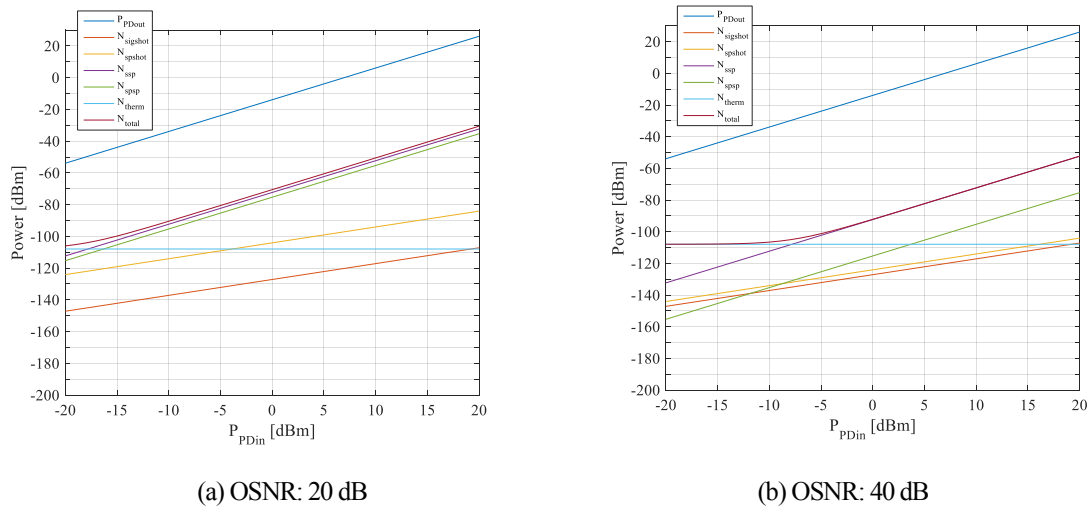
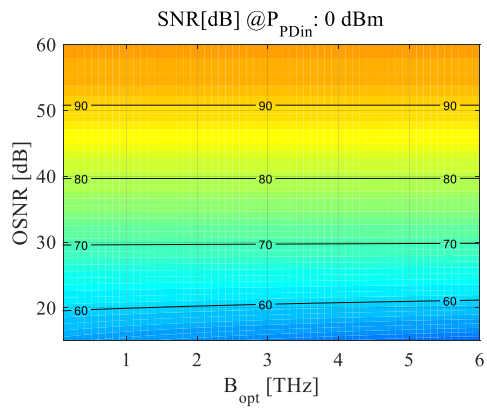
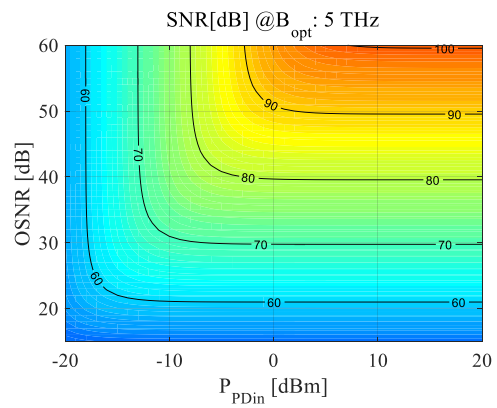


Fig. 5.2.4 Signal and noise power vs P_{PDin} . (n_c : 4).

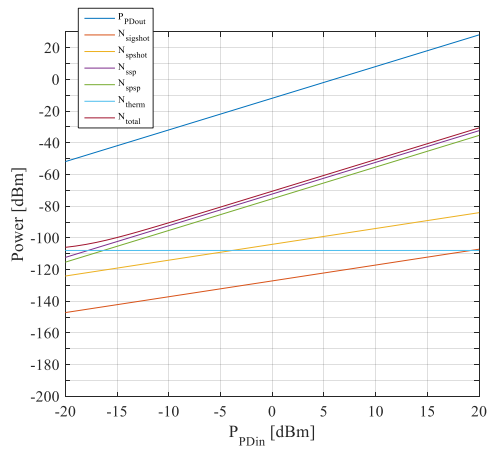


(a) SNR vs B_{opt} and OSNR

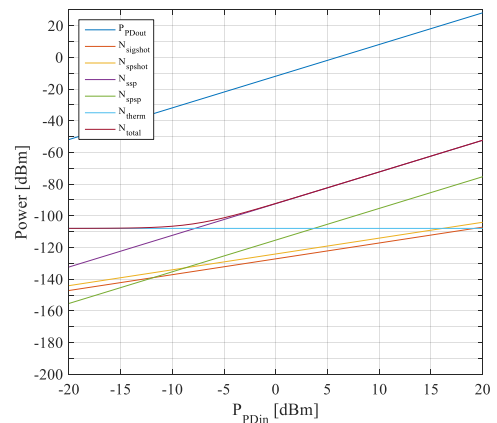


(b) SNR vs P_{PDin} and OSNR

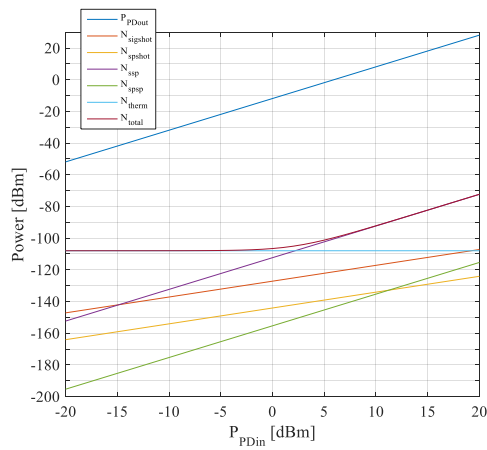
Fig. 5.2.5 SNR contour map ($n_c: 20$).



(a) OSNR: 20 dB



(b) OSNR: 40 dB



(c) OSNR: 60 dB

Fig. 5.2.6. Signal and noise power vs P_{PDin} . ($n_c: 20$).

5-3 第5章のまとめ

本章では、光信号が ASE 雑音を含む時の PD 出力の SN 比について検討した。スペクトル本数が 2, 4, 20 本の場合の、SNR の OSNR, P_{PDin} , B_{opt} に対する関連を示すためシミュレーションを行った。各値間の関係によって、雑音電力全体を支配する雑音が異なるため、SNR もそれに伴い変化する。また、スペクトル本数が増えることで、 P_{RF} も変化し、SNR も変わる事が分かった。

本章の結果は単純な場合のシミュレーションではあるが、光ビート法において光信号のパワーと OSNR が RF 出力の SNR に与える影響を評価できたと考える。

第6章 結論

本研究では、高周波発生技術の1つである光ビート法において、光パルス圧縮を用いて出力を増大させる手法を提案し、検討した。

光ビート法による高周波発生技術において、PDに入力する光パルスの幅が狭くなるとその出力が増大することは知られており、出力増大法も提案されている。しかしながら、従来法の構成は複雑であったため、本論文の第2章において光ファイバを用いた簡易な構成を提案した。第3章において、提案手法を実験およびシミュレーションで検討し、10 GHz, 20 GHz, 60 GHz出力が増大することを確認した。GNLSEを用いたシミュレーションにより、光波の伝搬を数値計算することで光パルス圧縮がなされていることを確認し、短パルスをPDに入射することでRF出力が増大することを確認した。実験により、提案手法が10GHz, 20GHzおよび60 GHz出力の増大に適用できることを実証した。また、近年はより高周波帯の信号が要求されていることを鑑み、第4章では高い非線形性を持つファイバを用いた提案手法による100 GHz, 300 GHzといったサブテラヘルツ帯の出力の増大について、GNLSEのスケール則を用いた計算によって適用できるかどうか推測し、シミュレーションにより本手法が有効であることを示した。本手法において、光信号と雑音が出力信号のSN比にどのように影響するのかを第5章で検討した。光コムが平坦であるという条件のもとでの検討ではあるが、光パルス圧縮を行ってもPD出力雑音は増えず、RF出力が増大するため、結果としてSNRを改善できることを示した。

本研究は、光ビート法における高周波発生における光パルス圧縮を用いた出力の増大および出力信号の評価、計算を行ったものである。この研究成果により、提案手法を用いて高周波出力が増大することが実証され、序論でも述べた高品質な高周波信号の供給に資することになると考える。

参考文献

- [1] H. Murata, "Advanced photonic devices for 5G network in dense user environment," *2017 IEEE Photonics Society Summer Topicals Meeting Series*, pp. 91-92, Aug. 2017.
- [2] A. Jebril, M. Lucente, E. Re, T. Rossi, M. Rurrieri, C. Sacchi, V. Dainelli, "Perspectives of W-band for space communications," 2007 IEEE Aerospace Conference, MT, United States, Mar. 2007.
- [3] J. M. Haynes, T. S. L'Ecuyer, G. L. Stephens, S. D. Miller, C. Mitrescu, N. B. Wood, and S. Tanelli, "Rainfall retrieval over the ocean with spaceborne W-band radar," *J. Geophysical Research*, vol. 114, p. D00A22, 2009.
- [4] L. Li, G. M. Heymsfield, L. Tian, P. E. Racette, "Measurements of ocean surface backscattering using an airborne 94-GHz cloud radar -implication for calibration of airborne and spaceborne W-band radars," *J. Atmospheric and Oceanic Technology*, vol. 22, issue 7, pp. 1033-1045, Jul. 2005.
- [5] B.-H. Ku, O. Inac, O. D. Gurbuz, J. S. Lee, K. Shiozaki, and G. M. Rebeiz, "A 77-81-GHz 16-element phased-array receiver with $\pm 50^\circ$ beam scanning for advanced automotive radars," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol.62, issue 11, pp. 2823-2832, Nov. 2014.
- [6] H. Kiuchi, T. Kawanishi, M. Yamada, T. Sakamoto, M. Tsuchiya, J. Amagi, and M. Izutsu, "Photonic millimeter-wave generation and transmission system applicable to the high-frequency radio interferometers," 2009 IEEE International Frequency Control Symposium Joint with the 22nd European Frequency and Time Forum, pp. 880-885, 2009.
- [7] J. A. Nanzer, P. T. Callahan, M. L. Dennis and T. R. Clark Jr., "Photonic signal generation for millimeter-wave communications," *Johns Hopkins APL Tech. Digest*, vol. 30, no. 4, pp. 299-308, Jan. 2012.
- [8] T. Nagatsuma, S. Horiguchi, Y. Minamikata, Y. Yoshimizu, S. Hisatake, S. Kuwano, N. Yoshimoto, J. Terada and H. Takahashi, "Terahertz wireless communications based on photonics technologies," *Opt. Exp.*, vol. 21, no. 20, pp. 23736-23747, Oct. 2013.
- [9] J. Yao, "Microwave photonics," *J. Lightwave Technol.*, vol. 27, no. 3, pp. 314-335, Feb. 2009.
- [10] X. S. Yao and L. Maleki, "Optoelectronic microwave oscillator," *J. Opt. Soc. Amer. B*, vol. 13, no. 8, pp. 1725-1735, Aug. 1996.
- [11] A. Hirata, M. Harada, T. Nagatsuma, "120-GHz wireless link using photonic techniques for Generation, modulation, and emission of millimeter-wave signals," *J. Lightwave Technol.* vol. 20, issue 10, pp. 2145-2153, Oct 2003.
- [12] F.-M. Kuo, J.-W. Shi, H.-C. Chiang, H.-P. Chuang, H.-K. Chiou, C.-L. Pan, N.-W. Chen, H.-J. Tsai, C.-B. Huang, "Spectral power enhancement in a 100 GHz photonic millimeter-wave generator enabled by spectral line-by-line pulse shaping," *IEEE Photon. J.*, vol. 2, issue 5, pp. 719-727, 2010.
- [13] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics, 4th ed.* Academic Press, Chap. 1, 2007.
- [14] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics, 4th ed.* Academic Press, Chap. 2, 2007.
- [15] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics, 4th ed.* Academic Press, Chap. 3, 2007.
- [16] 下浦 一宏, 「長距離大容量光ファイバ伝送系の最適設計手法に関する研究」, 大阪大学博士論文, 2002.
- [17] 川西哲也, 「光 FSK 変調器による超高消光比変調器の動作解析」, 電子情報通信学会技術研究報告, vol. 107, no. 301, OPE2007-119, pp. 121-125, 2007.
- [18] E. Rouvalis, F. N. Baynes, X. Xie, K. Li, Q. Zhou, F. Quinlan, and J. C. Campbell, "High-power and high-linearity photodetector modules for microwave photonic applications," *J. Lightw. Technol.*, vol. 32, no. 20, pp. 3810-3816, Oct. 2014.
- [19] A. Ramaswamy, M. Piels, N. Nunoya, T. Yin, and J. E. Bowers, "High power silicon-germanium photodiodes for microwave photonic applications," *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 58, no.

11, pp. 3336-3343, Nov. 2010.

- [20] P.-L. Liu, K. J. Williams, M. Y. Frankel, and R. D. Esman, "Saturation characteristics of fast photodetectors," *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.*, vol. 47, no. 7, pp. 1297-1303, Jul. 1999.
- [21] M. Currie and I. Vurgaftman "Microwave phase retardation in saturated InGaAs photodetectors," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 18, no. 13, pp. 1433-1435, Jul. 2006.
- [22] J.-M. Wun, H.-Y. Liu, C.-H. Lai, Y.-S. Chen, S.-D. Yang, C.-L. Pan, J.E. Bowers, C.-B. Huang, J.-W. Shi, "Photonic high-power 160-GHz signal generation by using ultrafast photodiode and a high-repetition-rate femtosecond optical pulse train generator," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 20, issue 6, 3803507, Nov. 2014.
- [23] A. Kobayakov, M. Sauer and D. Chowdhury, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," *Adv. Opt. Photonics*, vol. 2, issue 1, pp. 1-59, Mar. 2010.
- [24] D. Marcuse and C. R. Menyuk, "Simulation of single-channel optical systems at 100 Gb/s," *J. Lightw. Technol.*, vol. 17, no. 4, pp. 564-569, Apr. 1999.
- [25] OFS, "Highly Non-linear Fiber Module Product Sheet," version: 20131210, 2013.
- [26] Dennis Dericson, *Fiber Optic Test and Measurement*, Prentice Hall, 1998.
- [27] Rongqing Hui, Maurice O'Sullivan, *Fiber Optic Measurement Techniques*, Academic Press, 2008.
- [28] 大田啓介, 「増幅された光 2 トーン信号で発生したマイクロ波・ミリ波信号の雑音特性」, 2016年度同志社大学修士論文.

原著論文

論文

- [1] T. Yamaguchi, H. Morimoto, and H. Toda, "RF Output-Power Enhancement by Optical-Pulse Compression in Photonic-Based RF Generation," URSI Radio Science Bulletin, no. 361, pp. 26-33, Jun. 2017.

国際会議

- [1] T. Yamaguchi, H. Morimoto, and H. Toda, "Narrowing of IF band pass filter bandwidth in spurious suppressed opto-electronic microwave oscillator," Asia Communications and Photonics Conference (ACP2015), AM2G.2, Hong Kong, China, Nov. 2015.
- [2] T. Yamaguchi, H. Morimoto, and H. Toda, "Output power enhancement by optical pulse compression in photonic-based RF generation," Proc. 2016 URSI Asia-Pacific Radio Science Conference (AP-RASC 2016), pp. 1528-1530, Aug. 2016.
- [3] T. Yamaguchi, S. Sakakibara, Y. Otagaki, H. Murata, and H. Toda, "Output power enhancement in photonic-based 60-GHz generation by optical pulse compression with a dispersion shifted fiber," 2017 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP 2017), WEP. 28, Beijing, China, Oct. 2017.
- [4] T. Yamaguchi and H. Toda, "Output power enhancement in photonic-based RF generation by optical Pulse compression with a constant dispersion fiber (invited)," Asia Communications and Photonics Conference (ACP 2017), M1E.1, Guangzhou, China, Nov. 2017.

研究会発表

- [1] 山口剛史, 戸田裕之, "スプリアス抑圧型光マイクロ波発振器における光遅延補償量が位相雑音に与える影響," 電子情報通信学会技術研究報告, vol. 115, no. 435, MWP2015-114, pp. 335-339, 2016.
- [2] 山口剛史, 森本裕喜, 戸田裕之, "光ビート法による高周波発生における光パルス圧縮を用いた高周波出力の増大," 電子情報通信学会技術研究報告, vol. 116, no. 156, MWP2016-27, pp. 105-110, 2016.
- [3] 山口剛史, 森本裕喜, 戸田裕之, "光ビート法による高周波発生における光パルス圧縮を用いた出力の増大 ~位相雑音の測定~, " 電子情報通信学会技術研究報告, vol. 116, no. 391, MWP2016-68, pp. 81-85, 2017.
- [4] 山口剛史, 戸田裕之, "光ビート法によるサブテラヘルツ波発生における光パルス圧縮を用いた出力の増大," 電子情報通信学会技術研究報告, vol. 117, no. 409, MWP2017-92, pp. 241-246, 2018.

学会発表

- [1] 山口剛史, 森本裕喜, 戸田裕之, "スプリアス抑圧型光マイクロ波発振器における中間周波数フィルタの狭帯域化に関する検討," 2015年電子情報通信学会ソサイエティ大会, C-14-11, 2015.
- [2] 大田啓介, 山口剛史, 戸田裕之, "増幅された光2トーン信号で発生したマイクロ波・ミリ波信号のSN比," レーザー学会学術講演会第36回年次大会, 10pVII-5, 2016.
- [3] 森本裕喜, 山口剛史, 戸田裕之, "光ビート法による高周波発生における光パルス圧縮を用いた出力の増大," 2016年電子情報通信学会総合大会, C-14-1, 2016.
- [4] 山口剛史, 森本裕喜, 戸田裕之, "光2トーンを種光とした光ビート法による高周波発生に

- おける光パルス圧縮を用いた出力の増大,” 2016 年電子情報通信学会ソサイエティ大会, C-14-5, 2016.
- [5] 山口剛史, 森本裕喜, Usman Habib, Shabnam Noor, Nathan Gomes, 戸田裕之, “光ビート法による高周波発生における光パルス圧縮を用いた出力の増大 —光源の線幅と出力の位相雑音—,” 2017 年電子情報通信学会総合大会, C-14-15, 2017.
- [6] 山口剛史, 榊原成信, 大田垣祐衣, 村田博司, 戸田裕之, “光ビート法による 60GHz 信号発生における光パルス圧縮を用いた出力の増大,” レーザー学会学術講演会第 38 回年次大会, 2018.

謝辞

最後に、本研究を遂行するにあたりお世話になった方々へお礼を申し上げます。

長年にわたり、研究に関する全ての面で多大なるご指導をいただいた同志社大学理工学部電子工学科 光・電子回路システム研究室の戸田裕之教授に深謝申し上げます。また、光エレクトロニクスの面で多くの助言をいただいた理工学部電子工学科 光・電子回路システム研究室の佐々木和可緒教授にお礼を申し上げます。

RF 出力増大に関するシミュレーションプログラムの開発、実験は研究室の元博士前期課程学生・森本裕喜氏と2年間共に研究を行った。また、第5章の SNR に関する研究は、研究室の元博士前期課程学生・大田啓介氏と共に2年間行った研究を土台としている。この研究に深く関わってくれた両氏に深い感謝の意を表す。また、研究活動を共にした研究室の学生諸氏に感謝する。

第2章の 60 GHz 出力増大実験において、実験器材をお貸しいただき、本研究に関して温かい助言を頂いた大阪大学大学院基礎工学研究科・村田博司准教授に篤くお礼を申し上げます。また、実験に協力いただいた同研究科の榊原成信氏、大田垣祐衣氏に感謝する。RF 出力増大について深く議論頂き、20 GHz 出力増大実験において位相雑音の側面から助言を頂いた英国 Kent 大学の Nathan Gomes 教授、博士後期課程学生 Usman Habib 氏、Shabnam Noor 氏に感謝の意を表す。

また、本研究の成果の一部は NICT 委託研究「新世代ネットワークの実現に向けた欧州との連携による共同研究開発および実証」により得られた。関係各位に感謝申し上げます。