

Type-II 周期分極反転 KTiOPO₄ 導波路を用いたスクイズドパルス生成

Generation of pulsed squeezed light with type-II periodically poling KTiOPO₄ waveguide.

丹治 和史(B4), 山岸佑多(M1), 保坂有杜, 高橋和輝(M1), 瀬戸敬央(B4)

Kazufumi Tanji, Yuta Yamagishi, Aruto Hosaka, Kazuki Takahashi, Takahisa Seto

Abstract

Squeezed vacuum pulse was generated using a Type-II waveguide PPKTP. Compared with the previous result using a bulk PPKTP, better spatial matching between a pump pulse and a probe pulse used for OPA gain measurements should be obtained with the waveguide. Preliminary experimental result showed the spectral and temporal matching are still not well achieved. So far, we obtained a squeezed vacuum of 0.7~1.0 dB.

1. はじめに

光を利用した量子情報処理には主に, 単一光子と連続量のスクイズド光が用いられる. 光子対は光パラメトリック下降変換 (SPDC) や量子ドット遷移などで生成されるが, それぞれ生成レートや光子の識別不可能性などの問題があり, スケーリングが容易ではない[1]. 対してスクイズド光は決定論的に生成が可能であり, 単一光子同様に光の量子状態として汎用量子計算を含めた様々な量子情報処理に利用が可能である.

我々はこのスクイズド光を入力状態として用いる波長分割多重プログラマブル量子シミュレータの開発に取り組んでいる[2]. このシミュレータは Aaronson と Arkhipov によって提案されたボソンサンプリング[3]の変形であるガウシアンボソンサンプリング (GBS) [4]が分子の振電遷移解析が行えることを利用したものである[5]. 分子のエネルギーテンシヤル曲線を反映させて遷移確率を計算するには, 制御されたスクイズド状態を用意する必要がある. また多数の振電遷移モードを取り合う買

ためには, マルチモードスクイズド状態が必要になる. 我々の提案する手法では, このマルチモード状態を広帯域なレーザーパルスの周波数モードで実現しようとしている. そのためには, 生成されるマルチモードスクイズド光が *spectrally pure* になるように特殊な位相整合条件を満たす非線形媒質を用いる必要がある. 本研究で用いた Type-II PPKTP は Jin らによってこの条件を満たすことが理論的・実験的に示されている[6].

スクイズド光は縮退した SPDC, 光パラメトリック発振器 (OPO), 4 波混合 (FWM)などの様々な方法で生成される[7]が, 本研究で用いた縮退 SPDC で周波数域の二光子生成を考えると[6], 生成される波動関数は

$$|\Psi\rangle = \iint_0^\infty d\omega_s d\omega_i \phi(\omega_s, \omega_i) \alpha(\omega_s + \omega_i) \hat{a}_s^\dagger \hat{a}_i^\dagger |0\rangle \quad (1)$$

と書ける. $\phi(\omega_s, \omega_i)$ と $\alpha(\omega_s + \omega_i)$ はそれぞれ位相整合関数 (PMF) $\text{sinc}(\Delta k L/2)$ とポンプ光の包絡線関数 (PE) $\exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{\omega_s + \omega_i - \omega_p}{\sigma_p}\right)^2\right\}$ である. したがって

生成されるシグナルとアイドラの光子のスペクトルと強度の関係は PMF と PE の積で表される. これを *joint-spectral amplitude* (JSA) という. このとき重要となるのが波数分散 $\Delta k = k_p - k_s - k_i - 2\pi/\Lambda$ (Λ は結晶の反転周期) である. これによって位相整合関数が特性づけられる. Δk は Sellmeier 方程式で波長に対する屈折率を計算することで求められる. Type-II PPKTP で生成されるシグナルとアイドラの光子対のスペクトルは Fig. 1 (c) のようになっている. Type-II PPKTP はその特有の波数分散によ

(a)

(b)

って Fig. 1 (b)のように PE と逆向きの PMF を持っているため JSA が円形に近づく. JSA が真円に近づくほど周波数域でのシグナル光子とアイドラ光子の縮退がよくなり, 周波数単一モードでの光子放出が可能になる. 周波数域でのモードは次の Schmidt 分解によって得ることができる.

$$\phi(\omega_s, \omega_i)\alpha(\omega_s + \omega_i) = \sum_j c_j \psi_{ij}(\omega_i)\psi_{sj}(\omega_s) \quad (2)$$

ここで ψ_{ij} と ψ_{sj} はそれぞれアイドラ光とシグナル光の j 番目の Schmidt モード, c_j は j 番目のモードの複素確率振幅である. 式(2)よりその purity は $p = \sum_j c_j^4$ で定義され, 出力される光子対を構成する周波数モード数である Schmidt number K は $K = 1/p$ で与えられる.

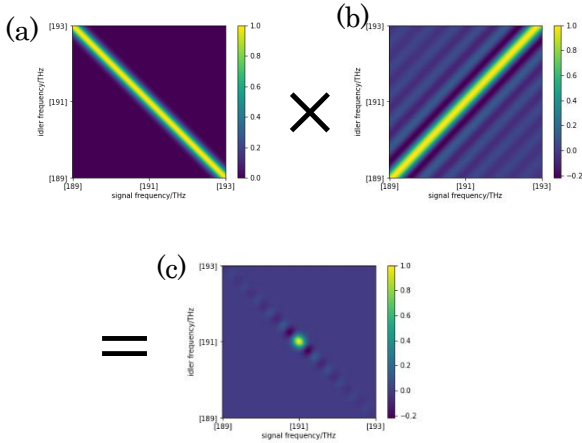


Fig.1. Numerically simulated joint-spectral amplitude. (a) Pump envelope. (b) Phase-matching function. (c) joint-spectral amplitude.

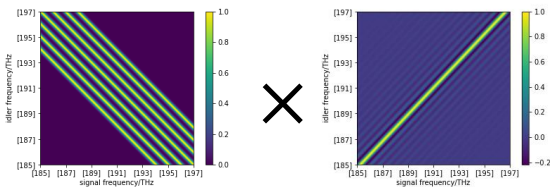


Fig.2 Numerically simulated frequency multi-modes JSA. (a) shaped pump envelope. (b) Phase matching function. (c)

このように Type-II PPKTP では位相整合関数によりポンプ光の周波数帯域幅を調整すれば単一に近い Schmidt モードでの SPDC が可能となるため, ポンプ光を波形整形して周波数マルチモード励起とすることで, マルチモードの周波数多重 SPDC が可能となる (Fig.2). この位相整合条件で位相敏感光パラメトリック過程を動作させると周波数多重 OPA によるスキーズド光生成が可能となる.

スキージングレベルを決めるスキージングパラメータ r は次の式で与えられるようにポンプ光の振幅に依存する.

$$r = \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\omega_s \omega_i}{n_s(\omega_s) n_i(\omega_i)}} \chi^{(2)} |E_p| \quad (3)$$

また, 高いレベルのスキーズド状態を生成するためには, ポンプ光, シグナル光, アイドラ光の時間および空間的モードマッチングが重要となる.

我々は既にバルクの Type-II PPKTP での周波数 2 モードのスキーズド光の生成を行っている. しかし, モードマッチングが悪く (効率 $\eta = 0.18$, 特に低い空間モードマッチングの寄与が大きい), スキージングレベルは -0.66 dB程度と高い値を得ることができていない. したがってこの空間的モードマッチングを改善するために本研究では Type-II PPKTP 導波路を用いてスキーズド光を生成し, そのゲインを振電遷移解析にたり得るものとするを目標とした. 例えばギ酸では最大で -1.65 dBのスキ

ージングが必要である[5]. なお Type-II PPKTP 導波路を用いたスクイーズド光の生成先行例は参考論文[8]や[9]があり, 特に参考論文[8]では -1.65 dBのスクイージングレベルを達成している.

2. 結晶特性

今回用いた導波路は Advr 社製の導波路であり Fig. 3 のように 30 本の導波路が 1.5 mm \times 20.2 mmの結晶中にある. 導波路 2 μ m, 3 μ m, 4 μ mの導波路が2本ずつで計6本あり一つのブロックになっている. それぞれの位置関係は以下の Fig. 3 のようになる.

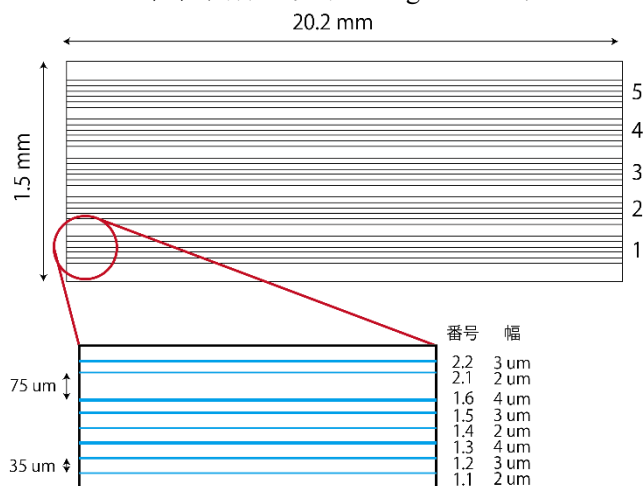


Fig. 3. The schematic of the PPKTP waveguide.

製作上の歩留まりの都合上, 全ての導波路が今回用いる波長変換である 785 nm \rightarrow 1570 nm + 1570 nmを満たす反転周期となっているわけではない. そのため, 逆変換である波長可変の半導体 CW レーザ (santec 社製, TSL-550) を用いて赤外域からの second harmonic generation (SHG) を測定して位相整合を満たす波長を測定した (Fig. 4). 室温環境下 (23 $^{\circ}$ C) で SHG が最大になる波長はそれぞれの導波路で Table. 1 のようになった. このうち波長が 1570 nmに近く強度が高い 1.6 番と 3.5 番の導波路を詳しく調べた.

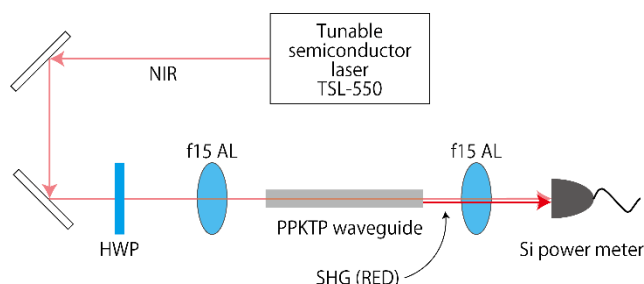


Fig. 4. Experimental setup for measurement of phase matching.

Table. 1. The correspondences between wavelength and the maximum intensity of SHG in each waveguide.

番号	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	2.1	2.2	2.3	2.4
波長(nm)	1502	1617	1536	1561	1590	1566	1506	1596	1530	1560
強度(nW)	189	60	190	130	1900	600	465	950	450	120
番号	2.5	2.6	3.1	3.2	3.3	3.4	3.5	3.6	4.1	4.2
波長(nm)	1580	1557	1567	1588	1524	1559	1578	1548	1504	1584
強度(nW)	650	1270	260	130	900	200	1250	450	570	1660
番号	4.3	4.4	4.5	4.6	5.1	5.2	5.3	5.4	5.5	5.6
波長(nm)	1527	1560	1580	1562	1507	1593	1535	1500	1597	1629
強度(nW)	980	100	900	1260	364	1400	15	50	600	65

次にこれらの導波路で温度を変化させ位相整合を満たす波長の変化を調べた (Fig. 5). 温度コントローラの都合上, 温度は 20 $^{\circ}$ C \sim 60 $^{\circ}$ Cで変化させた. しかし, この領域では温度の変化に伴って 1570 nmを満たすように変化はしなかった.

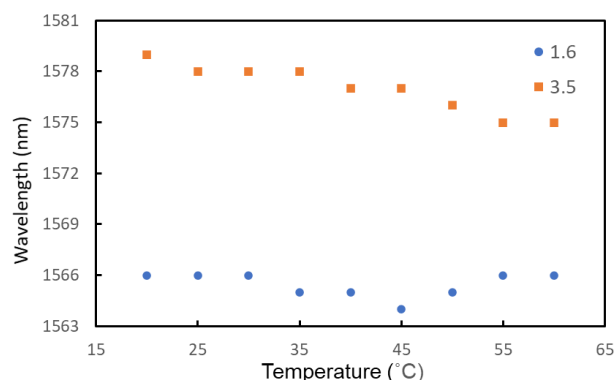


Fig. 5. The relation between temperature and wavelength satisfying phase matching. Blue: the waveguide of No. 1.6. Orange: the waveguide of No. 3.6.

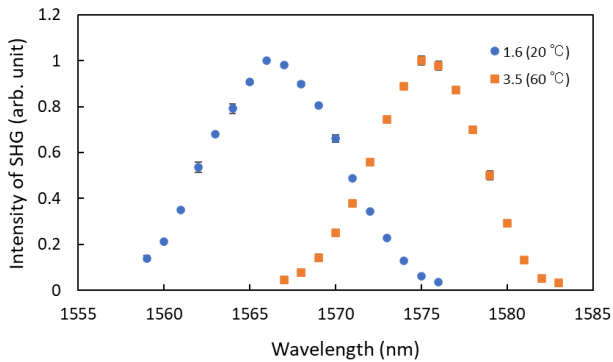


Fig. 6. The relation between wavelength and intensity of SHG. Blue: the waveguide of No. 1.6. Orange: the waveguide of No. 3.6.

したがってこれら2つの導波路の波長とSHGの強度の関係を調べ、より1570 nmにおいて効率のよい導波路を選択することとした。1.6番の導波路の方がより高い効率を得ているので本実験ではこの導波路を用いた。

3. 実験系と結果

3.1. スクイズド光の生成

Fig. 7に示す実験系を作成し、スクイズド光の生成実験を行った。光源としてはSpectra Physics社製のTi:Sapphire励起の波長可変モードロックフェムト秒レーザーMaiTaiを用いており、シグナル光はSPOPOによって生成した。今回はType-IIの位相整合を用いているため、ポンプ光、シグナル光、アイドラ光が結晶中を伝搬する群速度が異なる。本実験では前段と後段にマイケルソン干渉計状の複屈折補償を設置してシグナル光とアイドラ光の時間モードマッチングを補償した。

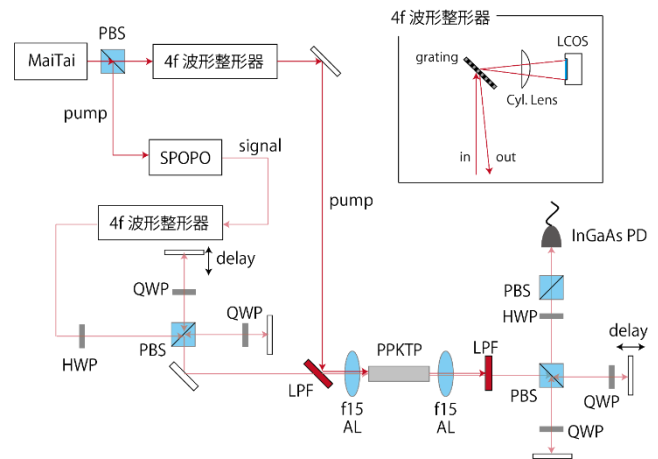


Fig. 7. experimental setup for measurement of squeezing gain. PBS: polarizing beam splitter. SPOPO: synchronously pumped optical parametric oscillator. HWP: half-wave plate. LPF: long pass filter. AL: achromatic lens (AR-coating: 750 nm-1550 nm). LCOS: liquid crystal on silicon.

なお、スクイズング度は、位相感応増幅によるOPAゲインをフォトダイオードで測定することで見積もった。測定結果は次のFig. 8.である。このとき導波路への結合効率は20%程度あり、結合したポンプ光強度は18.5 mW程度であった。

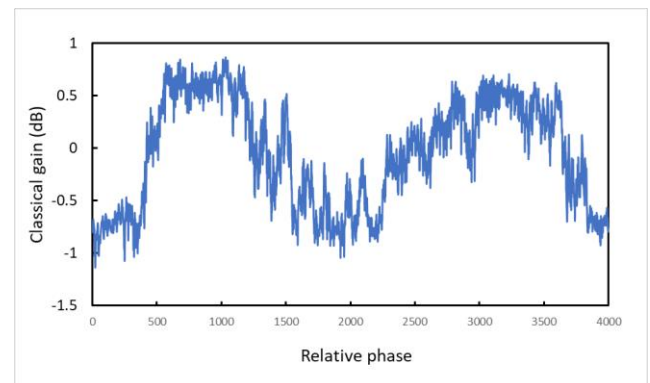


Fig. 8. Relative phase vs. classical gain.

光路長の揺らぎによる位相変動によりデータはかなり揺らいでおり、正確なスクイズングレベルを見積もることはできなかった。これは実験系の都合状導波路が異なる定盤の上に乗っていること、そ

して床が柔らかいため振動によって結合効率が上下してしまっているためと考えられる。

しかし、おおよそではあるがアンチスキューイングレベルは 0.5~0.7 dB 程度であり、スキューイングレベルは-0.7~1.0 dB 程度であると読み取れる。先行研究[8]の-1.65 dBと比較するとかなり低く所望の値を達成することはまだできていない。

3.2. 時間モードマッチングに関する考察

SPOPO から生成したシグナル光の SHG とポンプ光の電界強度相互相関干渉を測定すると Fig. 9 のようになった。両者がガウシアンであれば山ができるだけのようになるはずだが、そうっていない。従ってどちらか一方あるいは両方に分散が乗っていると考えられる。そのため、入射ポンプ光についてプリング分解自己相関計測を行った (Fig. 10)。

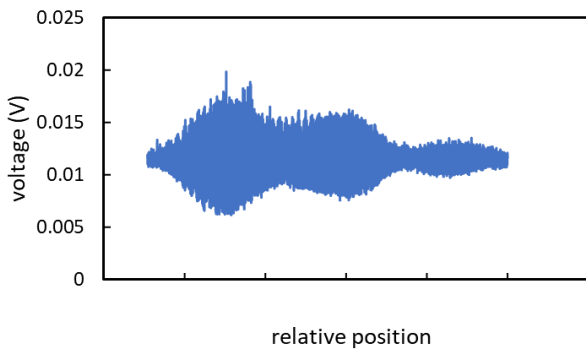


Fig. 9. Electrical field cross-correlation of the pump light and SHG of the signal light.

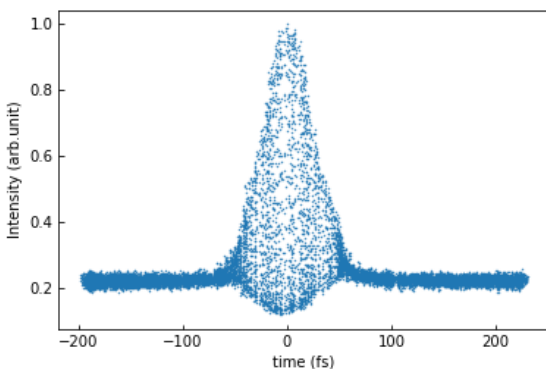


Fig. 10. Interferometric autocorrelation of the pump light.

自己相関波形の下部と上部の比は1:7.2であり、フーリエ変換限界 (FTL) パルスに近い。このときのパルス幅は 61.5 fs 程度である。

また、ポンプ光とシグナル光のスペクトルは Fig. 11. である。シグナル光パルスを FTL と仮定してフーリエ変換すると Fig. 12 のようになる。このときのパルス幅は 328 fs となる。ポンプとシグナルの両者が FTL であれば、シグナル光の 2 倍波もきれいな単一パルスになるので Fig. 9 のような相互相関波形が発生しないので、おそらくシグナル光に分散が乗っていると考えられる。

またシグナル光のスペクトルの半値全幅は現状では 10 nm 程度しかない。ポンプ光の半値全幅が 10 nm 程度であることを考慮すれば、SPOPO で生成されるシグナル光はエネルギー保存側から 40 nm 程度になる必要がある[10]。この程度の帯域を用意することができればシグナル光のパルス幅をさらに狭くでき、時間モードマッチングを向上させることができる。

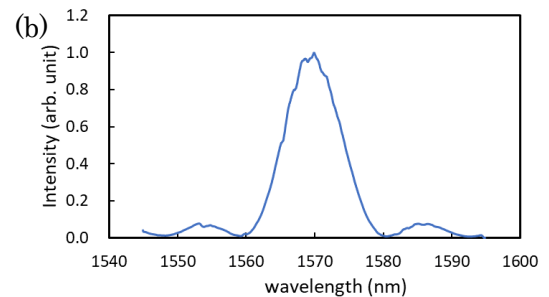
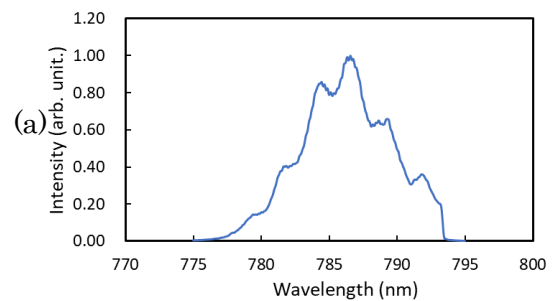


Fig. 11. (a) Spectrum of the pump light. (b) Spectrum of the signal light.

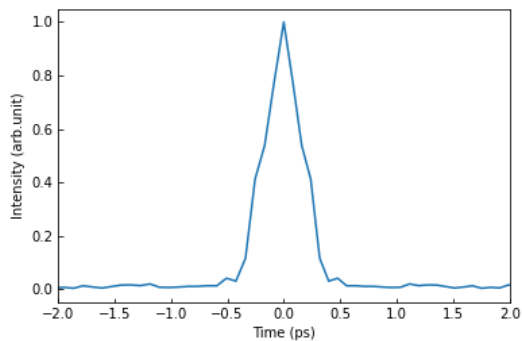


Fig. 12. Fourier transformation of Fig. 11. (b).

4. 今後の展望

本研究では Type-II PPKTP 導波路を用いたスクイーズド光の生成を行った。発生は確認できたが所望のスクイーディングレベルを達成することはできなかった。プローブパルスに群速度分散が乗っているためにモードマッチングが劣化している。4f 波形整形器を用いてその分散を補償する必要がある。また、SPOPO から出るシグナル光のスペクトルが理論・先行研究[10]に比べて狭帯域となっていたため、これが周波数多重化に向けては問題となる。

これらを改善した後、周波数多重スクイーズド光源として Type-II PPKTP 導波路が利用できることを継続して実験を進め、さらに離散的マルチモードでの実現を行う。

References

- [1] M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall, and S. V. Polyakov, "Invited Review Article: Single-photon sources and detectors," *Cite as Rev. Sci. Instrum* **82**, 71101 (2011).
- [2] 保坂有杜, 富田雅也, 大見聡仁, 大塚翼, 山岸優太, 高橋和輝, 和久井健太郎, 達本吉朗, W. Roga, 武岡正裕, and 神成文彦, "波長分割多重プログラマブル量子シミュレータ," *レーザー研究* **48**, 472 (2020).
- [3] S. Aaronson and A. Arkhipov, "The Computational Complexity of Linear Optics," in *Proceedings of the Forty-Third Annual ACM Symposium on Theory of Computing, STOC '11* (Association for Computing Machinery, 2011), pp. 333–342.
- [4] C. S. Hamilton, R. Kruse, L. Sansoni, S. Barkhofen, C. Silberhorn, and I. Jex, "Gaussian Boson Sampling," *Phys. Rev. Lett.* **119**, 170501 (2017).
- [5] J. Huh, G. G. Guerreschi, B. Peropadre, J. R. McClean, and A. Aspuru-Guzik, "Boson sampling for molecular vibronic spectra," *Nat. Photonics* **9**, 615 (2015).
- [6] R.-B. Jin, R. Shimizu, K. Wakui, H. Benichi, and M. Sasaki, "Widely tunable single photon source with high purity at telecom wavelength," *Opt. Express* **21**, 10659 (2013).
- [7] U. L. Andersen, T. Gehring, C. Marquardt, and G. Leuchs, "30 years of squeezed light generation," *Phys. Scr.* **91**, 053001 (2016).
- [8] T. Dirmeier, J. Tiedau, I. Khan, V. Ansari, C. R. Müller, C. Silberhorn, C. Marquardt, and G. Leuchs, "Distillation of squeezing using an engineered pulsed parametric down-conversion source," *Opt. Express* **28**, 30784 (2020).
- [9] M. E. Anderson, J. D. Bierlein, M. Beck, and M. G. Raymer, "Quadrature squeezing with ultrashort pulses in nonlinear-optical waveguides," *Opt. Lett.* **20**, 620 (1995).
- [10] S. T. Wong, K. L. Vodopyanov, and R. L. Byer, "Self-phase-locked divide-by-2 optical parametric oscillator as a broadband frequency comb source," *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, 876 (2010).
- [11] G. Cerullo and S. De Silvestri, "Ultrafast optical parametric amplifiers," *Rev. Sci. Instruments* **74**, 1

(2003).