

飛翔体搭載用周波数安定化レーザの開発*

藪崎 努**・堀 裕和**・北野 正雄**・小川 徹**

(1981年12月26日受理)

Development of Vehicle-Borne Frequency-Stabilized Lasers

By

Tsutomu YABUZAKI, Hirokazu HORI, Masao KITANO and Toru OGAWA

Abstract: Development of vehicle-borne frequency-stabilized dye laser and semiconductor laser has been done for observations of resonance scattering. Frequency-stabilization of a flash-lamp pumped dye laser at the D-lines of sodium was made by using a Faraday filter. Ultra-high frequency-stabilization of a cw semiconductor laser could be obtained by using the Doppler-free saturated absorption signal of the Cs - D₂ line. The techniques reported are applicable to the frequency-stabilization at absorption lines of other atoms and molecules.

1. ま え が き

共鳴散乱はその散乱断面積が大きく、大気中に含まれる微量な原子や分子の高感度検出に役立つのみでなく、質量分析等では得られない原子・分子の内部状態の情報を得るのに用いることが出来る。更に、光の周波数を掃引し、吸収線の形が得られれば、大気温度や他の原子・分子との衝突に関する情報を得ることも原理的には可能である。

レーザを共鳴散乱観測用の光源として用い、中層大気のリモートセンサーとしてレーザ・レーダが開発され、ナトリウム等の観測に広く用いられている。原子や分子の吸収線に同調したレーザをロケットや人工衛星に搭載し、共鳴散乱を用いた観測を行えば、多くの有用なデータが得られると期待されているが、レーザを飛翔体に搭載するに当たって以下の様な問題を解決しなければならない。

- (1) 機械的振動を受けても発振周波数が原子・分子の共鳴周波数からはずれることのない波長選択素子の開発

* 宇宙研特別事業費による研究論文

** 京都大学超高層電波研究センター

(2) 小型・軽量化

(3) 省電力化

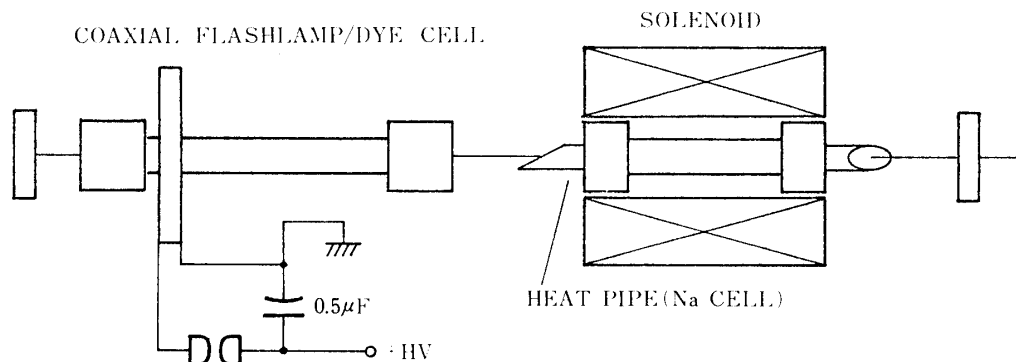
(1)を解決する為には、共鳴散乱観測の対象となる原子・分子自体を用いて、同調可能なレーザの発振周波数を安定化するのが最適な方法である。そこで我々は、連続発振色素レーザの共振内に挿入するだけで原子の吸収線の中心で単一周波数発振が可能なファラデーフィルタ法を開発した。レーザとしては、アルゴンレーザ励起色素レーザで大型のものではあるが、ナトリウムの D_1, D_2 線 [1][2] ネオンの準安定状態からの多くの吸収線 [3][4] 及びヘリウムの短寿命の励起状態間の遷移 [5] の中心に発振周波数を安定化する事に成功した。

我々は最近、問題点(2)及び(3)を解決すべく、比較的小型のフラッシュランプ励起パルス色素レーザの発振周波数を、ファラデーフィルタを用いてナトリウムの D_1, D_2 線に安定化した。また、更に小型、省電力化を目指して半導体レーザを用い、その周波数を、ドップラー拡がりの無い飽和分光スペクトルを用いて、セシウムの D_2 線に安定化する事に最初に成功し、極めて高い安定度が得られた^[6]。本論文では、飛翔体搭載を目指したこれら小型、軽量、省電力のレーザの原子吸収線への周波数安定化についての実験結果を報告する。

2. ファラデー・フィルタ法によるフラッシュランプ励起色素レーザの周波数安定化

色素レーザは、その発振周波数が大幅に変えられることから、多くの分野で最も多く用いられているレーザの1つである。通常、発振周波数を原子・分子の吸収線に安定化する為には、まず発振スペクトルを尖鋭化し、その周波数を吸収線に固定するという2段階の過程が必要で、その為には装置はかなり大型で複雑になってしまう。従来我々が開発してきたファラデー・フィルタ法は、単にファラデー・フィルタをレーザ共振器内に挿入するだけでスペクトルの尖鋭化、吸収線への固定化が同時になされ、構造が簡単で機械的振動に強いという特徴を持っている。このファラデー・フィルタ法を実際に連続発振色素レーザに応用し、Naの D_1, D_2 線、Neの準安定状態からの吸収線、Heの吸収線への周波数安定化に成功した。しかし連続発振色素レーザは大型のアルゴンレーザ等による励起を必要とし、飛翔体搭載という面からはほとんど遠いものである。

そこで、ファラデー・フィルタ法を、小型で構造が簡単なフラッシュランプ励起のバル

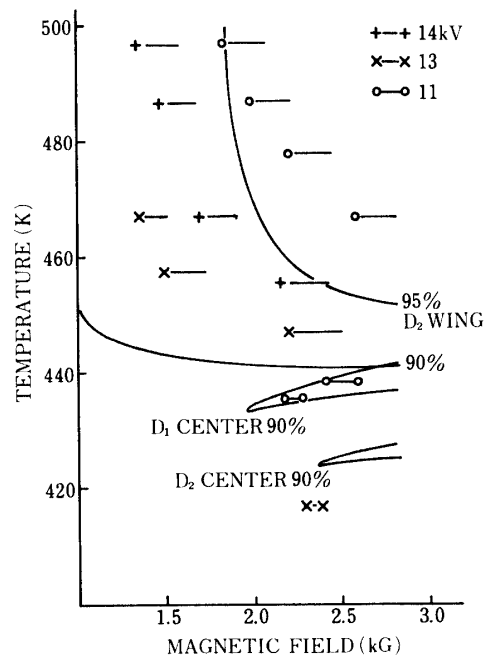


第1図 ファラデーフィルタにより周波数安定化したフラッシュランプ励起色素レーザ

ス色素レーザに応用し、その周波数のナトリウムのD線への安定化を試みた。(フラッシュランプ励起色素レーザは、米国でヘリコプター搭載用ライダーとして用いられて、またロケットにも搭載されたことがある)。

第1図に実験のブロック図を示す。用いた色素レーザのフラッシュランプは市販のもので(Phase-R社DL-10B)、同軸形をしており、中心部に色素溶液、その回りに励起用のXeフラッシュランプがとり囲んでいる構造をしている。色素としてNaのD線(589.0nm/588.6nm)近傍の波長領域で最大の利得を持つRhodamine 6Gを用い、これを水に溶かし(濃度： 2×10^{-5} mol/l)を循環させた。主放電用コンデンサには、容量0.5 μ F、耐圧25KV(CSI社WM型)を用い、充電電圧は11~14KVとした。スパークギャップは間隙6mmの真鍮製で窒素ガスを加圧して用いた。

色素レーザ共振器内に波長選択素子として挿入するファラデーフィルタは、金属ナトリウム及び10 torrのHeガスを封入したステンレス製ヒートパイプ(内径15mm、有効蒸気長10cm)及び、軸方向に磁場を印加する為のソレノイド(最大印加磁場~3KG)から成っている。ヒートパイプの両端には、第1図に示す様にブルースター窓を取り付け偏光素子として用いた^[7]。ヒートパイプ中を伝搬する直線偏波の光は、左右円偏光に対する屈折率の相異が吸収線近傍で生じ、その偏波面の回転が生じる。両端に互いに直交する軸を持つ偏光素子を持つ為、ファラデーフィルタの最大の透過は、回転角が $\pm 90^\circ$ 或いはその奇数倍になる波長に対して得られ、吸収線近傍の波長に対し急峻な特性を持つフィルタとなるわ



第2図 ファラデーフィルタの磁場一温度を変化させた時の色素レーザの発振領域。CENTER及びWINGはD₁線或いはD₂線の中心及びその領域での発振を表わす。実線は理論的に求めた等透過率線を示す。

けである。我々の理論解析及びCW色素レーザに対する実験から、蒸気圧を与える温度及び磁場の強さを適当にすれば、吸収線の中央及び少し離れたすその波長で透過率を最大にすることができ、ファラデーフィルタを色素レーザに挿入する事により、その波長での発振が得られる（詳細は文献1~4を参照されたい）。

Na原子密度はヒートパイプの温度の関数である。この温度をヒートパイプ中に置かれた熱電対で測定した。実験は、ヒートパイプ温度をある値に設定し、印加磁場を変化させながらレーザ発振が生ずる領域を求めた。第2図における横線が発振域を示している。両端に印があるものはそれらの間で、左側だけに印があるものはそれより右側の全域で発振する事を示している。印の違いは主放電用コンデンサの充電電圧を示すために用いている。なお、図中centerと記した部分は、D₁線或いはD₂線の中心における発振を示し、出力光を外部のNaセルに照射すると強い共鳴散乱が得られた。一方wingと記した部分は、これらの吸収線の中心から数GHz以上離れたすそにおける発振を示し、この光をNaセルに照射しても殆んど共鳴散乱が観測されない。

第2図に示した実線は理論的に求めたファラデーフィルタの等透過率線である。即ち実線の右側が、図に示した値以上の透過率を持つ領域を示している。これらの理論曲線は、光強度が弱く媒質の吸収や屈折率が線型の値を利用できるとした時の定常解であり、強い尖頭値を持つパルス発振レーザにあてはめる事ができるとは言えない。しかしながら線型理論により得られた高透過率領域と実験で得られた発振領域が概ね一致している。これは用いたフラッシュランプ励起色素レーザのパルス幅が μs 程度であり、フィルタの媒質の緩和時間($\sim 10\text{ ns}$)より十分に長く、媒質はほぼ定常的に追従していることと、フィルタの透過率を決める媒質の屈折率に対して飽和が比較的起り難いことによるものと考えられる。

以上の様にファラデーフィルタを用いて、フラッシュランプ励起色素レーザの周波数をナトリウムのD₁,D₂線に安定化する事ができた。

3. 飽和吸収信号を用いた周波数安定化半導体レーザ

半導体レーザは小型、軽量で小電力で動作するという他のレーザにない長所をもち、また最近では赤外から可視領域に至るまで室温で単一モード発振が可能なものまで得られるようになり、多くの分野で応用され始めている。この様な多くの利点を持つことから、出力電力がまだ若干低い事を除けば(連続発振で最大 $\sim 10\text{ mW}$)、半導体レーザは飛翔体搭載用レーザとしては最適なものと言えよう。半導体レーザの弱点はレーザの温度やレーザに流す電流の微小変化により発振周波数が大きく変化してしまうことで、発振周波数の安定化が大きな課題となってきた。

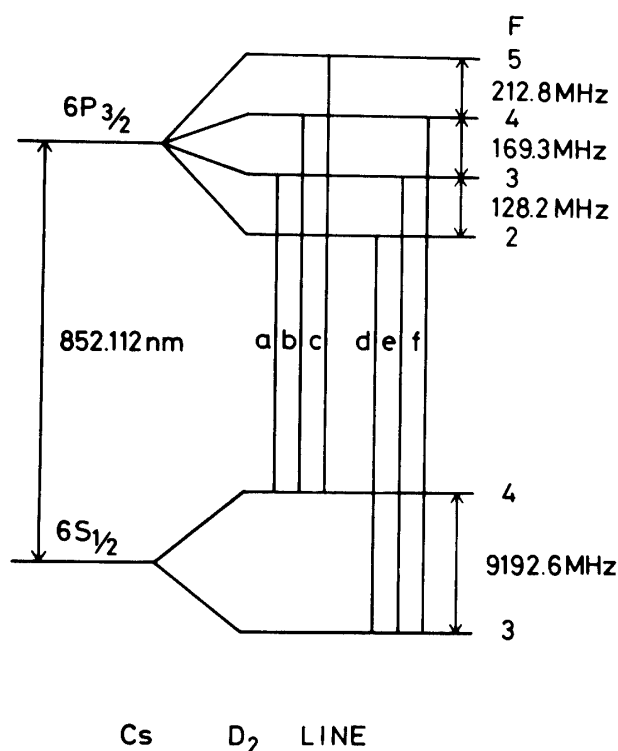
半導体レーザの周波数安定化の研究は最近始められたばかりで、未だ多くない。今まで報告された周波数安定化の方法は(1)ファブリペロ共振器を用いその共振周波数に安定化する方法、(2)原子や分子の吸収線を周波数基準として用いる方法に大別できる。(1)の方法は、任意の周波数に安定化できるという利点があるが、ファブリペロ共振器長が機械的振動や温度変化により変り、長期に亘って高い安定度が得られない。一方(2)の方法では吸収線の近傍で発振するレーザーにしか応用できないが、外部擾乱に強く、極めて高い安定度が得られ

るのが特徴である。この方法により Ohi は液体窒素温度で動作する PbSnte レーザの発振周波数をメタンの ν_4 バンドの吸収線 ($7.7 \mu\text{m}$) の中心に安定化し、15 秒の時定数(平均化の時間)で 4×10^{-11} のアラン分散を得ている[8]。また(1)及び(2)を補合した方法として、土田等は I_2 で安定化した He-Ne レーザでファブリペロ共振器を安定化し、半導体レーザ周波数をこの共振周波数へ安定化した[9]。得られた周波数安定度はほぼ He-Ne レーザの安定度で決まり、10 ms~500 s の時定数に対しアラン分散 $2 \times 10^{-11} \sim 2 \times 10^{-9}$ を得ている。我々は室温で単一モード発振する GaAlAs レーザの周波数をセシウムの D_2 線 (852.1 nm) へ安定化することに成功した[6]。この実験では、飽和分光によって得られるドップラー拡がりの無い鋭いスペクトルを利用している。最近、特に電子回路系の改良を行い、時定数 $\tau = 0.1 \sim 10$ s でアランバリエンス 1×10^{-11} (最小値 9×10^{-12}) という半導体レーザに対しては最高の周波数安定度が得られた。この周波数安定化レーザ系の特色は、半導体レーザの持つ小型、軽量、小電力といった長所を失うことなしに極めて高い安定度が得られることであり、飛翔体搭載に適したシステムであると言える。ここでは、周波数安定化の方法及び実験結果について述べる。

3.1 $C_s - D_2$ 線の飽和吸収分光

飽和分光は、原子分子の熱運動によるドップラー効果の影響を受けない分光、即ちドップラー・フリー分光の1つとして、原子や分子の微細なエネルギー構造を測定するのに多く用いられ、また He-Ne レーザや色素レーザの周波数の高安定化にも利用されてきた。飽和分光では、単一モードのレーザ光を互いに逆方向に伝搬する2つのビームにして試料を封入したセルに入射させる。この2つのビームは、飽和光及びプローブ光と呼ばれ、前者は比較的強く後者は弱い。最も簡単な場合として原子が基底状態と励起状態の2つの準位を持つ場合を考えよう(共鳴周波数 ω_0)。原子の熱運動によるドップラー効果で吸収線は ω_0 を中心として不均一に広がっている。z 軸に沿って入射した周波数 ω の飽和光は共鳴条件 $kv_z = \omega - \omega_0$ を満足する速度の原子のみを励起し、その結果、基底状態原子の速度分布にくぼみが掘られる。一方逆方向から入射するプローブ光は共鳴条件 $kv_z = -(\omega - \omega_0)$ を満足する原子により吸収される。従って、レーザ光の周波数を吸収線近傍で掃引し、プローブ光の吸収を観測すると、ドップラー拡がりのある広い吸収線の中心 $\omega = \omega_0$ で飽和光により掘られたくぼみによる急峻なスペクトルが現われる。これが Lamb dip^[10] と呼ばれる飽和吸収スペクトルである。励起状態に近接した2つのエネルギー準位が存在する場合には、2つの Lamb dip 以外に、これらの間にやはりドップラー拡がりの無い鋭いスペクトルが現われる。これはクロスオーバー共鳴^[11] と呼ばれている。

Cs 原子の D_2 線に関連するエネルギー準位及び理論的に得られている超微細構造準位(以後 hfs 準位と記す)の間隔を第3図に示す。基底状態は2つの hfs 準位から成り、その間隔は D_2 線のドップラー幅より広いが、一方励起状態の4つの hfs 準位の間隔はドップラー幅より若干狭い。従って通常の吸収分光では、励起状態の hfs は分離されず、基底状態の hfs 準位による2つのスペクトルが観測されるのみである。第3図に示す様に基底状態の $F = 4$ 及び $F = 3$ 準位からそれぞれ3つの遷移が可能である。従って飽和吸収スペクトルとしてそれぞれの吸収線に対し3つの Lamb dip と3つのクロスオーバー共鳴が観測されるこ

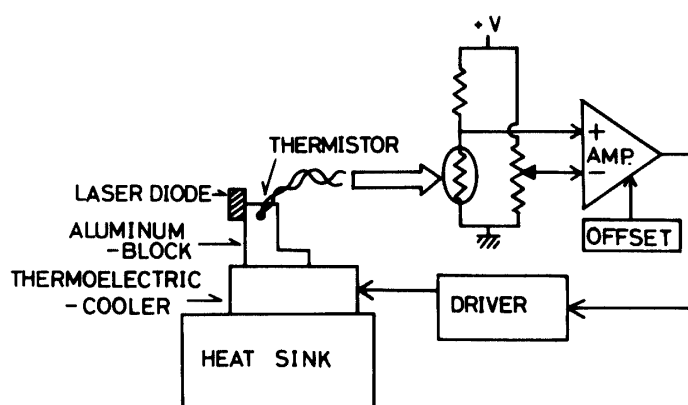


第3図 Cs—D₂線に関連するエネルギー線図。hfs準位間隔は理論計算によるものである。

とになる。

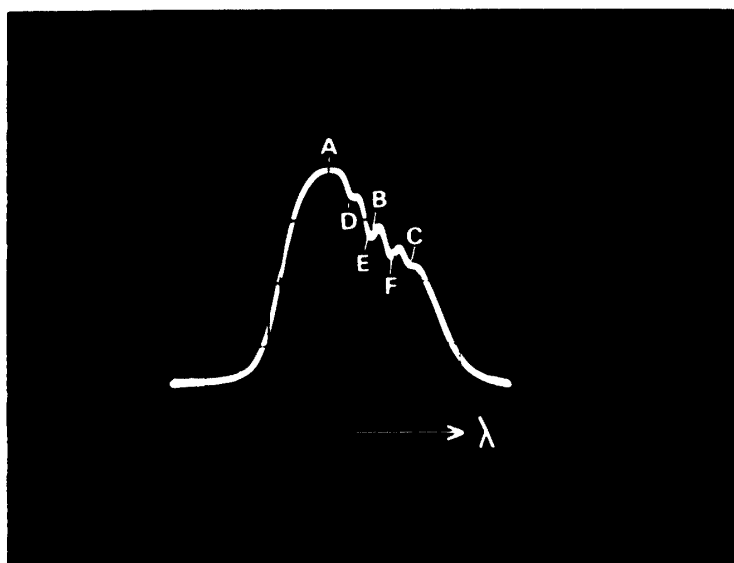
基底状態の hfs 準位 $F=4$ と $F=3$ の間隔がドップラー幅より広いことにより、hyperfine pumping が可能となり、従って非常に弱いレーザー光を用いても飽和吸収スペクトルの観測が可能となる¹³⁾。2 準位原子の場合には、基底状態の速度分布にくぼみを作るのは飽和光により原子を励起状態に励起することによる。短寿命の励起状態からの自然放出過程は、このくぼみを急速に埋めるので、大きなくぼみを保持する為には比較的強いレーザー光を必要とする。一方 hyperfine pumping が生ずる場合には事情は少し異ってくる。例えばレーザー周波数が基底状態の $F=4$ 準位からの吸収線に同調されている場合を考えよう。 $F=4$ 準位から励起された原子は自然放出過程により一部 $F=3$ 準位に移行する。 $F=3$ 準位からの吸収はないので、このような過程を繰り返す事により、 $F=4$ 準位の原子は次第に $F=3$ 準位に移されていくのである。 $F=4$ 準位原子に対する速度分布に掘られたくぼみを埋める過程は、これら基底状態の hfs 準位間の緩和によるがこの緩和時間 T は励起状態の寿命 τ に比べて桁違いに大きく(通常 10^3 以上異なる)、かなり弱い光でもくぼみは作られるのである。この様なことから、Cs 原子の場合 $100 \mu\text{W}$ 程度の弱いレーザー光でも大きな飽和吸収信号が得られ、半導体レーザーが利用できるわけである。

実験に用いた半導体レーザーは室温で単一モード発振が可能なダブルヘテロ構造の GaAl-As レーザ (最大出力 5 mW) で、発振波長が Cs—D₂ 線に近いものを選んだ。まず、

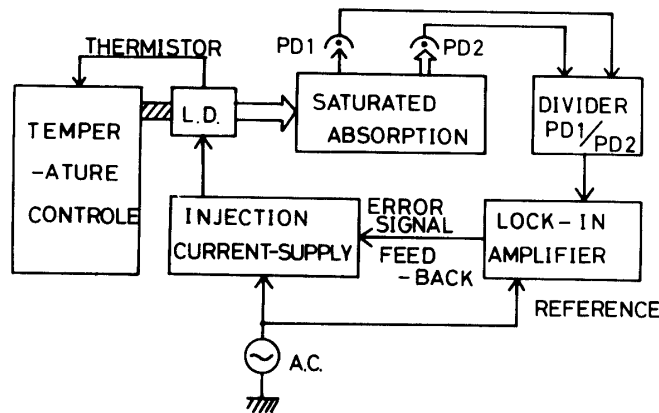


第4図 半導体レーザーの温度制御系

この半導体レーザーの温度を制御する事により周波数を安定化した。第4図に示す様に、レーザーをペルチェ素子で温度制御されたアルミブロックに取り付けた。温度変化は、アルミブロックに取り付けたサーミスタをブリッジ回路に挿入してサーミスタの抵抗値の変化として測定し、ブリッジ回路の出力を増幅した後ペルチェ素子に流す電流に帰還した。この方法により半導体レーザーの温度を任意の値に $1 \times 10^{-3} \text{C}$ 以下の安定度で固定する事ができ、後に示す様にレーザー周波数の変動を約10 MHz以下に押えることができた。レーザービームは2分し、同じ軸上を逆方向に伝搬する飽和光、プローブ光とし、長さ5 cmの円筒形のCsセルに入射させた。Csセルは室温で用いた(飽和蒸気圧は 20°C で 1×10^{-6} torr)。レーザー温度は上述した方法により一定にし、発振周波数の掃引はレーザー電流を変化することにより行った。第5図は、レーザー周波数を基底状態の $F=4$ 準位からの吸収線近傍を掃引し



第5図 プローブ光の吸収信号



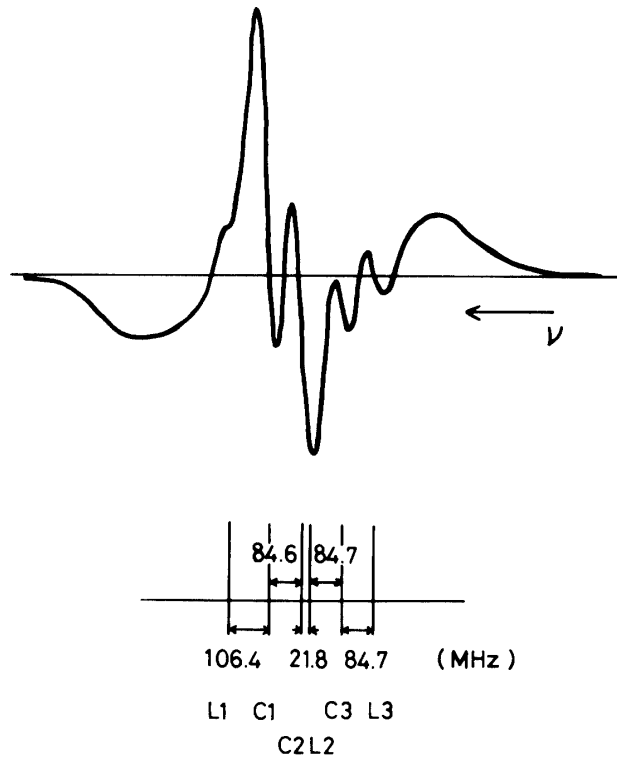
第6図 半導体レーザーの周波数安定化系

た時, Cs セルを透過したプローブ光強度変化として現われたスペクトルの一例である。なお飽和光及びプローブ光強度は各々 $400 \mu\text{W}$, $5 \mu\text{W}$ である。ドップラー拡がりのある吸収線の上に鋭い飽和吸収スペクトルが見られる。図中 A, B, C はそれぞれ $F=4 \rightarrow 5$, $F=4 \rightarrow 4$, $F=4 \rightarrow 3$ の遷移に対応する Lamb dip で D, E, F' はクロスオーバー共鳴でそれぞれ A と B, A と C, B と C の丁度中央に位置している。同様なスペクトルは, 基底状態 $F=3$ からの吸収線に対しても得られた。弱い半導体レーザー光による飽和吸収信号の観測は本実験が最初のものである。なおプローブ光が充分弱いことから, 飽和光の透過光強度変化としてはドップラー拡がりのある広いスペクトルのみが観測されている。

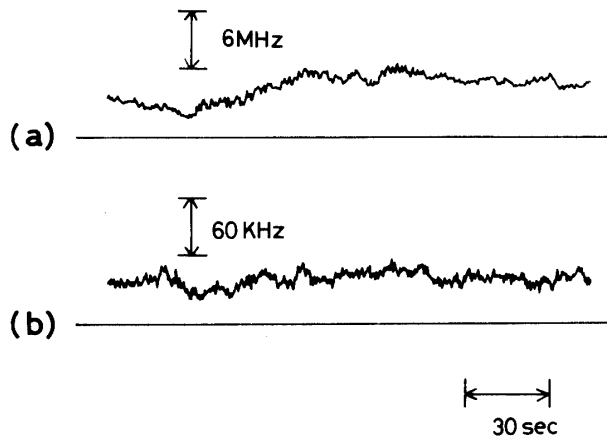
3.2 周波数安定化

レーザー温度を制御した上で, 更に Cs の飽和吸収スペクトルを利用して半導体レーザーの周波数安定化を行った。装置全体のブロック図を第6図に示す。レーザー電流に $1 \mu\text{A}$, 1KHz の交流電流を重畳し, レーザー光を周波数偏移約 8MHz で周波数変調した。先に述べた様に, 飽和吸収信号はプローブ光の透過光強度変化に現われるが, 第5図からもわかる様に大きなドップラー拡がりのある成分が存在する。この成分を除去する為に, プローブ光と飽和光の透過信号を同時に検出し, 割算を行った。割算器の出力を 1KHz に同調したロックイン増幅器に入れることにより, 飽和吸収スペクトルの微分形の誤差信号を得た。第7図は得られた誤差信号の一例で, レーザー周波数を基底状態の $F=4$ 準位からの吸収線近傍を掃引して得られた。第7図には理論計算により得られた Lamb dip (L) 及びクロスオーバー共鳴 (C) の相対的な位置も示した [12]。この誤差信号をレーザー電流に帰還することにより, 飽和吸収信号の1つにレーザー周波数を固定するわけである。なお, この実験における飽和光強度とビーム径は $660 \mu\text{W}$, 7mm , プローブ光に対しては $14 \mu\text{W}$, 1.5mm で, これらのビームの交互角は 5mrad であった。また Cs のセル温度は 15°C で, 対応する Cs の蒸気圧は $7 \times 10^{-7} \text{torr}$ であった。

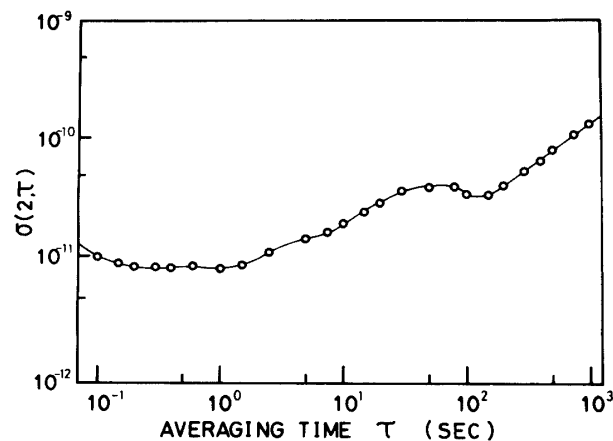
まず温度制御のみによる周波数変動の測定を行った。レーザー温度を適当に調節して発振周波数が第7図に示すクロスオーバー共鳴 C1 (基底状態の $F=4$ 準位から励起状態の $F=4$



第7図 基底状態F=4からの遷移による飽和吸収スペクトルの微分信号及び理論的に得られたスペクトルの位置。L及びCはそれぞれLamb dip及びクロスオーバー共鳴を表わす。



第8図 ロックイン増幅器の出力変動。(a)レーザー温度のみを制御した場合、(b)レーザー電流を制御した場合。



第9図 周波数安定化した半導体レーザに対して得られたアラン分散

及び5への遷移による)の中心に位置するようにした。この時のロックイン増幅器の出力変動を第8図(a)に示す。縦軸に示した周波数スケールはC1の微分信号の中央附近の傾きから得たもので、温度制御によりレーザ周波数が10 MHz以下に安定化されていることがわかる。この様な温度制御の下で、更に誤差信号をレーザ電流に帰還した場合を第8図(b)に示す。図からレーザ短期周波数変動が約40 KHz以下になったことがわかる。

通常周波数安定度は次式の様に定義されるアラン分散 σ によって表わされる^[13]。

$$\sigma^2(2, \tau) = \frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^{n-1} \frac{1}{2} \{ \bar{y}(k+1) - \bar{y}(k) \}^2$$

ここで τ は時定数(平均化の時間)を示し、 $\bar{y}(k)$ は時間 τ で区切られた k 番目の区間内での平均値を、レーザ周波数 3.52×10^{14} Hzで規格化した値である。第8図(b)に示すようなロックイン増幅器出力変動から推定したアランバリエーションを第9図に示す。アラン分散の最小値が $\tau = 0.2 \sim 1$ sで得られた。これは半導体レーザの周波数安定化に対して得られた最低値であり、長さの2次標準に用いられている周波数安定化したHe-Neレーザに匹敵するものである。長期安定度が次第に悪くなっているのは主として温度変化によるドリフトによるもので、制御回路素子や制御方式を改良することにより大幅に改善できるものと考えている。

4. む す び

本論文では飛翔体上で共鳴散乱を観測する事を目的として我々が開発を行ってきた2つの周波数安定化レーザについて報告した。その1つはフラッシュランプ励起のパルス発振の色素レーザで、周波数の安定化には機械的振動に強いファラデーフィルタの方式を採用した。ファラデーフィルタの方法は我々が連続発振色素レーザに対して開発し、成果を上げてきたものであるが、より小型で簡便なフラッシュランプ励起色素レーザに応用し、NaのD線の中心で発振周波数を安定化することができた。この事から、ファラデーフィルタ法が、強い尖頭エネルギーを持つパルスレーザにも応用ができる事がわかった。

他の1つは小型、軽量、小電力という利点を持つ半導体レーザの周波数安定化について報告した。周波数安定化にはCs-D₂線のドップラー拡がりのない飽和吸収スペクトルを利用することに成功し、半導体レーザとしては最高の安定度(アラン分散の最小値 9×10^{-12})が得られた。現在のシステムでは未だ温度変化によるドリフトが若干残っている。これは回路素子を低温度依存性のものを用い、またそれらを恒温にすることにより改善できるものと考えている。また用いた制御系では比例制御のみを施しているが、微分・積分制御を適当に組み合わせることにより周波数安定度は更に向上することが予想され、現在これらの改良を行っている。半導体レーザは現在、赤外から可視(～700 nm)で発振するものが得られることから、この周波数安定化の方法はCsのみでなくRb, Kを始め多くの原子分子の吸収線にも応用出来、また近い将来NaのD線での安定化も可能であろう。本装置の大きな特徴は、全ての光学素子が小さいことで、これらを小さな光学台(10 cm×20 cm程度)に設置しポータブルなシステムを作る事も可能であろう。この様な小型で周波数を超高安定化した半導体レーザは飛翔体搭載用としてのみでなく電気通信、計測、情報処理等多くの分野への応用も期待できる。

参 考 文 献

- [1] T. Endo, T. Yabuzaki, M. UKtano, T. Sato and T. Ogawa, IEEE J. Q. E. **QE-13**, 866 (1977).
- [2] 藪崎, 北野, 小川: 東大宇宙研報告 **13**, 923 (1977).
- [3] T. Yabuzaki, T. Endo, M. Kitano and T. Ogawa, Opt. Comm. **22**, 181 (1977).
- [4] T. Endo, T. Yabuzaki, M. Kitano, T. Sato and T. Ogawa, IEEE J. Q. E. **QE-14**, 977 (1978).
- [5] 北野, 藪崎, 小川, 東大宇宙研報告 **14**, 1229 (1978).
- [6] T. Yabuzaki, A. Ibaragi, H. Hori, M. Kitano and T. Ogawa, Jpn. J. Appl. Phys. **20**, L 451 (1981).
- [7] T. Yabuzaki, M. Kitano, T. Endo and T. Ogawa, Jpn. Appl. Phys. **16**, 849 (1977).
- [8] M. Ohi, Jpn. J. Appl. Phys. **19**, L 541 (1980).
- [9] H. Tsuchida, S. Sampei, M. Ohtsu and T. Tako, Jpn. J. Appl. Phys. **19**, L 721 (1980).
- [10] W. E. Lamb, Jr., Phys. Rev. **134**, 1979 (1964).
- [11] H. R. Schrossberg and A. Javan, Phys. Rev. **150**, 267 (1966).
- [12] D. A. Jackson, Proc. Roy. Soc. (London) **A 147**, 500 (1934).
- [13] D. W. Allan, Proc. IEEE **54**, 221 (1966).