

二色の光周波数コムによるレーザー冷却法の開拓

物理工学科4年 中西亮

2018/11/19

目次

第 1 章	過去の研究	2
1.1	従来の課題と光周波数コムによる冷却のメリット	2
1.2	二光子コムによるレーザー冷却の理論	2
1.3	Cs 原子の二色のコムによる励起効率の見積もり	3
第 2 章	光周波数コムのテーパアンプによる増幅実験	6
2.1	光周波数コムのテーパアンプによる増幅	6
2.2	テーパアンプのマウンターの組み立て	7
2.3	増幅実験の光学系	9
2.4	測定結果	10
2.4.1	繰り返し周波数の異なるコムの増幅	10
2.4.2	繰り返し周波数 1.6 GHz の 890 nm 付近のコムの増幅	11
2.4.3	ダブルパスでの増幅	12
第 3 章	二色の光周波数コムによる二光子冷却	13
第 4 章	まとめと展望	14

第 1 章

過去の研究

1.1 従来の課題と光周波数コムによる冷却のメリット

従来のレーザー冷却では、アルカリ金属やアルカリ土類金属などの限られた原子しか冷却できなかった。この理由としては主に 2 つの理由が挙げられる。1 つ目としては、水素や酸素を含む多くの原子の遷移エネルギーは真空紫外領域に相当しており現在はこの領域で十分な強度のレーザーを得ることができていないことがある。2 つ目は、多くの原子ではエネルギー準位の構造が複雑であり励起された原子が準安定な準位に緩和してしまうので、これを励起するためのレーザーを用意する必要があり実験の系が複雑化してしまうことである [?].

光周波数コムを用いた二光子のレーザー冷却は、2006 年に Kielinski[?] によって提案された。光周波数コムを用いることにより、上記の 2 つの課題を克服することができる。まず、光周波数コムは高強度のピークパワーをもつため、同じ時間平均パワーをもつ cw レーザーに比べて高効率の非線形工学効果を利用することができ、より高強度の短波長のレーザーを得ることができる。また、光周波数コムの一つ一つの縦モードがリボンレーザーとして機能するために、実験の系を簡単にすることができる。これらの長所により、光周波数コムは cw レーザーよりも効率の良い二光子冷却を実現することができる [?].

本章では、コムを用いた二光子冷却についての過去の研究の内容を紹介する。

1.2 二光子コムによるレーザー冷却の理論

Jayich らの論文 [?] で説明されている、二光子遷移を用いたレーザー冷却の理論を紹介する。コムによる二光子の遷移を考えると、パルスに含まれる二光子のエネルギーもまた、コム（櫛）を形成する。これを二光子コムと呼ぶことにすると、二光子コムの n 番目の縦モードの周波数は

$$f_n = nf_r + 2f_0 \quad (1.1)$$

となる。ただし、 f_r は繰り返し周波数、 f_0 はキャリアエンベロープオフセット周波数を表す。チャープのモード同期レーザーについては実効的な共鳴ラビ周波数を求めることができる。二光子コムの

n 番目のコムの歯共鳴ラビ周波数は,

$$\begin{aligned}\Omega_n &= \sum_p \frac{g_p^{(1)} g_{n-p}^{(2)}}{2\Delta_p} \\ &= \sum_p \frac{e^2 \mathcal{E}_p \mathcal{E}_{n-p}}{\hbar^2} \left\langle e \left| (\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{r}) \left(\sum_i \frac{|\mathbf{i}\rangle \langle \mathbf{i}|}{2\Delta_p^{(i)}} \right) (\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{r}) \right| g \right\rangle\end{aligned}\quad (1.2)$$

ただし, $g_p^{(1)}$ は p 番目のコムの歯による基底状態から中間状態への共鳴一光子ラビ周波数, $g_p^{(2)}$ は p 番目のコムの歯による中間状態から励起状態への共鳴一光子ラビ周波数を表す. $\Delta_p = pf_r + f_0 - f_{gi}$ は一光子の中間状態からの離調である. ただし, f_{gi} は基底状態から中間状態へのエネルギー差をプランク定数 h で割ったものである. また, ϵ_0 は真空の誘電率, c は光速, e は電気素量, \hbar はプランク定数 h を 2π で割った値を表す.

二光子コムの N 番目のコムの歯が共鳴周波数に最も近いとき, 速度 v で動く原子の励起確率の時間平均は,

$$\gamma_{\text{comb}} = \frac{\Omega_N^2 T_r}{4} \frac{\sinh(\gamma T_r/2)}{\cosh(\gamma T_r/2) - \cos(\delta_N(v) T_r)} \quad (1.3)$$

ここで, $\delta_N(v) \equiv 2\pi(f_\mu - f_{ge} - f_N \hat{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{v}/c)$ は N 番目の二光子コムの歯の共鳴周波数からの離調を表す. f_{ge} は励起状態と基底状態のエネルギー差をプランク定数で割ったもの, $\hat{\mathbf{k}}$ はレーザーの進行方向の単位ベクトル, γ は励起準位の自然幅を表す.

離調 $\delta_N(v)$ と自然幅 γ の両方がコムの歯の間隔 ($2\pi f_r$) よりも小さいとき, 二光子コムは二光子ラビ周波数 Ω_N の一つの縦モードとして扱うことができる. この近似の下では, 励起確率は

$$\gamma_N = \frac{\Omega_N^2}{\gamma} \frac{1}{1 + [2\delta_N(v)/\gamma]^2} \quad (1.4)$$

と表せる.

また, (二色のコムによる冷却ではなく) 縮退したコムによる二光子冷却の場合, ドップラー冷却限界温度は

$$T_D = \frac{3}{4} \frac{\hbar \gamma}{2k_B} \quad (1.5)$$

となることが分かっている. ただし, k_B はボルツマン定数

Jayich らの論文 [?] では, 初めて光周波数コムを用いた二光子冷却の実証実験が行われた. Jayich らのグループはルビジウムの縮退した二光子のコムによる一次元のレーザー冷却に成功し, $57 \mu\text{K}$ を達成している.

1.3 Cs 原子の二色のコムによる励起効率の見積もり

Jayich らの論文 [?] では, $5s$ 軌道から $5d$ 軌道への遷移を利用しており, 以下のパラメータの下で実験を行っている.

- 5d 順位の線幅： $2\pi \times 667$ kHz
- レーザーのパルス幅：2 – 5 ps
- レーザーのパワー：500 mW
- レーザービームの直径：1 mm
- レーザーの周波数幅：500 GHz
- コムの繰り返し周波数：80 MHz

Jayich らはこのパラメータの下で励起効率を $\gamma_N \sim 13000 \text{ s}^{-1}$ と見積もっている。

Jayich らの論文 [?] の励起確率の計算手法に習い、今回私達の用いるコムで Cs 原子を冷却する際の励起確率の計算を行った。その計算に際して以下の五つの近似を行った。

(a) $\delta_N(\mathbf{v}) = 0$ とし、

$$\gamma_N = \frac{\Omega_N^2}{\gamma} \quad (1.6)$$

とした。

(b) 二光子励起の際の中間状態として $6P_{\frac{3}{2}}$ 以外の状態を無視した。

(c) 光周波数コムの全ての縦モードの電場の強さが一定であるとして計算を行った。

$$\mathcal{E}_p = \text{const.} \quad (1.7)$$

(d) 以下の関係式を用いた。

$$\Sigma_p \mathcal{E}_p \mathcal{E}_{n-p} \approx 2I/\epsilon_0 c \quad (1.8)$$

(e) $\langle e | (\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{r}) | i \rangle \langle i | (\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{r}) | g \rangle$ の値が Cs 原子と Rb 原子で等しいとした。

(a)-(d) の近似を用いると、励起効率の式 (1.4) は以下のように計算できる。

$$\begin{aligned} \gamma_N &= \frac{\Omega_N^2}{\gamma} \frac{1}{1 + [2\delta_N(\mathbf{v})/\gamma]^2} \\ &= \frac{\Omega_N^2}{\gamma} \\ &= \frac{1}{\gamma} \left[\sum_p \frac{e^2 \mathcal{E}_p^{(1)} \mathcal{E}_{N-p}^{(2)}}{\hbar^2} \left\langle e \left| (\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{r}) \left(\frac{|i\rangle \langle i|}{2\Delta_p^{(i)}} \right) (\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{r}) \right| g \right\rangle \right]^2 \\ &= \frac{1}{\gamma} \left[\sum_p \frac{e^2 \mathcal{E}^{(1)} \mathcal{E}^{(2)}}{\hbar^2} \left\langle e \left| (\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{r}) \left(\frac{|i\rangle \langle i|}{2\Delta_p^{(i)}} \right) (\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{r}) \right| g \right\rangle \right]^2 \\ &= \frac{e^2 \mathcal{E}^{(1)} \mathcal{E}^{(2)}}{2\gamma \hbar^2} \left[\langle e | (\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{r}) | i \rangle \langle i | (\hat{\mathbf{e}} \cdot \mathbf{r}) | g \rangle \sum_p \frac{1}{2\Delta_p^{(i)}} \right]^2 \end{aligned} \quad (1.9)$$

$$\mathcal{E}^{(i)} = \sqrt{\frac{2I_i}{M\epsilon_0 c}} \quad (i = 1, 2) \quad (1.10)$$

ただし、 $\mathcal{E}^{(1)}_p$ は基底状態から中間状態へのコムの p 番目の縦モードの電場の大きさを表し、 $\mathcal{E}^{(2)}_p$ は中間状態から励起状態へのコムの p 番目の縦モードの電場の大きさを表す。 $\mathcal{E}^{(i)}$ ($i = 1, 2$) は近似 (c) の下でのコムの電場の強さを表す。 I_i ($i = 1, 2$) はそれぞれのコムの強度を表す。 M はコムの歯の本数を表し、計算上では2つのコムの歯の数は等しいとした。

まず、Jayich らのグループが計算で得た励起効率から計算すると

$$\langle e | (\hat{\epsilon} \cdot \mathbf{r}) | i \rangle \langle i | (\hat{\epsilon} \cdot \mathbf{r}) | g \rangle = 4.1 \times 10^{-22} \quad (1.11)$$

を得る。この値を Cs でも用いて計算する。

実験系の以下のパラメータを用いて二色のコムでの励起効率の計算を行った。

- 遷移：6s から 8s
- 5d 順位の線幅： $2\pi \times 2.18$ MHz
- レーザービームの直径：0.5 mm
- 760nm 付近の波長を持つコムの強度：1 W
- 894nm 付近の波長を持つコムの強度：10 mW
- コムの繰り返し周波数：1.6 GHz
- 中間状態にもっとも近い二光子コムの歯の $6P_{3/2}$ からの離調が 2GHz

この条件で一光子コムの周波数幅を変化させて励起効率を計算すると、図 1.1 のようになった。切り出す周波数幅を大きくすると、中間状態からの離調が大きくなる分、励起効率落ちることがわかる。ただし、切り出す周波数幅を小さくするとコムの強度も落ちるが、この効果は計算に取り入れられていない。

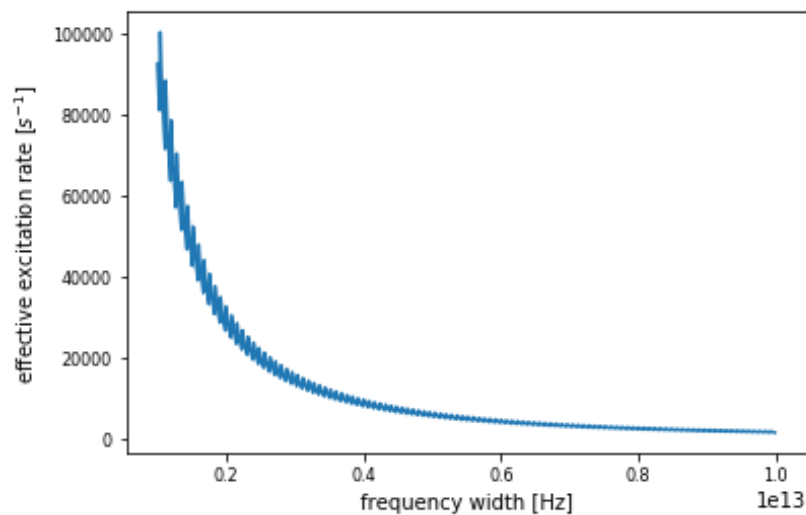


図 1.1: 二光子励起効率の一光子コムの周波数幅に対する依存性

第 2 章

光周波数コムのテーパーアップによる増幅実験

2.1 光周波数コムのテーパーアップによる増幅

二光子励起の励起効率の式 (1.2), (1.3) から分かる通り、励起効率はコムの強度の二乗に比例する。そのため、二光子のレーザー冷却を行うに当たり、高効率の二光子励起を実現するためには高強度のレーザーを用意することが非常に重要である。そのため今回の実験では、光周波数コムから得られた光を TA を用いて増幅するという手段を用いる。しかし、通常 TA は cw レーザーを増幅するために用いられるため、光周波数コムの増幅に用いた場合にどのような振る舞いを見せるかについての過去の研究は限られており、異なる繰り返し周波数に対しての TA の利得を調べた研究はまだない。今回の実験では繰り返し周波数の異なる光周波数コムに対して TA の増幅の様子を測定した。

2.2 テーパーアンプのマウンターの組み立て

今回の実験では、Cs 原子のレーザー冷却に必要なパワーを得るために TA を用いた。光周波数コムの中から 760nm 付近の波長と 890nm 付近の波長を切り出し増幅した。890nm 側の増幅に用いる TA のチップのマウンターに関しては、設計と組み立てを行った。TA のチップは eagleyard 社の EYP-TPA-0915-01500-3006-CMT03-0000 を用いた。TA のチップの構造は図 2.1 のようになっている。

TA チップのマウンターの構造は図 2.2,2.3 のようになっている。ただし、TA チップの入力光

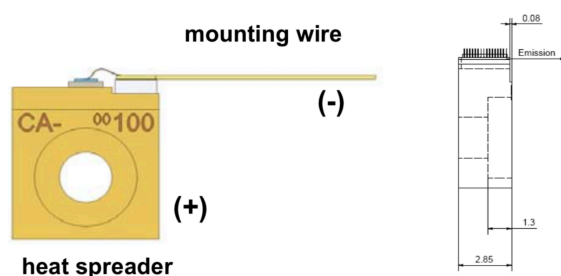


図 2.1: TA チップの構造図 (eagleyard 社のデータシートから引用)

をマスター光、出力光をスレーブ光と呼ぶ。TA チップは銅のブロックにコリメーションレンズ 2 枚と共に取り付けられており、そこに温度センサーと直流電源からの SMA ケーブルが繋がっている。この銅製のブロックをアルミニウム製のブロックを介して光学定盤に固定している。二つのブロックの間にペルチェ素子を挟み、温度を制御している。なお、レンズのマウンターにはアルミニウムを使用している。

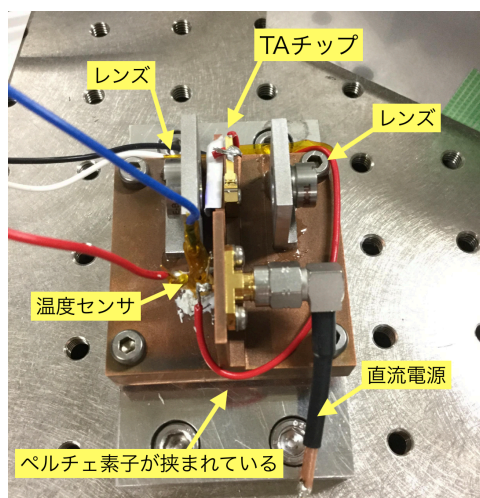


図 2.2: TA チップマウンターの概観

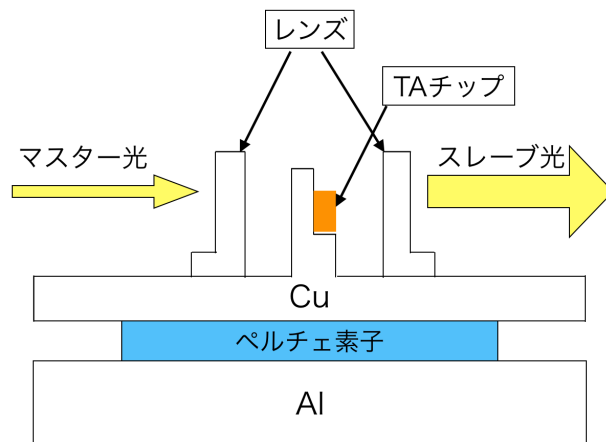


図 2.3: TA チップマウンターの構造図

なお、実際に使用する際には、図 2.4 のようにアクリルボードでケースを作り使用した。また、スレーブ光の形状は光の回折の効果から楕円状になっているため、垂直方向のコリメーションを銅ブロック状のレンズで行い、水平方向のコリメーションを追加のシリンドリカルレンズで行う必要がある。

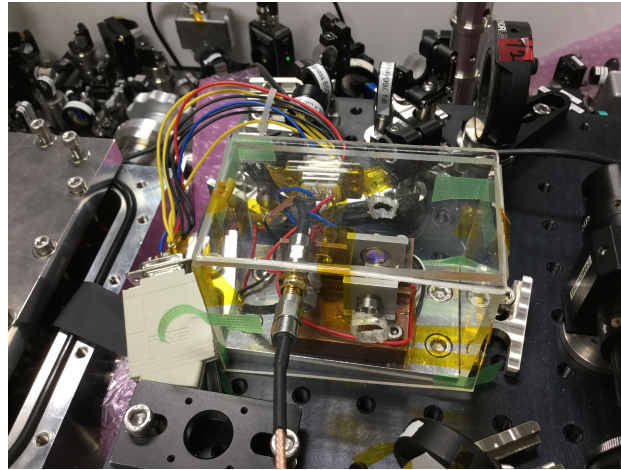


図 2.4: 実際に使用時の TA の様子

2.3 増幅実験の光学系

繰り返し周波数が 120 MHz と 1.6 GHz の二台のコムの、766 nm を中心波長とする幅 10 nm のバンドパスフィルター (BPF) を通過した光を TA で増幅させ、マスター光とスレーブ光のパワーを測定した。その際に、BPF 通過前のコムのスペクトルと、テーパーアンプの入り口と出口でのコムのスペクトルも測定を行った。その際の光学系は図 2.5, 2.6 に示している。繰り返し周波数 120 MHz のコムを用いた実験ではアイソレータを入れないで TA の実験を行ったところ、TA からの戻り光がコムに光フィードバックをもたらし cw 的発振を引き起こすことが観測された。このためアイソレータを使用している。一方で、繰り返し周波数が 1.6 GHz のコムの実験ではアイソレータを使用しなくても、TA からの戻り光がコムの共振器まで戻らず cw 的な発振を起こさなかったため、アイソレータは使用しなかった。

また、自作した TA で繰り返し周波数が 1.6 GHz のコムの、890 nm を中心波長とする幅 10 nm の BPF を通過した光を増幅させ、マスター光とスレーブ光のパワーの測定を行った。その際の光学系は図 2.7 に示した。

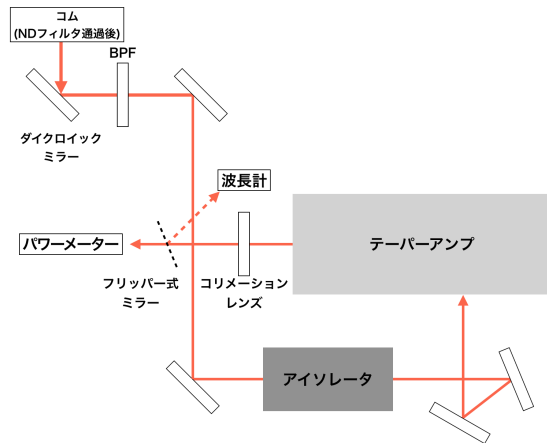


図 2.5: 繰り返し周波数 120 MHz のコムの 766 nm 付近の光を増幅した際の光学系 (アイソレータ有り)

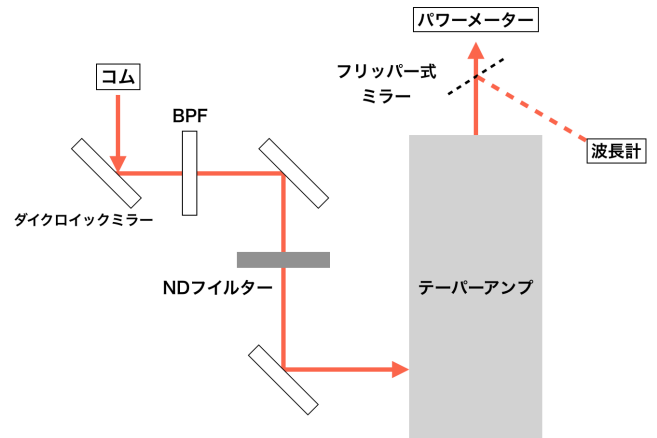


図 2.6: 繰り返し周波数 1.6 GHz のコムの 766 nm 付近の光を増幅した際の光学系

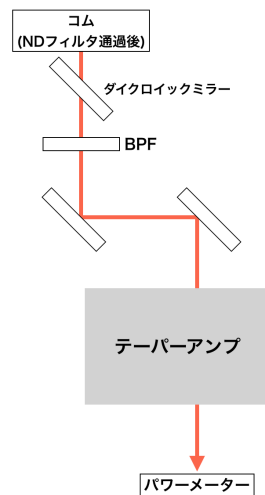


図 2.7: 繰り返し周波数 1.6 GHz のコムの 890 nm 付近の光を増幅した際の光学系

2.4 測定結果

2.4.1 繰り返し周波数の異なるコムの増幅

図 2.8 は 766nm 側のコムを増幅した際の利得のパルスエネルギー依存性依存性を二つの繰り返し周波数に応じて比較したものである。繰り返し周波数 120MHz の利得をみると、パルスエネルギーの増加に対して利得が低下していく様子がわかる。これは、各パルスに含まれる光子数に対して励起状態にあるキャリア数が足りておらずパルスエネルギーの増加に対して利得を保てていない

と考えられる。それに対し、繰り返し周波数 1.6GHz のコムの利得は 120 MHz のコムの利得を下回っている。これはパルス間の時間間隔が 630 ps 程度で短く、十分な反転分布が励起されていないことが原因ではないかと考えられる。

また、スレーブ光強度のマスター光強度依存性を二台のコムで比較すると図 2.9 のようになる。同じマスター光強度で比較すると、繰り返し周波数が 1.6 GHz のコムのスレーブ光強度が上回っていることがわかる。これは同じ光強度の場合、繰り返し周波数が 120 MHz のコムでは繰り返し周波数が 1.6 GHz のコムに比べ一つのパルスに含まれる光子数が多いが、TA 内のキャリア数が少ないので誘導放出に使われない光子数が多くなってしまい光が増幅されないことが原因だと考えられる。一方、1.6 GHz のコムでは一パルスあたりの光子数が少ないため、無駄になる光子が少なく効率よく増幅することができると考えられる。

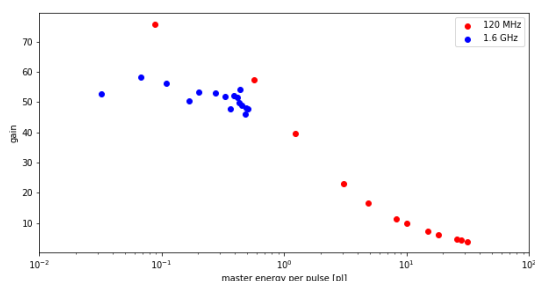


図 2.8: 二台のコムにおける TA の利得のパルスエネルギー依存性の比較

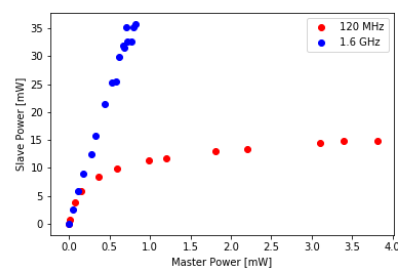


図 2.9: 二台のコムにおけるスレーブ光強度のマスター光強度依存性の比較

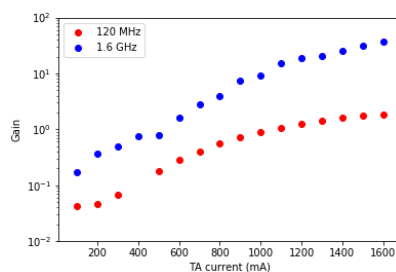


図 2.10: 二台のコムにおける TA の利得の印加電流依存性の比較

2.4.2 繰り返し周波数 1.6 GHz の 890 nm 付近のコムの増幅

繰り返し周波数 1.6 GHz のコムの 885nm から 895nmBPF を通過させた光を TA で増幅した結果を、図 2.11, 2.12 に示す。

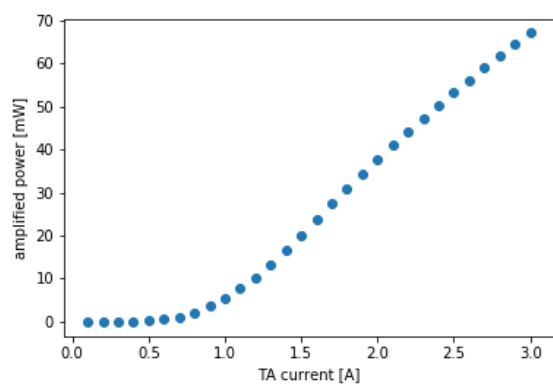


図 2.11: 890nm 側の繰り返し周波数 1.6 GHz での TA のスレーブ光強度の電流依存性

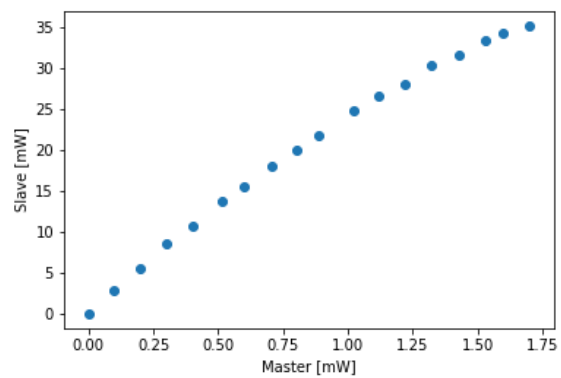


図 2.12: 890nm 側の繰り返し周波数 1.6 GHz での TA のスレーブ光強度のマスター光強度依存性

2.4.3 ダブルパスでの増幅

第 3 章

二色の光周波数コムによる二光子冷却

第 4 章

まとめと展望