

銅蒸気レーザー光の空間的コヒーレンス成長過程

Evolution of Temporal Coherence of a Copper Vapor Laser Beam

尾 松 孝 茂*・黒 田 和 男**

Takashige OMATSU and Kazuo KURODA

パルスレーザーにおけるコヒーレンスの成立過程を知ることはレーザー物理の見地から見て非常に興味深い。われわれは大口径パルスレーザーである銅蒸気レーザーの空間的コヒーレンスがパルス内で成長する過程を実験、理論の両面から解析した。その結果、パルス内でのコヒーレンスの時間変化は、共振器滞在時間の異なるレーザー成分が時間的に入れ替わることで引き起こされることが明らかになった。

1. はじめに

銅蒸気レーザーは、可視域 (510.6nm, 578.2nm) で発振する高繰り返し (~4kHz)、高出力パルスレーザー (平均出力 ~10W) である^{1),2)}。パルス幅は短く、20~30ns 程度である。共振器長は 2~3m が一般的であるから、レーザー光は共振器を 2~3 往復しかできない。したがって、取り出されるレーザー光の空間的コヒーレンスはインコヒーレント (自然放出光) からコヒーレント (レーザー光) へと発振中に急激に変化する。パルスレーザーの空間的コヒーレンスはこれまで時間平均での測定しか行われておらず、時間分解測定が可能になれば、パルスレーザーにおけるコヒーレンス成立のプロセスを観測することができる。レーザー物理の見地からきわめて興味深い。

また、その発振波長 510.6nm のレーザー光の第二高調波 (255.3nm) は紫外域での高繰り返し、高出力光として、半導体産業、光化学反応プロセス等の分野での応用が期待できる^{3),4)}。第二高調波発生の効率はレーザー光のパワー密度に依存するので、高効率化のためには、銅蒸気レーザーをいかに結晶中に集光できるかが最大の問題となる。すなわち、空間的コヒーレンスが第二高調波発生の効率を決定する。

本論文は、銅蒸気レーザー光の空間的コヒーレンスの成長過程を実験、理論の両面から解明し、第二高調波発生をはじめとする非線形光学へ銅蒸気レーザーを応用するための指針を与えるものである。

2. 銅蒸気レーザーの空間的コヒーレンス

2-1 空間的コヒーレンス

光を干渉させてもいつでも干渉縞が見えるわけではなく、光の統計的な性質による。干渉縞の見えやすさを定量的に表したのがコヒーレンスである。

空間的コヒーレンスとは、同一時刻に、異なる二点から出てきた光の相関であり、ヤングの干渉計で干渉縞のコントラストとして観測できる。しかし、ヤングの干渉計ではレーザー光の大部分を遮閉するため、干渉縞の SN 比がよくない。また、ピンホール間隔が変化すると、干渉縞間隔も同時に変化するので計算機処理を行うのに都合が悪い。このような点から考えて、実用的な方法とはいいたい。

2-2 波面反転形干渉計

空間的コヒーレンスの測定には、波面反転形干渉計による測定がきわめて有効である。波面反転形干渉計は非対称な位相ずれ (デフォーカス、コマ収差など) の計測に用いた報告例⁶⁾はあるが、この干渉計をパルスレーザーのコヒーレンス測定に用いたのはわれわれが初めてである⁷⁾。Fig. 1 に示す波面反転形干渉計による空間的コヒーレンスの測定原理について説明する。

レーザー光を BS₁ で二つの光路に分ける。光路 Σ_1 には二枚のミラー、 Σ_2 には三枚のミラーが配置されている。このため、 Σ_1 を通るレーザー光波面 ABC は二枚のミラーを通過後、波面が左右反転し、波面は CBA となる。この波面 CBA が BS₂ に達する。一方、光路 Σ_2 を通過するレーザー光波面は元の波面と同じ ABC のまま、BS₂ に達する。その結果、BS₂ によって、二つの波面 CBA と ABC が重ね合わされて、観測面で干渉

*千葉大学工学部

**東京大学生産技術研究所 第1部

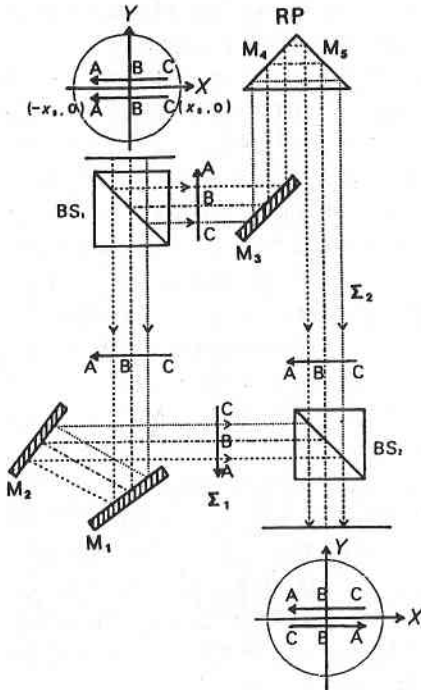


Fig. 1 波面反転形干渉計

縞を作る。波面の折り返し軸上 (Y 軸) では、元の波面の同じ位置同士 B と B が重なりあう。折り返し軸から離れた周辺では元の波面の光軸に対して右と左すなわち、A と C が重なり合うことになる。結果として、折り返し軸に垂直方向には折り返し軸からの距離の二倍のシャリング量が連続的に与えられていることになる。したがって、折り返し軸に垂直方向に干渉縞の Visibility を読みとれば、たちまち、空間的コヒーレンス関数が得られる。ヤングの干渉計のようにピンホール間隔を変化させる操作をまったく必要としない。

この測定法を用いると、原理的にシングルパルスで空間的コヒーレンスが測定可能である。ストリークカメラを用いて干渉縞を読み取れば、1 パルス中におけるコヒーレンス関数の時間変化が読み取れる。

2-3 銅蒸気レーザー光の空間的コヒーレンス

銅蒸気レーザーは、高ゲイン、大口径レーザーであるため、横モードの数がきわめて多い。存在し得る横モード数はフレネル数 $N_F (= D^2/\lambda L)$ で概算できるが、(D はレーザービームの直径、L は共振器長、 λ は波長) $D=20\text{mm}$, $\lambda=0.5\mu\text{m}$, $L=3\text{m}$, の小型な部類にはいる銅蒸気レーザーでさえ、 N_F は 270 にもなる。横モード数はフレネル数の二乗であるから、70000 と非常に大きな数となる。個々の横モードは、共振器の軸に対して傾きを持った光線束でとらえることができ、異なる横モー

ドは互いにインコヒーレントである。さらに、銅蒸気レーザーは光パルスが $\sim 20\text{ns}$ ときわめて短く、共振器からレーザー光として、取り出されるまでに、光が共振器内を最大で 3 往復程度しかしないため、モードは不完全な形で放出されることになる。レーザーパルスを構成している成分を Fig. 2 に示した共振器の図を元と考えてみよう。ここでの共振器の図は不安定共振器構成になっている。

まず、自然放出光が図の共振器を左側に伝播し、増幅され、共振器外に放出される光がレーザーパルスの先頭を形成する。次は、共振器を右側に伝播し、凹面鏡で反射され、共振器を 1 往復して共振器外にでる光が第二の部分形成する。これらの成分は、凸面鏡を経てない。したがって、完全なレーザー光とは呼べず、一般には ASE (amplified spontaneous emission) と呼ばれている。第三番目の成分は一番目の成分のうち、共振器外に放出されずに凸面鏡で反射され共振器を一往復して共振器外に放出される成分、すなわち、自然放出光が共振器を一往復半して放出される成分で、これがレーザー光の最も初期の成分と言える。第四番目の成分は共振器を二往復、第五番目は二往復半と後の成分は、共振器を通過する回数が増えていく。これらの成分を共振器通過回数に対応させて、1pass, 2pass, 3pass, 4pass, 5pass, ……と呼ぶことにすると、pass が増える毎に、観測面から見た光源の発光位置は遠くなる。すなわち、pass の回数の多い成分ほどコヒーレンスがよくなる。銅蒸気レーザーでは、このような、空間的コヒーレンスの異なる成分が時系列的に、あるいは、混在してパルスを構成しているのので、パルスの時間的な位置によってコヒーレンスが大きく異なる。

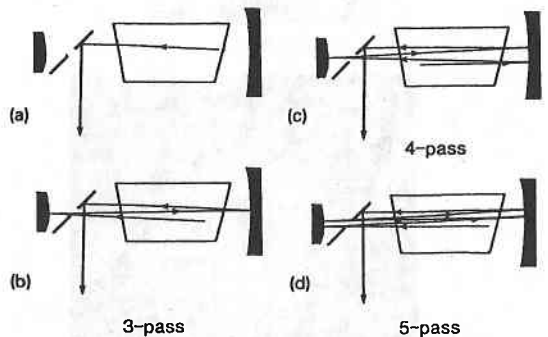


Fig. 2 銅蒸気レーザー光を構成するレーザー成分。(a)は ASE, (b), (c), (d)はレーザー光。共振器の通過回数に対応して、それぞれ、3pass, 4pass, 5pass と名付ける。コヒーレンスは pass の数に対応しており、pass の数が多いほどコヒーレンスはよい。また、5pass は 3, 4pass に比べて、凸面鏡による反射回数が 1 回多いので、コヒーレンスは 3, 4pass より、はるかによい。

3. 銅蒸気レーザーの空間的コヒーレンス測定

3-1 波面反転形干渉計による空間的コヒーレンス測定

倍率60倍の不安定共振器⁸⁾構成(凸面鏡, 凹面鏡の焦点距離がそれぞれ0.05m, 3m, 焦点位置は共焦点)銅蒸気レーザーから取り出されたレーザー光を Spatial Filter (ピンホール径が0.5mmなので, レーザー光はまったく影響を受けない)を通して ASE を低減した後, 波面反転形干渉計に入射し, 最終段のビームスプリッターでできる干渉縞をレンズで観測面に結像する. 観測される干渉縞を Fig. 3(a)に示す.

この干渉縞画像の中央の中抜けは不安定共振器の取り出しミラーの穴によるもので, 干渉縞画像下部のけられはレーザー管内の銅片によるものである. 画像の中央が波面の左右方向の折り返し軸で, 折り返し軸に垂直に周辺部へ向かうにつれて, シヤリング量が大きくなる. この干渉縞画像では, 折り返し軸付近のシヤリング量が小さい領域のみ干渉縞が存在し, シヤリング量の大きい周辺部に干渉縞が見られない. この干渉縞の見える範囲が空間的にコヒーレントな範囲を示す.

3-2 空間的コヒーレンスの時間分解測定

像面にストリークカメラのスリットを配置し, この干渉縞の時間掃引画像を観測する. 使用したストリークカメラは浜松ホトニクス製 C1370-01で, 時間分解能は>

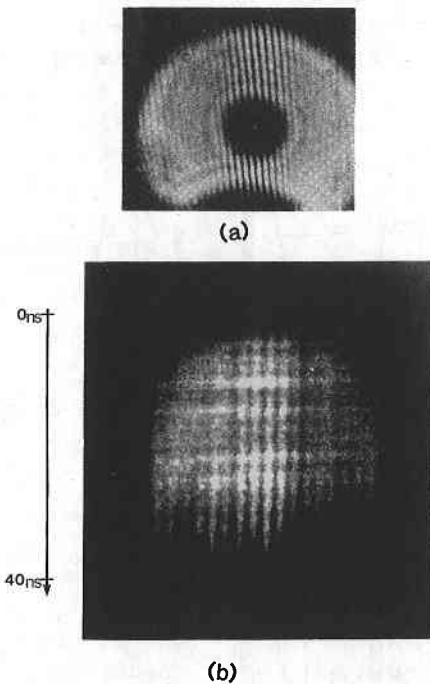


Fig. 3 (a)波面反転形干渉計によって観測される干渉縞. (b)干渉縞の掃引画像

2psである. 干渉縞の掃引画像(不安定共振器倍率60倍, レーザー出力1.5W)を Fig. 3(b)に示す.

横軸は干渉縞の強度, 縦軸は掃引時間である. 掃引の開始時には, 干渉縞は3本程度しか見えないが, 掃引終了近くには, スリット幅全面に多数の干渉縞が見えている. 干渉縞本数が, 空間的コヒーレンスに対応するため, パルス内で段階関数的にコヒーレンスが成長しているのが, この画像から読み取れる. この干渉縞画像を CCD カメラで読み取り, パーソナルコンピュータで解析した. 計測の時間分解能は約 1 ns で, フーリエ変換法⁹⁾によって, コヒーレンス関数の時間変化を算出した. Fig. 4 は掃引開始から, 13ns 後の干渉縞から得たコヒーレンス関数である(倍率60倍, 出力1.95W). コヒーレンス度はシヤリング量が増えるにつれて低下し, 極小点を通過後再び大きくなる. 理想的には極小点でのコヒーレンス度が0となり, この時のシヤリング量が波面上での相関距離(コヒーレンス幅)となるが, このグラフのように実際には, コヒーレンス度0のシヤリング量を見いだすことは難しい. ここでは, コヒーレンス度が初めて1/eまで低下するシヤリング量をコヒーレンス幅と定義した. このグラフから読み取れるコヒーレンス幅は4mmである. Fig. 5は, Fig. 4(倍率60倍, 出力1.95W)と同一条件下におけるレーザー発振中におけるコヒーレンス幅時間変化の測定結果である. (a), (b)はそれぞれパルス波形, コヒーレンス幅の時間変化を示し, 横軸の時間軸は共通である. コヒーレンスはパルスの発振開始から終了までに, 三段階(初期5mm→中期6mm→終期15mm)のステップ関数で向上してゆくことがわかる. 各段階の時間間隔が約10nsと光が共振器を通過する時間に対応していることから, レーザーパルスを構成している成分が共振器通過時間ごとに変化していることを示している. ここでは, さらにコヒーレンスの時間変化を詳細に解析するため, パルス波形が最大値に達する点を時間原点にとり, 時間を5ns(1passの半分時間)毎の時間区間に分割し, その区間内平均値を算出してコヒーレンス幅の時間変化をグラフ化した. 分散の大きい時間領域は,

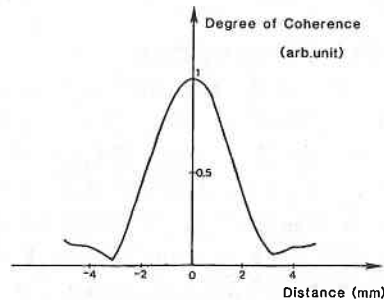


Fig. 4 干渉縞から算出したコヒーレンス関数(発振開始から13ns後)

さらに半分の2.5nsの時間領域に分けた。グラフ中のエラーバーは標準偏差 σ で与えた。また、レーザーの利得とコヒーレンスの関係を解析するため、二つの動作条件で測定した。Fig. 6(a)はレーザー出力が低出力のとき(0.3W~0.8W, 充電電圧11kV, パルス波形シングルピーク), (b)は高出力のとき(1.5W~2W, 充電電圧12.5kV~13kV, パルス波形ダブル~トリプルピーク)の結果である。

(a)と(b)では、コヒーレンスが立ち上がるタイミングが異なり、(b)の方が5 ns 程度遅れる。また、(a)の方が、部分的コヒーレント光からコヒーレント光への移行が急激に起こる(変化と時間微分が大きい)。さらに、パルスのピークより、早い時間領域では、(b)の方が、(a)に比べてコヒーレンスが悪い。このことは、低出力時と高出力時でパルスの先頭を構成しているレーザーの成分比が異なることを示唆している。低出力時と高出力時では、注入電力が違うので、放電管内のガス温度が異なり、銅蒸気密度に大きな差が出る。この差はレーザー利得の大きさに直接寄与する。低出力時に比べて高出力時は利得が大きい。銅蒸気レーザーの飽和強度は小さいので、利得が大きくなり、レーザー管内の光強度が大きくなると、利得はすぐに飽和に達する。このため、低出力時には、利得の飽和が起こりにくく、共振器内を多数回往復して初めて飽和が起こる。すなわち、共振器内を長い時間滞在した光(4pass~6pass)がレーザーパルスの先頭を形成する。一方、高出力時には、利得の飽和が起こり易く、共振器内をせいぜい、一回ないし二回通過する間に利得の飽和が起きる。その結果、共振器内の滞在時間が短い光(3pass~4pass)がパルスの先頭を形成する。以上の

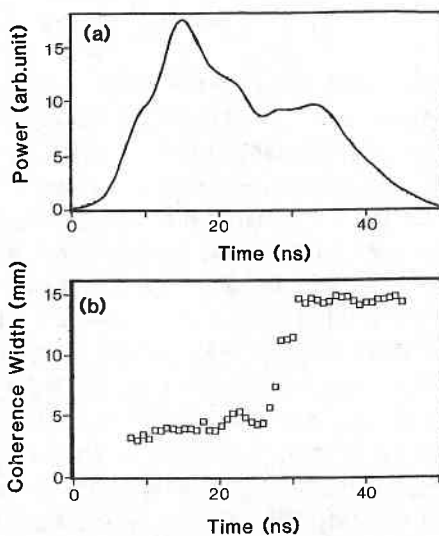


Fig. 5 (a)パルス波形, 不安定共振器倍率60倍, レーザー出力1.95W. (b)コヒーレンス幅の時間変化

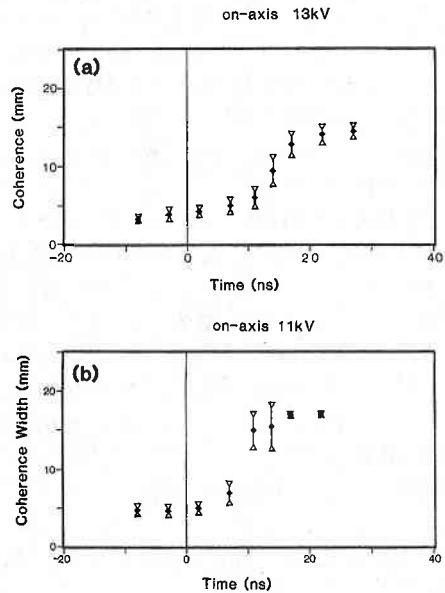


Fig. 6 観測された空間的コヒーレンスの成長過程。(a)充電電圧11kV, レーザー出力0.5W. (b)充電電圧13kV, レーザー出力0.5W. ◆はコヒーレンス幅, ◻△で与えられる範囲はエラーバー

理由から、低出力時と高出力時におけるコヒーレンス成長過程の相違が理解できる。

4. 理 論

4-1 銅蒸気レーザーにおけるレート方程式

銅蒸気レーザーのパルス放電中に起こる現象は、主放電とアフターグローの二つの過程に分けられる。主放電では、電子温度の上昇に伴って、電子衝突による原子(銅, ネオン)の励起, イオン化が起こる。また、同時に弾性衝突過程も起こる。この間に反転分布が形成され、レーザー発振に至る。放電電圧のピークを過ぎると、電子温度が低下し、電子衝突による脱励起過程, イオン再結合過程が主要な現象となる。主放電からアフターグローに移っても、その初期では、ひきつづき、電子衝突による脱励起過程の速い緩和過程が主となる。この結果、銅蒸気レーザーでは出力のスケラビリティーが成り立つ。その後、拡散による遅い緩和(管壁との衝突, Neとの衝突)が主要な現象となる。

Kushner^{10), 11)}は、これらのプロセスに放電回路を加えて、レート方程式をたててシミュレーションを行い、レーザーパルスのエネルギー、大口径レーザー装置における表皮効果によるレーザービームの中抜け等を解析している。本論文ではオプティカルプロセス中のコヒーレンスの成長過程に問題を限定し、アフターグロー中のプロセスは直接扱うことはしない。残留電子密度等の初期条件の設定において、アフターグローの影響を考慮する

にとどめる。このため、原子-原子間の衝突、拡散等は無視し、電子-原子衝突のみを考えて、レート方程式をたてる。また、578.2nmの発振線は上準位、下準位ともに510.6nmの発振線と異なるので無視した。ネオンの各準位密度は放電中の電子密度、電子温度に大きく寄与するので無視できない。

レート方程式をたてる際に取り入れた銅およびネオンのエネルギー準位を Fig. 7 に記す。銅の基底状態 (S) から、レーザー下準位 (D)、レーザー上準位 (P) への励起断面積は、Trajmar の実験値を用いた¹²⁾。基底状態を含まない準位間の励起断面積は、Duetsch の理論式を用いた¹³⁾。イオン化断面積も Duetsch の理論式によった。また、脱励起過程のレートは詳細平衡の原理¹⁴⁾に従い決定した。

実際に解くべき方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = \{-(r_{21} + r_{31} + r_{41}) N_1 + r_{12} N_2 + r_{13} N_3 + r_{14} N_4\} n_e \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = \{-(r_{12} + r_{32} + r_{42}) N_2 + r_{21} N_1 + r_{23} N_3 + r_{24} N_4\} n_e - AN_2 + \sigma_c(P^+ + P^-) (N_2 - g_3 N_3 / g_2) \quad (2)$$

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = \{-(r_{13} + r_{23} + r_{43}) N_3 + r_{31} N_1 + r_{32} N_2 + r_{34} N_4\} n_e + AN_2 + \sigma_c(P^+ + P^-) (N_2 - g_3 N_3 / g_2) \quad (3)$$

$$\frac{\partial N_4}{\partial t} = \{-(r_{14} + r_{24} + r_{34}) N_4 + r_{41} N_1 + r_{42} N_2 + r_{43} N_3\} n_e \quad (4)$$

$$\frac{\partial M_1}{\partial t} = \{-(r'_{21} + r'_{31}) M_1 + r'_{12} M_2 + r'_{13} M_3\} n_e \quad (5)$$

$$\frac{\partial M_2}{\partial t} = \{-(r'_{12} + r'_{32}) M_2 + r'_{21} M_1 + r'_{23} M_3\} n_e \quad (6)$$

$$\frac{\partial M_3}{\partial t} = \{-(r'_{13} + r'_{23}) M_3 + r'_{31} M_1 + r'_{32} M_2\} n_e \quad (7)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\partial N_4}{\partial t} + \frac{\partial M_3}{\partial t} \quad (8)$$

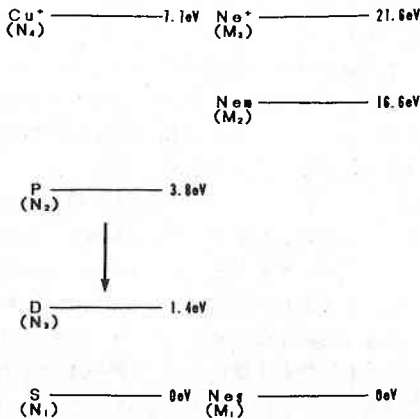


Fig. 7 エネルギーダイアグラム。Cu の P→D がレーザー遷移。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (3kTe/2) = & -\sum_j \sum_i r_{ij} \Delta \epsilon_{ij} N_j - \sum_j \sum_i r'_{ij} \Delta \epsilon'_{ij} M_j \\ & - \{ \sum_i r_{4i} N_i + \sum_i r'_{3i} M_i \} (3kTe/2) \\ & - \{ \sum_i 2m_e r_{ij} / M_{Cu} + \sum_j 2m_e r'_{ij} / M_{Ne} \} \{ 3k(Te - Tg) / 2 \} \\ & + W(t) / (n_e V) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial x} \right) P^+ = AN_2 \Omega^+ + c \sigma P^+ (N_2 - g_3 N_3 / g_2) \quad (10)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - c \frac{\partial}{\partial x} \right) P^- = AN_2 \Omega^- + c \sigma P^- (N_2 - g_3 N_3 / g_2) \quad (11)$$

ここで、(1)~(4)式は銅、(5)~(7)式はネオン、(8)は電子密度、(9)は電子温度、(10)、(11)は光子密度に関する方程式である。N_iは銅各準位の密度、M_iはネオン各準位密度、n_eは電子密度、P⁺、P⁻は共振器を+、-方向に伝播する光子密度である。これらの変数が放電中に変化すると同時に、光子は共振器内を伝播する。このため、すべての変数を時間と位置の関数として取り扱う。Δε_{ij}、Δε'_{ij}は銅、ネオンのレベル間のエネルギー差、r_{ij}、r'_{ij}は銅、ネオンの電子との非弾性衝突反応係数 (j状態からi状態への遷移)、r_{ii}、r'_{ii}は銅、ネオン原子と電子との弾性衝突反応係数、AはアインシュタインのA係数、σは誘導放出断面積、cは光速、Ω⁺、Ω⁻は自然放出光の有効立体角である。M_{Cu}、M_{Ne}、m_eはそれぞれ銅、ネオン、電子の質量を表す。T_gはガス温度でレーザー管内部の原子はすべて3kT_g/2の運動エネルギーを持つと仮定した。Vはレーザー管有効体積、Wは放電による注入電力である。

4-2 パルス波形シミュレーション

前節で示したレート方程式は時間と位置の関数となっている。これらの連立微分方程式を解くのは、容易ではない。いま、output coupler (M₁) と全反射ミラー (M₂) の二枚のミラーで構成されていて、その中にレーザー媒質が挿入されている単純な共振器モデルを考える。このミラー間を多数の微小領域 (Δx) に分割する。銅、ネオン密度は時間的に移動しないので、時間とともに移動するのは光子密度だけである。微分方程式を解く時間刻み (Δt) と移動する空間刻み (Δx) との関係は Δx = cΔt とすれば、光子密度だけが Δt の時間で次の領域に移動することになり、任意の領域には隣接する領域からしか光子はやって来ない。この場合には、各領域のレート方程式は隣接領域から来る光子だけを考慮することを除けば独立に解ける。初期条件として、銅原子の基底状態は銅原子のガス温度に対する飽和蒸気圧から銅蒸

気を理想気体として考え算出した¹⁵⁾。D 単位はボルツマン分布を仮定して、基底準位密度から算出し、P 単位、イオン単位は基底準位より、エネルギーが十分大きいので、初期状態では空であると仮定した。また、アフターグロー終了後、多数の残留電子が存在する。この値は熱平衡状態での電子の数よりはるかに多い。この残留電子密度を Kushner のシミュレーション結果から見積り、この残留電子と等量の Ne^+ (2×10^{13} (1/cm³)) が存在すると仮定した。電子温度は 0.5eV とした。

放電電圧、電流波形は使用した銅蒸気レーザー装置の実測値を用い、注入電力はレーザー管内に均一に加えられと仮定した。また、充電電圧の上昇とともに、ガス温度の上昇が生じる。ここでは、11kV、13kV の充電電圧の上昇とともにガス温度が 1350°C、1450°C と上昇するものとした。さらに、不安定共振器の効果は Output Coupler の反射率を $1/M^2$ (M : 倍率) として与えた。これらの条件のもとに、不安定共振器倍率 60 倍、充電電圧 11kV、13kV 時の計算を行った。

その結果を Fig. 8 に示す。グラフは、上から光子密度、すなわちパルス波形、反転分布密度 (1~4 は空間分布を示す。1: 取り出しミラー側、4: 全反射ミラー側、2, 3: 取り出しミラーと全反射ミラーの間)、レーザー管中央部での銅原子の各準位密度 (S: 基底準位、P: レーザー上準位、D: レーザー下準位、I: イオン準位、N: 電子密度)、レーザー管中央部での電子温度の時間変化を示し、時間スケールはすべて放電電圧の立ち上がり

りから 200ns (放電電流の立ち上がり時間) の区間である。低充電電圧時 (Fig. 8(a)) には、放電電圧のピークに達する (放電開始から約 100ns) と、電子温度がピーク (5.5eV) になり、同時に、反転分布密度がピークに達する。その直後からレーザー波形が立ち上がり、反転分布密度は飽和する。同時に、レーザーの発振も終了して、レーザー波形はシングルピークを持つ素直な波形を示す。充電電圧が上昇する (Fig. 8(b)) と、反転分布密度は飽和後、回復して、再び、飽和を起こす。この飽和と回復の過程が周期的 (20ns の周期) に現れる。この飽和と回復の過程とパルス波形のピーク間隔が完全に一致していることから、利得の飽和が原因となって、パルス波形に周期的な複数のピークが現れると考えてよい。また、取り出しミラー側と全反射ミラー側で利得飽和の程度が大きく異なる理由はレーザー取り出し側のミラーのロスが極端に大きいことに起因する¹⁶⁾。Fig. 8(c) に実験で観測されるレーザーの波形を示す。充電電圧の上昇とともに、パルス波形を形成するピークの数が増えている。また、そのピークの時間間隔は 20ns である。この結果は計算結果と非常によく一致している。

4-3 レーザーパルス構成成分の時間変化

前節までの計算では、パルスの波形はわかるが、その波形を形成する個々の光子の共振器内滞在時間まではわからない。ここでは、前述したレート方程式に次の二つの式を加えて、レート方程式を解く。

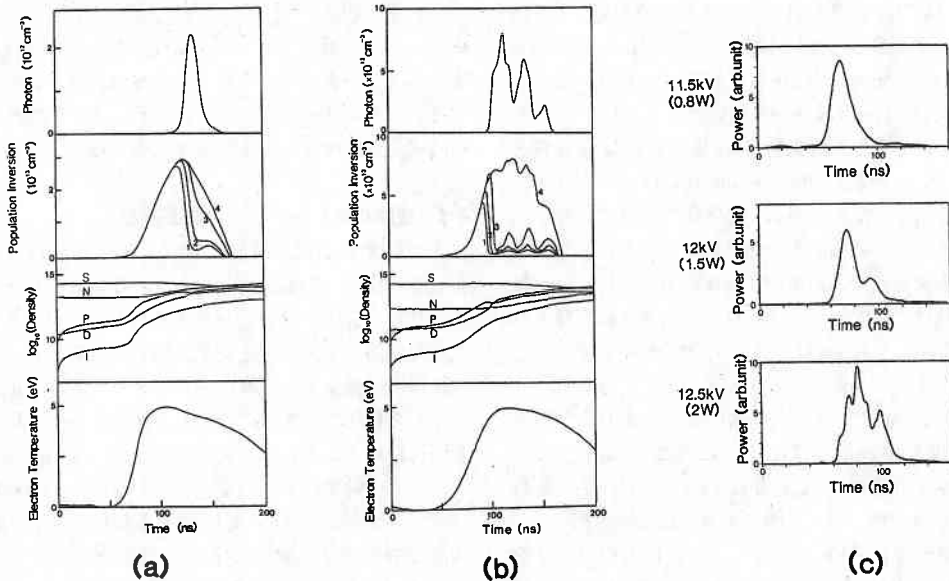


Fig. 8 シミュレーション結果。(a)充電電圧11kV、(b)充電電圧13kV。反転分布密度中の数字はレーザー管内での観測位置を示す。1は取り出しミラー (凸面鏡) 側、4は全反射ミラー (凹面鏡) 側。(c)パルス波形の実験結果。

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c\frac{\partial}{\partial x}\right) Q^+ = AN_2\Omega^+ + \sigma\sigma Q^+(N_2 - g_3N_3/g_2) \quad (13)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - c\frac{\partial}{\partial x}\right) Q^- = AN_2\Omega^- + \sigma\sigma Q^-(N_2 - g_3N_3/g_2) \quad (14)$$

ここで、 Q^+ 、 Q^- はそれぞれ+、-方向へ伝播する光子密度を示す。ただし、 Q^+ 、 Q^- は t 、 t_0 、 x の関数である。初期条件として、 Q^+ 、 $Q^- = 0$ ($t < t_0$) を与える。このような初期条件を与えられた Q^+ 、 Q^- は $t \geq t_0$ に発生した自然放出光から生じた光子密度を表すことになる。取り出しミラーの位置座標 $x = 0$ において、

$$R(t) = (1 - 1/R_1^2) (Q^-(t, t_0, 0) - Q^-(t, t_0 + \Delta t_0, 0)) \quad (15)$$

を計算すれば、 $R(t)$ は t_0 に生じた自然放出光によって形成されるレーザーパルスとなる。倍率60倍、充電電圧13kV、 $t_0 = 81\text{ns}$ 、 $\Delta t_0 = 6\text{ns}$ の計算結果を Fig. 9(a)に示す。このグラフは発振開始後81ns~87nsに発生した自然放出光の作るパルスを示す。2, 3, 4...の数字はその光子が共振器を通過した回数に対応しており、ここでは、2pass, 3pass, 4pass 成分という名称で呼ぶことにする。この図から、2pass, 3pass, 4pass が順番に生じているのがわかる。 t_0 を連続的に変化させて、すべての t_0 にわたって、各成分 (2pass, 3pass, 4pass...) 毎に積分すれば、パルス波形を成分に分割することができる。充電電圧11kV, 13kV の場合について計算した。

結果を Fig. 9(b), (c)に示す。(b), (c)はそれぞれ充電電圧11kV, 13kVである。低充電電圧時 (充電電圧11kV) には、ピークを構成している主な成分は4passでその後、4pass, 5pass, 6pass が混在しながら、パルスの後半部にゆくに従い、6pass 成分が主成分となる。

ここで、興味深いのは奇数 pass 成分と偶数 pass 成分の強度比で、圧倒的に偶数 pass 成分のほうが大きい。たとえば、3pass 成分と4pass 成分は凸面鏡で反射される回数が同じで、共振器内の通過距離が違う。すなわち、利得媒質中を通過する距離が4passの方が長い。凸面鏡の通過回数はその成分が受けるロス大きさに反映されるので、3passと4passはロス大きさが同じで、受ける利得の大きさは4passの方が大きいと考えられる。したがって、必然的に4passの方が、3passより、はるかに大きく成長することになる。このことは、5pass, 6passにも成り立つので、奇数 pass 成分より、偶数 pass 成分のほうが、パルス内で大きな部分を占める。

一方、高充電電圧時 (13kV) では、最大のピークを構成しているのは、やはり4pass成分であるが、4pass成分が発振している間は他の成分は suppress 押えつけられている。4pass成分の発振が終了してから、5pass成分が発振し始め、5pass成分終了後、6pass成分が発

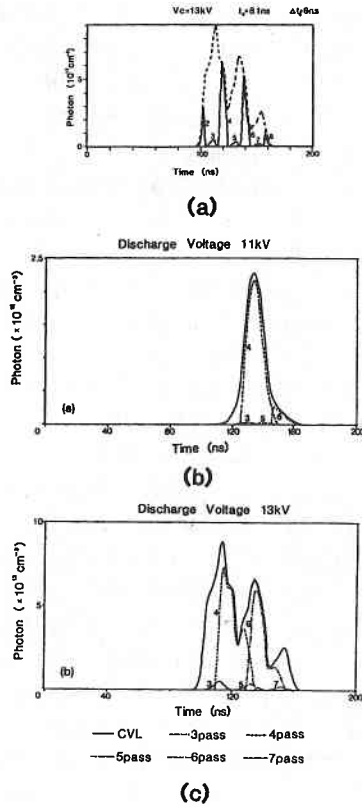


Fig. 9 レーザーパルスを構成している成分の履歴。(a)放電開始81ns~87nsの間に放出された自然放出光によってできるレーザーパルス、(b)充電電圧11kV時の履歴、(c)充電電圧13kV時の履歴。

振をはじめ、第二のピークを構成する。このように、各成分の混在がきわめて少なく、各成分が時系列的に発振する。この結果、5pass, 6passといった共振器内の滞在時間が長い成分はパルス後半にならないと発振しない。

4-4 空間的コヒーレンスの成長過程

この結果を空間的コヒーレンスと結び付けるため、レーザー成分 (3,4,5,6pass 成分) のコヒーレンス関数を計算し、空間的コヒーレンスそのもののパルス内での変化を議論する。コヒーレンス関数の計算を行うために、共振器を等価なレンズ導波路に置き換えて、共振器内で発生した自然放出光が、そのレンズ導波路中を伝播し観測面に到達するというモデルを考えた。この計算にレーザー利得の効果はまったく入っていない。求められたコヒーレンス関数は sinc 関数で与えられ、コヒーレンス幅を読み取ると 3pass, 4pass, 5pass, 6pass のコヒーレンス幅はそれぞれ3.6mm, 4.2mm, 20mm, 20mmとなる。この結果は共振器内の滞在時間の長いものほど、光源の出発点が観測面より遠くなるため、コヒーレンスがよくなることを示す。また、不安定共振器では、凸面

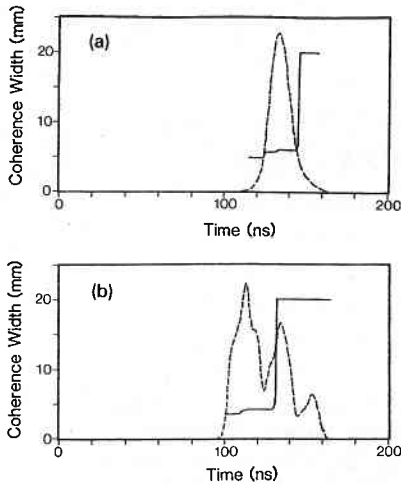


Fig. 10 空間的コヒーレンス成長過程のシミュレーション結果。
(a)充電電圧11kV, (b)充電電圧13kV.

鏡が絞りの役割をはたすので、凸面鏡通過回数が増えると急激にコヒーレンスが向上する。

観測面上で同時に観測される異なる pass 成分は種となる自然放出光の発生時間が異なる (10ns 以上) ので、時間的にインコヒーレントであると考えて差し支えない。そこで、ある時刻に観測されるレーザーパルスのコヒーレンス関数 r は j pass 成分のコヒーレンス関数 r_j 、強度 I_j を用いて、

$$r(\Delta x) = \frac{\sum_j I_j r_j(\Delta x)}{\sum_j I_j} \quad (10)$$

と書ける。ここで、 Δx は観測面における二点間の距離を表す。充電電圧をパラメーターとして計算した結果を Fig. 10 に示す。横軸が放電開始からの時間で、縦軸がコヒーレンス幅である。時間原点をパルス強度の最大ピークにとると、11kV 時と13kV 時では、コヒーレンスの立ち上がるタイミングに約10ns の遅れが現れている。この立ち上がりのタイミングはパルスの主要な成分が3,4pass から5,6pass へ移行するタイミングと一致する。また、コヒーレンスの成長は階段関数状に3段階変化し、一つの階段の時間幅は共振器の一往復時間20ns に対応している。

これらの計算結果と前章の実験結果を比較すると、実験結果の方が、コヒーレンスの立ち上がり時刻がやや早く、また立ち上がりの傾きもゆるやかである。しかし、低出力時と高出力時の間には、コヒーレンスの立ち上がる時刻に5ns~10ns 程度の時間差があり、理論計算とよく一致している。特に、低出力時の実験結果はきわめて理論曲線に近い。

以上のことから、銅蒸気レーザーのコヒーレンスの成長は、レーザーパルスを構成する主成分 (3,4,5pass 等) がレーザー発振中に時系列的に入れ替わることで起

こる。結果として、レーザーパルスを構成する主成分が入れ替わる度に、コヒーレンスは階段関数的に向上することになる。また、発振しているレーザー成分の入れ替わりのタイミングを決定するのは、レーザー利得の飽和である。

5. 結 論

銅蒸気レーザー光の空間的コヒーレンスの成長過程について実験、理論の両面から解析した。銅蒸気レーザー光のコヒーレンスそのものはレーザー光の共振器内の伝播に伴う回折効果で決まり、そのパルス内での成長はレーザー媒質の利得のダイナミクスで決定されていることが明らかとなった。

空間的コヒーレンスの成長過程に関するこれらの結果は銅蒸気レーザーのみならず、他の金属蒸気レーザーをはじめ、エキシマーレーザーなどの大口径パルスレーザー全般に適用できる。今後、本研究の成果がこれらの大口径パルスレーザーによる色素レーザー、固体レーザーの励起、また、高調波発生による波長変換などの分野で大いに利用されることを期待する。

(1993年3月2日受理)

参 考 文 献

- 1) W. T. Walter, N. Solimene, M. Piltch and G. Gould, IEEE J. Quantum. Electron. QE-2 (1966) 474.
- 2) A. A. Isaev, G. Yu. Lemmerman and G. L. Malafeeva, Sov. J. Quantum. Electron. 10 (1980) 983.
- 3) K. Kuroda, T. Omatsu, T. Shimura, M. Chihara and I. Ogura, Opt. Commun. 75 (1990) 42.
- 4) D. W. Coutts, M. D. Ainsworth and J. Piper, IEEE J. Quantum. Electron. QE-25 (1989) 1985.
- 5) 鈴木範人ほか, 応用光学II (朝倉書店, 1982)
- 6) M. V. R. K. Murty, J. Opt. Soc. Am. 50 (1959) 83.
- 7) T. Omatsu, K. Kuroda, T. Shimura, M. Chihara, M. Itoh and I. Ogura, Opt. Quantum. Electron. 23 (1991) S477.
- 8) A. E. Siegman and H. Y. Miller, Appl. Opt. 9 (1970) 2729.
- 9) M. Takeda et al., J. Opt. Soc. Am. 72 (1982) 156.
- 10) M. J. Kushner, IEEE J. Quantum. Electron. QE-17 (1981) 1555.
- 11) M. J. Kushner, J. Appl. Phys. 54 (1983) 2970.
- 12) S. Trajmar, W. Williams and S. K. Srivastava, J. Phys. B 10 (1977) 3233.
- 13) C. Deutsch, J. Appl. Phys. 44 (1973) 1142.
- 14) V. E. グラントほか, プラズマ物理の基礎 (現代工学社 1983)
- 15) A. N. Nesmeyanov, Vapor Pressure of the Chemical Elements (Elsevier Amsterdam, 1963)
- 16) T. Omatsu, T. Takase and K. Kuroda, Opt. Commun. 92 (1992) 50.
- 17) T. Omatsu, T. Takase and K. Kuroda, Opt. Commun. 87 (1992) 278.