

チューナブルダイオードレーザーを使用したFM分光法

FM Spectroscopy with Tunable Diode Lasers

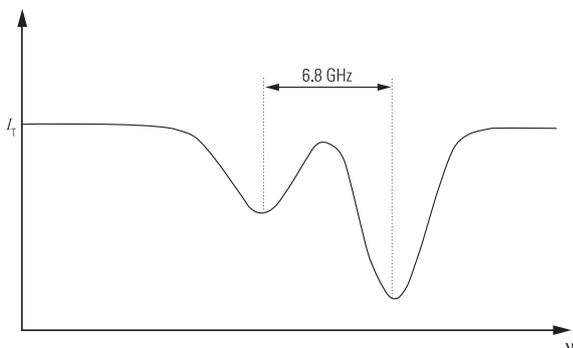


図1: ルビジウムの代表的な吸収線。透過強度 (I_t) をレーザー周波数 (ν) の関数として表示しています。

はじめに

チューナブルダイオードレーザーは、その狭線幅と広いチューニング範囲、そして安定した出力から、光学分光法に理想的です。Ti:Sapphireレーザー、色素レーザー、カラーセンターレーザー、中空陰極ランプ、非線形システム（光パラメトリック発信器など）のような従来の分光光源よりも小型で頑丈なため、実験室の環境だけではなく、現場でも分光法が使用できるようになりました。ダイオードレーザー分光法のアプリケーションには、遠隔センシング、LIDAR、原子冷却と原子トラッピング¹、周波数標準²、長さ標準³、追跡ガス検出⁴、プロセスモニタリング⁵などがあります。メタン、二酸化炭素、水など、環境に重要な要素のモニタリングにも使用できます。半導体の製造においては、電子ビーム、スパッタリング、分子線エピタキシー法（MBE）、熱蒸発を含む蒸着プロセスのクローズドループ制御に使用でき、その結果、既存デバイスの生産量を大幅に拡大し、さらには新しい、改良型デバイスを生み出す可能性もあります。実際に対象分野が大きく拡大しているため、研究ジャーナルのレビューがチューナブルダイオードレーザーの吸収分光法を意味する頭字語 TDLAS (Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy) を独自に作成したほどです。

研究者は多種多様なレーザー分光手法を利用できます。このアプリケーションノートでは、周波数変調分光法（FMS）に特に焦点をあてています⁶。FMSは、比較的シンプルな実験設備で、高いS/N比を達成できる有力な技術です。代表的なFMS実験では、連続波のレーザーの波長が特定の周波数に変調されます。原子遷移全体で中心波長が走査されるにつれ、波長変調が振幅変調に変換されていき、同一周波数のサンプルにおける光吸収の変調を増大させます（代表的な吸収線は図1を参照してください）。

次に、ロックイン増幅機を使用した位相敏感検出などの狭帯域復調技術が、吸収情報をDCで実現させます。変調により信号が高周波数に移動しているため、FMSはレーザー強度変動などの吸収測定時の代表的な制限を回避します。レーザー強度変動はDCでピークとなり、およそ $1/f$ で低下しますので、 $1/f$ ノイズと呼ばれます。この技術を使用することで、吸収感度はppmレベルを達成できます。たとえば、 H_2S は空気中でppmレベルで検出され⁷、イットリウムはppmレベルで測定され、5メタンは1ppbの精度で検出されます⁸。

このアプリケーションノートで後述しますが、特定のノイズ発生源や不適切な信号の特徴を取り消す実験形状の利点を活かすことで、さらなる信号の強化が行えます。最後に、オプティクスと電子機器に十分な注意を払えば、FMSでシステムチック誤差を抑制し、高精度を実現することが可能です⁹。これは、たとえば吸収線の中心を正確に判断したい場合などに重要となります。多くのアプリケーションでは、線幅の0.1%以上の精度で中心を特定する必要があります。

New Focus™ TLB-6800シリーズ、TLB-6700シリーズなどの外部共振器型ダイオードレーザーはシンプルですが強力な変調能力があるため、特にFMSに適しています。波長変調（TLB-6800シリーズのレーザーの最大変調速度を表示します）を達成する主な方法は、ミラーを機械的に“ディザリング”する（1.5~3.5 kHz）、ダイオードへの注入電流を変調する（100MHz）、外部位相変調器を使用する（10GHz）などがあります。

FMSは波長変調（WM）と周波数変調（FM）の2つの型に分けられます。WMの場合、変調深さが非常に大きいため、サイドバンドが数多く発生しますが、変調周波数は低くなります（1MHz未満）。FMの場合、変調深さは小さいですが、周波数が非常に高くなります（100MHz以上）。このアプリケーションノートではFMについて検討しますが、WMとFMの物理的過程はほぼ同じです¹⁰。ここでご説明する方法は、Cs、Rb、K、Li、Ne、Pb、Tl、Y、Sr、Caの原子分光法に使用されています。さらに、ダイオードレーザーが O_2 、 I_2 、 CO_2 、 NO_2 、 H_2O 、 H_2S 、 CH_3 、 $H_4C_2H_2$ 、 CH_3CH_2OH などを用いる分子分光法に使用される例も数多く存在します。手法が実質的に同一なことから、干渉分光法やレーザーの周波数安定化のような多くのアプリケーション¹¹が恩恵を受けています。ファブリーペロー型干渉計の狭帯域伝送は、図2の狭吸収線¹²に非常に似ていますので、このアプリケーションノートの説明は、そのようなセットアップにも直接関連します。

このアプリケーションノートは2つのパートに分かれています。最初の部分はFMSを支える物理的過程の重要な要素と、取得した信号に関する詳細について説明します。次に、強度雑音消去を用いたシンプルなFMSのセットアップを説明し、分析を行います。2番目の部分では、FM“飽和”分光法についても検討します。飽和分光法では最初の部分に似たセットアップを使用しますが、ドップラー拡がり（通常、線幅の広がり）の主な原因）のない、細い信号を生み出します。飽和分光法の物理的な説明も含まれます。このアプリケーションノートの最後では、実地確認を行い、最も一般的に直面する実験上の困難について概要を説明します。

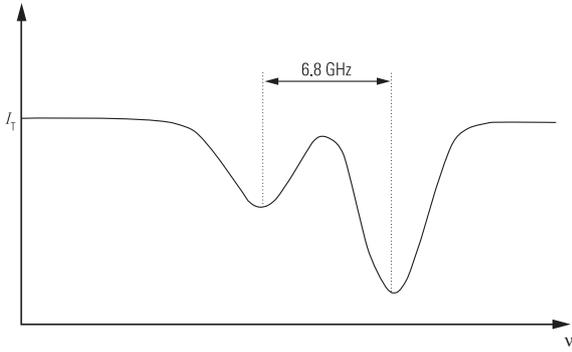


図1：ルビジウムの代表的な吸収線。透過強度 (I_T) をレーザー周波数 (ν) の関数として表示しています。

FM分光法の物理的過程

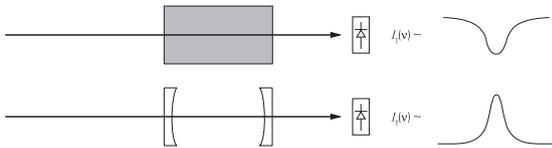


図2：原子または分子の蒸気を含むガラスセルを透過したレーザービーム（上）とファブリーペロー型干渉計を透過したレーザービーム（下）の強度と周波数。

図2は、十分な吸収のある原子または分子の蒸気を含むガラスセルを透過したレーザービームと、ファブリーペロー型干渉計を透過したレーザービームを示しています。干渉計の場合、透過強度（フォトダイオードで測定）はいくつかの周波数（または波長）周囲を中心とする狭いピークの応答がありますが、吸収は吸収周波数の中心付近で狭い幅の応答があります。どちらの状況もここで分析することは可能ですが、明確にするため、吸収の詳細を見てみましょう。

FMSの中心的な側面は、レーザー周波数の変調とガラスセルを透過した光の強度に対するその影響です。レーザーが変調される周波数が低く、変調振幅が小さい場合を考えてみます。この場合、レーザーの中心周波数はわずかな増減を定期的に繰り返すと考えられます。これを示すのが図3aであり、レーザーの線幅が吸収の幅よりかなり小さくなっています。レーザー周波数が吸収線に近づくと、周波数変調により吸収も同時に変調されることとなります。このようにして、レーザー周波数変調がレーザーの透過強度にマッピングされます。これを示すには、吸収によりレーザーの周波数変調を振幅変調に変換する方法もあります。つまり、FM（Frequency Modulation）がAM（Amplitude Modulation）になります。フォトダイオードは周波数の変化を検出できませんが、この変換を行うことで、フォトダイオードが変調を検出できるようになります。図3もレーザーのFMと吸収のAMの位相関係を示しています。図3aに関する最後のポイントは、特定の周波数におけるFMからAMへの変換は、その周波数における吸収のスロープ（または微分係数）に依存するということです。FMSとスロープの間この関係は、次のページの式で表されます。

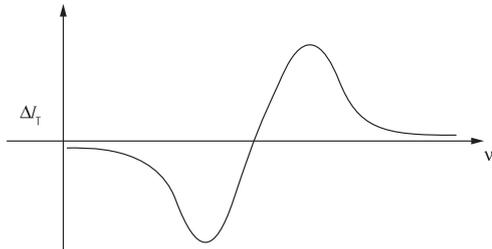
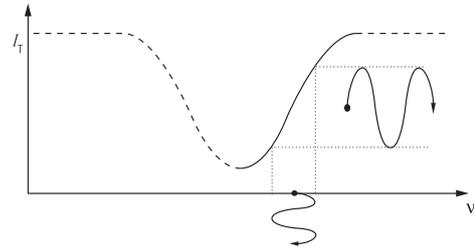
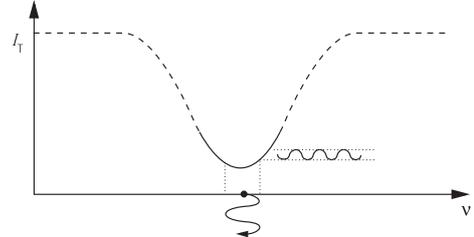
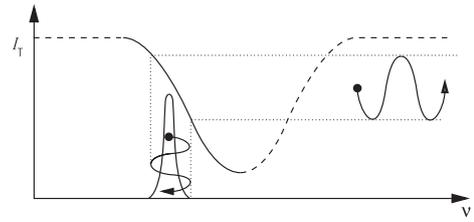


図3：周波数変調分光法では、原子遷移全体で波長を走査するため、波長変調が振幅変調に変換され、おなじ周波数におけるサンプルの光吸収の変調を増大させます。図3bおよび図3cで示すとおり、吸収プロファイル全体の走査を続けるうちに、FMからAMへの変換量が変化することがわかります。図3dはAMとFMの比率に対するレーザー周波数を、位相を考慮して図示したものです。

図3bおよび図3cで示すとおり、吸収プロファイル全体で走査を継続することは定性的に有益です。最大吸収率のポイント付近では、FMからAMへの変換は非常に小さく、中央部分では実際にゼロになります。反対に吸収率のピークではFMからAMへの変換が再び大きくなりますが、FMとAMの間の位相関係が反対になっていることがわかります。最後に、吸収範囲を過ぎて走査を継続した場合、吸収がなく、スロープがほぼゼロになるので、AMはなくなります。このようにして、AMからFMへの比率に対するレーザー周波数を図示し、図3dで示す曲線を得ることができます。図3dでは、位相の変化が曲線の変化で表されています。この曲線は吸収率の微分係数のように見えますが、実際そのとおりです。

レーザー周波数 ν が変調振幅 m により周波数 Ω に変調されると（“ディザリング”と呼ばれる場合もあります）、蒸気セルを通る透過強度 I_T は、次の式で表されます。

$$I_T(\nu) = I_T(\nu + m \sin \Omega t)$$

ここで m 、 $\Omega < G$ とし、 G は吸収率の線幅です。 I_T はテイラー級数として展開できます。

$$I_T(\nu + m \sin \Omega t) = I_T(\nu) + (m \sin \Omega t) \frac{dI_T}{d\nu} + \left(\frac{m^2 \sin^2 \Omega t}{2!} \right) \frac{d^2 I_T}{d\nu^2} + \left(\frac{m^3 \sin^3 \Omega t}{3!} \right) \frac{d^3 I_T}{d\nu^3} + \dots$$

そして、項を結合します。

$$I_T(\nu + m \sin \Omega t) = \left[I_T(\nu) + \frac{m^2}{4} \frac{d^2 I_T}{d\nu^2} + \dots \right] + \sin \Omega t \left[m \frac{dI_T}{d\nu} + \frac{m^3}{8} \sin^2 \Omega t \frac{d^3 I_T}{d\nu^3} + \dots \right] + \cos 2\Omega t \left[-\frac{m^2}{4} \frac{d^2 I_T}{d\nu^2} + \dots \right] + \dots$$

つまり、透過強度にはDC項、 Ω で振動する項、 2Ω で振動する項などを含みます。たとえばロックイン増幅機を使用して位相敏感検出を Ω で実行した場合、 $\sin \Omega t$ 項の係数を抽出できます。特に、 m を小さいと仮定したので、 $\sin \Omega t$ 項の係数は原則的に、 m に透過強度（または吸収率）の最初の微分係数を掛けたものであると言えます。同様に、 2Ω での検出により第2微分係数が明らかになり、 3Ω では第3微分係数が明らかになります。このため、FMSは“微分”分光法と呼ばれることがあります。

シンプルなFM分光法実験

レーザー強度の変動により生じるノイズ（通常は最大の雑音の発生源）を低減することで、上述の基本的なFMSセットアップを容易に改善することができます。基本的に、上述の実験を繰り返しますが、2番目のレーザービームは、同じレーザーですが蒸気セルを通過させずに生成します（図4）。セルを通過するビームがFMからAMへの変換を実行し、強度変動を保有します。2番目のビームもレーザー強度変動を持ちますが、誘発されたAMはありません。蒸気セルの後の2つのビームの絶対強度が平衡であれば、パワーが同じということになります（また、この手順は吸収特性とは別に行われる必要があります）。2つの光電流の**違い**を測定すると、レーザー強度の変動が正確に相殺されます。

このような差動測定は、New Focus™のモデル20X7自動平衡型受光器を使用すると容易に行えます。モデル20X7の特許を取得した自動平衡回路は低周波数フィードバックループを使用し、信号とリファレンスアームの間のDCバランスを自動的に維持します。事実上その回路は可変利得ビームスプリッターとして働きますので、2種類のビームにおけるパワーの平衡を手動で保つ必要はありません。この回路を減算ノードと併用すると、125kHz未満の周波数で、50dBを超える遮断によりコモンモードのレーザーのノイズを相殺します。自動平衡検出器を位相敏感検出器（ロックイン増幅器）と組み合わせることで、強度ノイズのない吸収信号の微分係数を得ることができ、他のノイズの発生源は変調により抑制されます。

この実験は、ニューフォーカスのTLB-7000またはTLB-6900レーザーにより非常に容易に行えます。このレーザーは外部共振器設計なので、狭線幅の出力を生み、吸収特性全体の数10GHz帯で走査できます。圧電変換器のBNC入力により、レーザー周波数を最大3.5kHzに変調可能です。ニューフォーカスのすべてのチューナブルレーザーは、そのチューニングレンジ全体でモードホップフリーが保証され、既存の半導体レーザーダイオードがカバーするどの波長帯でも出力するように構築できます。

飽和分光法の物理的過程

代表的なFM分光法と同様、FM飽和分光法もガスセルを通過したレーザービームの強度を測定します。重要な相違点は、飽和分光法では強力なレーザービーム（通常は同じ周波数の）が蒸気セルを反対方向に伝搬するように（または非常に急な角度で）送られ、セルを通過する元のビームに重なります（図5）。この結果、図で示すとおり吸収線の幅が大幅に狭くなります。

原則的に、飽和分光法は吸収線が広がる最大の原因であるドップラー拡がりを除去します。多くのアプリケーションでは、“自然”な（または量子制限された）幅に近い狭い吸収線幅を実現することは、中心線を高精度に決定するために非常に重要です。ドップラー拡がりが除去されると、他の興味深い効果（超微細構造など）も解消されます。また、ドップラー拡がり以外に線幅の広がりを引き起こす小規模な原因を研究できますので、より微細な物理的過程（衝突シフト、飛行時間型拡がり、磁場効果、光子反跳効果、圧力拡がりなどはその数例に過ぎません）が明らかになるでしょう。

ドップラー拡がりとは、原子または分子が動いているため発生します。次のドップラー条件を満たす場合に限り、絶対角度吸収周波数が ω_0 で、速度を持つ原子は、角度周波数 $\omega = 2\pi\nu$ のレーザーからの光を吸収します。

$$\omega = \omega_0 + \vec{V} \cdot \vec{k} \quad \text{または} \quad \nu = \nu_0 \left(1 + \frac{V_{\parallel}}{c} \right)$$

ここで、レーザービームの波数ベクトルは次のとおりです。

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$$

ここで、 λ はレーザーの波長であり、 V_{\parallel} はその速度成分であり、 c は光の速度です。動いている原子が光を吸収するために、レーザー周波数が絶対吸収周波数に正確に共振している必要はありません。従って、速度の広い分布（通常はマクスウェル・ボルツマン分布）は共振周波数の分布と線幅の広がりを引き起こします。

そのため、レーザー周波数が吸収プロファイル全体で走査されると、完全にドップラー拡がりが発生した線形が得られます。しかし、任意のレーザー周波数では、有効な原子のサブセットのみ、つまりレーザービームに沿った原子の速度がドップラー条件を満たす原子のみが光を吸収します。このような原子のサブセットを、“速度グループ”と呼びます。図6aは、基底状態に対する V_{\parallel} における原子の数を示すことで、速度グループをさらにわかりやすく示しています。任意のレーザー周波数において、単独の、狭い速度グループのみがレーザーと相互作用し、その速度グループ内の原子が励起状態になります。これは同時にその速度グループに対する基底状態の原子の数が減少することになります（図6aのくぼみ）。

上記の分析が、セルを通過する元の弱いビームにも適用されると仮定したところで、反対方向に伝搬する強いビームの効果を検討すると、図6bで示す状態となります。反対方向に伝搬するビーム（同じ周波数の）が速度グループ \mathbf{V}_S と相互作用します。速度グループ \mathbf{V}_S のドップラーシフトは元の速度グループ \mathbf{V}_W のドップラーシフトとは逆になります。一見して、強いビームの存在による影響がないように見えます。2つのレーザービームは、完全に独立した原子のグループと相互作用しています。弱い信号の透過率のみを監視した場合（図5と同様に）、強力な信号が存在しないとときと同様の信号出力が得られます。

しかし、これは必ずしも正しくありません。レーザー周波数 ν が原子の共振周波数 ν_0 に非常に近傍である状況を考えてみましょう。この場合、2種類のレーザービームと相互作用する速度グループは $\mathbf{V}_{\parallel} \hat{A} - \mathbf{V}_{\parallel} \hat{A} 0$ であり、両方のビームが同じグループ（同じ原子）と相互作用を開始します。2種類のビームが原子を得るために競合しますが、これは公正な戦いではありません。強いビームは $\mathbf{v}_{\parallel} \hat{A} 0$ の基底状態にある原子の数をすぐに減少させ、弱いビームと相互作用する原子は少ししか残りません。弱いビームにとっては、基底状態にある相互作用可能な原子がないように見えます。これは、強いビームが原子をすべて励起状態に持って行ってしまったからです。従って、 $\mathbf{v}_{\parallel} \hat{A} 0$ 、 $\mathbf{V}_{\parallel} \hat{A} 0$ のとき、弱いビームは蒸気セルの中を通過しますが、共振時であっても、**吸収はほとんどありません**。正確な定義ではありませんが、この効果は“飽和”として知られています。

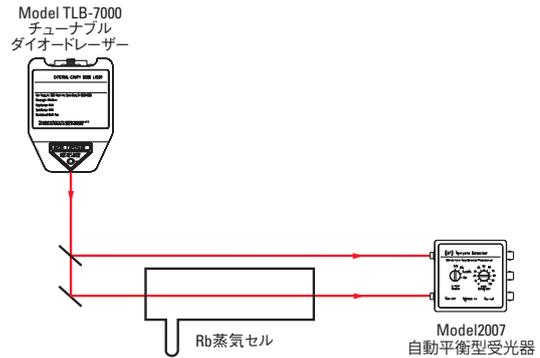


図4：代表的なFM分光法実験のセットアップ。上記のセットアップでは、蒸気セルを通過しない2番目のレーザービームを使用してレーザー強度の変動を除去しました。Model 2007自動平衡型受光器のような二重平衡型検出器を使用して、差動測定を行いました。



図5：FM飽和分光法実験では、強力なレーザービーム（通常は同じ周波数の）が蒸気セルを反対方向に伝搬するように（または非常に急な角度で）送られ、セルを通過する元の弱いビームに重なります。

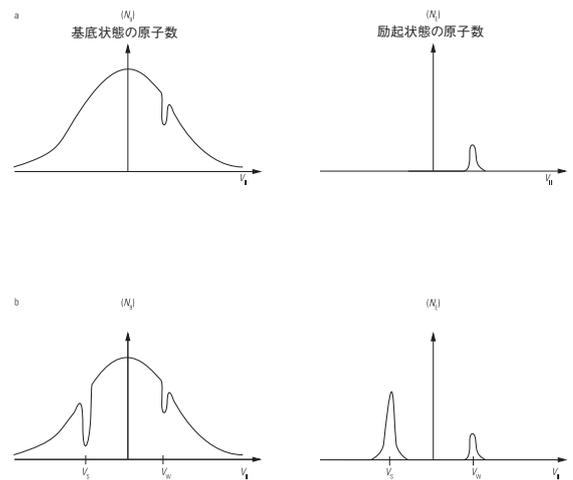


図6：a) V_{\parallel} に対する基底状態の原子の数。任意のレーザー周波数において、単独の、狭い速度グループのみがレーザーと相互作用し、その速度グループ内の原子が励起状態になります。b) 強力な、反対方向に伝搬するビームを考慮したときの V_{\parallel} に対する基底状態の原子の数。

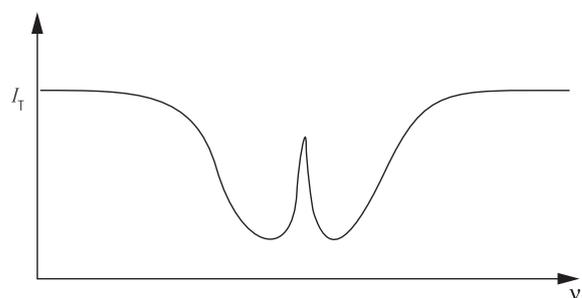


図7：図5のセットアップでの弱いビームの透過率。レーザー周波数が原子の共振周波数 ν_0 に非常に近い場合、つまり $V_{\parallel} \hat{A} - V_{\parallel} \hat{A} 0$ のとき、共振周波数の近くを除き、吸収率は通常通りに見えます。共振周波数の近くでは、強いビームの飽和により、吸収が非常に小さくなります。ドップラー拡がり線形の中心部では、正確な線の中心の周囲で非常に狭い特性が発生しています。

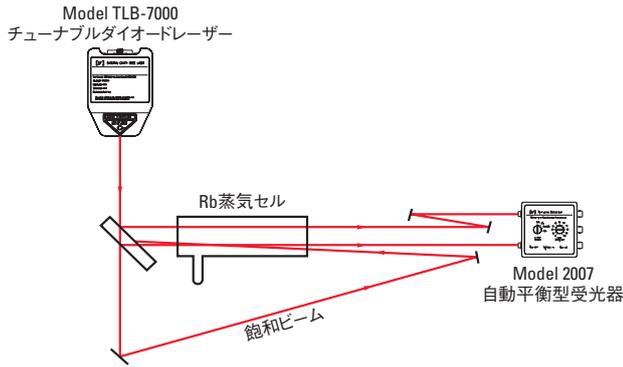


図8：代表的なFM飽和分光法のセットアップ。強力な「飽和」ビームが加えられ、弱いビームの反対方向に伝搬してその一部に重なります。蒸気セルをシフトすると、両方の弱いビームがセルを通過します。2種類の光電流の違いにより、ドップラー拡がり線形と強度ノイズを完全に取り去るので、狭い飽和特性のみが残ります。

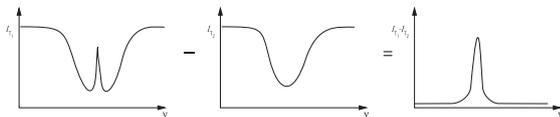


図9：図8で示したセットアップにおける透過強度と周波数。

代表的なFM飽和分光法のセットアップ

上述の例では、弱いビームの透過強度は図7と似ているように見えます。厳密な共振付近を除いて吸収率は普通の状態（強いビームが存在しない状態と同様）です。厳密な共振付近では、強いビームからの飽和により吸収が非常に小さくなっています。ドップラー拡がり線形の中央部では、線のちょうど中心付近に非常に狭い特性があります。この場所では上記のとおりFMSを実行でき、狭い吸収特性の微分係数が得られます。しかし、さらに大きなドップラー拡がり形状がまだ存在し、信号に対する自らの微分係数に寄与しています。図8は、飽和分光法のセットアップのより良い配置を示しています。ここでは、ドップラー拡がりの線形への寄与を完全に取り去ることが可能です。

図8のセットアップの背後には、次のような考え方があります。まず、強力な「飽和」ビームが加えられ、弱いビームの反対方向に伝搬してその一部に重なります。次に、蒸気セルをシフトして、両方の弱いビームがセルを通過するようにします。これらの変更点の効果を図9にまとめています。

2種類の光電流の違いにより、ドップラー効果で広がった線形を完全に消し去り、狭い飽和特性だけが残ります。さらに、2つの弱いビームの強度が平衡な場合、レーザーの強度雑音相殺されます。多くの場合、このようなセットアップは、ドップラー拡がりの下に隠れてしまうことが多い原子スペクトルの超微細構造を分割する便利な方法として使用されています（図10）。

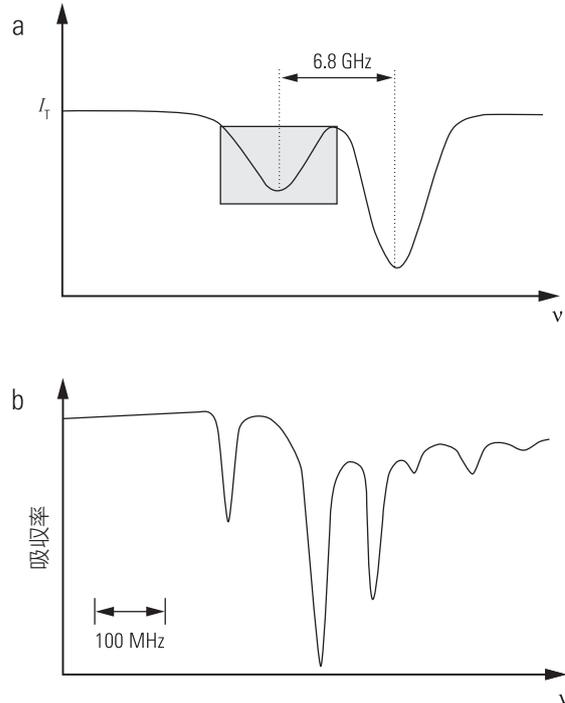


図10aは、非飽和セットアップでのRbの吸収測定の結果を示しています。図10bは、Rb吸収線から取得したひとつの特性の超微細構造を示しています。Rb吸収線は、図8の飽和分光法セットアップを使用して測定しました。

FMSの課題

FMSの感度がノイズ制限に近づくことはよくあることです。そして、多くの場合（特に変調周波数が高い場合）このノイズ制限に到達します。この場合の基本的な雑音の発生源は、吸収を研究するために使用するレーザービームの振幅上の光子のショットノイズ（または計数ノイズ）です¹³。このアプリケーションノートで提案した、比較的低い変調周波数では、ショットノイズは主なノイズの発生源となるかもしれませんが、必ずしも**ただひとつ**の重大なノイズ発生源というわけではありません。具体的には、ダイオードレーザーは強度変動（特に周波数変動^{14, 15}）が発生する傾向があり、極めて高い周波数にまで広がるので、強度ノイズの相殺技術が非常に重要となります。一方で、FMSに伴うその他の課題により、基本的なショットノイズ制限に到達するずっと前に感度が妨害されることがあります。

FMSに伴う最も一般的な問題のひとつが、レーザービームのスプリアスAMです¹⁶。目的のFMと同じ周波数ですが、吸収との関連はありません。このようなAMIは、復調されると、FMSから取得した微分係数信号のオフセットにつながります。これは、微分係数信号が厳密な線中心でゼロに交わる必要がある場合、問題になります。しかし、多くの場合このオフセットは大きな関心が払われることはなく、電子的に無くしてしまうことも可能です。デュアル光検出器の配置を用いることで、この効果を最小限に抑えることができますが、必ずしも除外するわけではありません。好ましくないAMIは、光検出器のウィンドウ、蒸気セルのウィンドウ、部分反射面の組み合わせなどの残留エタロン効果が原因で発生することが一般的です。エタロンから発生するAMは、希望する吸収とは異なる周波数依存性のある傾斜背景ノイズ（エタロン透過の微分係数）を発生させる傾向があります。このようなエタロン効果の機械的安定性や熱安定性が悪いと、ノイズのある、ドリフトする背景ノイズ信号をまねきます。これらの効果は簡単に探して除去できます。

AMの他の発生源は、レーザー共振器自体の内部にある残留エタロンです。ここまで、ダイオードレーザーの低周波数変調についてのみ議論してきました。この場合、PZTを使用してダイオードの外部共振器の長さを変えて変調を行いますので、理論的には純粋なFMが得られます。しかし、反射防止コート付のレーザーダイオードの前端面と、レーザーダイオードの後端面との間のレーザー共振器自体の内部で残留エタロン効果が発生します。コート付の端面からの残留反射は外部共振器型ダイオードレーザーで10%の変調をもたらします。

もうひとつのAMの発生源についてもここで言及する必要があります。PZTを使用した低周波数変調についてのみ議論してきましたが、この他にもダイオードレーザーの注入電流を変調し、レーザーの周波数を変調する技術が広く使用されています。しかし、この方法ではFMの他にAMも発生します^{17, 18}（この割合は変調周波数と特定のダイオードに依存します）ので、上記のとおりの問題が起こります。注入電流は、数百MHz（またはGHzまで）の非常に高い周波数で変調できるといふ長所があります。TLB-6900シリーズのレーザーの場合、ドライバに電流変調入力を与えることで最大1MHzの帯域幅で電流を変調できます。または、レーザーヘッド上のコネクタを介してレーザーダイオードに信号を適用することで、最大100MHzの変調が可能です。これまで言及したとおり、AMIは多くの実験に耐えることのできる方法です。また、ダイオードレーザーを交互に注入同期することで、残留AMを50dB低減させることが最近になりわかりました¹⁹。

ダイオードレーザーに関する最後の一般的な問題は、通常、光学セットアップ全体にわたる反射面からの光学フィードバックが原因です。残留反射光がレーザーに戻ると、第2の外部共振器を形成する傾向があり、レーザーの周波数が不安定になります。エタロン効果と同様、このような反射光の機械的安定性や熱安定性が悪いと、レーザー周波数に重大なノイズが加わることとなります。良質なアイソレータを使用すると、一般的なフィードバックによる問題を避けることができます。

まとめ

周波数変調分光法は、比較的シンプルな実験用セットアップにより、高い感度を達成できる強力なツールです。特に、チューナブルレーザーではセットアップをさらにシンプルにすることが可能です。なぜなら、チューナブルレーザーは容易に変調できる、チューニング可能な狭線幅の光を出力するからです。新しいダイオードレーザーの波長が利用可能になるに従って、TDLAS（チューナブルダイオードレーザー吸収分光法）の分野が急激に拡大を続けています。これは、利用可能な波長を青、²⁰ UV、^{21, 22} または赤外光²³に変換できる非線形光学技術を組み合わせた場合に特に顕著です。

参考文献

1. C. Wieman, G. Flowers and S. Gilbert, "Inexpensive laser cooling and trapping experiment for undergraduate laboratories," *A. J. Phys.*, **63**, 317-330 (1995).
2. L. Marmet, A. A. Madej, K. J. Siemsen, J. E. Bernard, B. G. Whitford, "Precision frequency measurement of the $2S_{1/2} - 2D_{5/2}$ transition of Sr+ with a 674 nm diode laser locked to an ultrastable cavity," *IEEE trans. Instr. Meas.* **46**, 169 (1997).
3. J. A. Stone, L. Howard, A. Stejskal, M. Stephens, C. Oates, L. Hollberg., "Novel methods for length measurement employing diode lasers," National Conference on Standards Laboratories. Preparing Metrology for the Next Millennium. **Proceedings of the 1996 Workshop and Symposium**, p. 2 vol. xvi+xii+898, 667-76 vol.2
4. G. J. Vazquez, "Optical remote sensing of atmospheric compounds," *Proc. SPIE* vol **2730**, p 131 (1995).
5. W. Wang, R. H. Hammond, M. M. Fejer, C. H. Ahn, M. R. Beasley, M. D. Levenson, M. L. Bortz, "Diode-laser-based atomic absorption monitor using frequency-modulation spectroscopy for physical vapor deposition process control," *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1375 (1995).
6. W. Demtroder, **Laser Spectroscopy**, 2nd ed., Springer-Verlag 1995.
7. G. Modugno, C. Corsi, M. Gabrysch, M. Inguscio, "Detection of H₂S at the ppm level using a telecommunication diode laser," *Opt. Comm.* **145**, 76 (1998).
8. K. P. Petrov, S. Waltman, E. J. Dlugokencky, M. Arbore, M. M. Fejer, F. K. Tittel, L. W. Hollberg, "Precise measurement of methane in air using diode-pumped 3.4-4.0 μ m difference-frequency generation in PPLN," *Appl. Phys. B* **64**, 567 (1997).
9. J. L. Hall, L. Hollberg, T. Baer, H. G. Robinson, "Optical heterodyne saturation spectroscopy," *Appl. Phys. Lett.* **39**, 680 (1981).
10. J. M. Supplee, E. A. Whittaker, W. Lenth, "Theoretical description of frequency modulation and wavelength modulation spectroscopy," *Appl. Optics* **33**, 6294, 1994.
11. R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kowalski, J. Hough, G. M. Ford, A. J. Munley, H. Ward, "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator," *Appl. Phys. B* **31**, 97 (1983).
12. D. Hils, J. L. Hall, "Response of a Fabry-Perot cavity to phase modulated light," *Rev. Sci. Instrum.* **58**, 1406 (1987).
13. G. C. Bjorklund, M. D. Levenson, W. Lenth, C. Oritz, "Frequency modulation (FM) spectroscopy. Theory of lineshapes and signal-to-noise analysis," *Appl. Phys. B* **32**, 145 (1983).
14. M. Ohtsu, S. Kotajima, "Linewidth reduction of a 1.5 mm InGaAsP laser by electrical feedback," *IEEE J. Quan. Elec.* **QE-21**, 1905 (1985).

15. B. Dahmani, L. Hollberg, R. Drullinger, "Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback," **Opt. Lett.** **12**, 876 (1987).
16. M. Gehrtz, C. G. Bjorklund, E. A. Whittaker, "Quantum-limited laser frequency-modulation spectroscopy," **JOSA B** **2**, 1010 (1985).
17. S. Kobayashi, Y. Yamamoto, M. Ito, T. Kimura, "Direct frequency modulation in AlGaAs semiconductor lasers," **IEEE J. Quan. Elec.** **QE-18**, 582 (1982).
18. Z. Xiang, D. T. Cassidy, "Modulation spectroscopy with a semiconductor diode laser by injection-current modulation," **JOSA B** **14**, 1945 (1997).
19. S. Kasapi, S. Lathi, Y. Yamamoto, "Amplitude-squeezed, frequency-modulated, tunable, diode-laser-based source for sub-shot-noise FM spectroscopy," **Opt. Lett.** **22**, 478 (1997).
20. P. Lodahl, J. L. Srensen, E. S. Polzik, "High efficiency second harmonic generation with a low power diode laser," **Appl. Phys. B** **64**, 383 (1997).
21. S. Sayama, M. Ohtsu, "Tunable UV CW generation at 276-nm wavelength by frequency conversion of laser diodes," **Opt. Comm.** **145**, 95 (1998).
22. D. A. W. Klirer, J. P. Koplow, L. Goldberg, "Narrow-band, tunable, semiconductor-laser-based source for deep-UV absorption spectroscopy," **Opt. Lett.** **22**, 1418 (1997).

さらなる情報

C. E. Wieman, L. Hollberg, "Using diode lasers for atomic physics," **Rev. Sci. Instrum.** **62**, 1, 1991.

M. D. Levenson, S. S. Kano, **Introduction to Nonlinear Laser Spectroscopy**, revised, Academic Press, Inc, 1988.

製品ラインナップ

- Vortex™ チューナブルレーザー
- Velocity™ 広範囲チューナブルレーザー
- 平衡型受光器
- Neutral Density (ND) フィルターホイール



ニューフォーカス アプリケーションノート #10

波長掃引実験：時間短縮および生産環境でのリアルタイムプロセス制御の実現

Swept-Wavelength Testing: Saving Time and Bringing Real-Time Process Control to the Manufacturing Environment

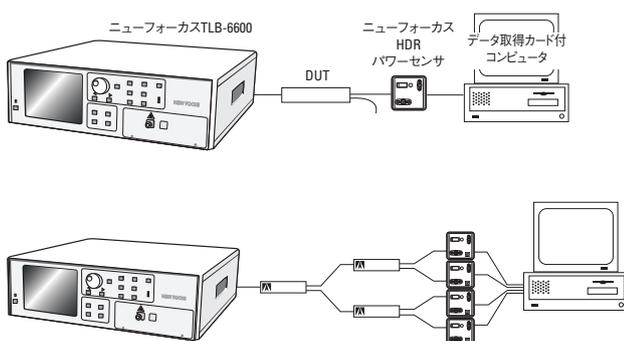
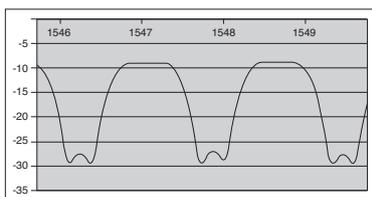


表1：3つの異なるMUX測定方法における代表的な所要時間。

図1：インターリーバーの実験システムには、波長掃引チューナブルレーザー、多重チャンネルデータ取得ボード、パワーセンサを使用します。図1aでは、このシステムを使用してデバイスのひとつのチャンネルを実験します。図1bでは、システムにインターリーバーとパワーセンサを追加することで、希望するチャンネル数まで実験システムを拡大していく方法を示しています。単純化のため、コンピュータとレーザーをつなぐGPIB接続はこの図では示していません。GPIB接続は、実験の開始、レーザーとコンピュータとの接続を開始するために使用され、規定の波長帯でのみデータを記録できるようにするものです。

スィープ波長チューナブルレーザー P32参照
高ダイナミックレンジパワーセンサ P183参照