Research Article

Check for updates



OPTICAL PHYSICS

トラップされたベリリウムイオンを用いた量子情報処理の ための VECSEL システム

S. C. Burd,^{1,2} J.-P. Penttinen,^{3,4} P.-Y. Hou,^{1,2}

M. Mäki,^{3,4} 🗈 E. Kantola,^{3,4} M. Guina,^{3,4}

H. M. Knaack,^{1,2}
S. Ranta,^{3,4}
D. H. Slichter,¹
D. Leibfried,¹ AND

A. C. Wilson^{1,*}

¹Time and Frequency Division, National Institute of Standards and Technology, Boulder, Colorado 80305, USA ²Department of Physics, University of Colorado, Boulder, Colorado 80309, USA ³Optoelectronics Research Centre, Tampere University, 33720 Tampere, Finland ⁴Vexlum Ltd, Kauhakorvenkatu 53 B, 33710 Tampere, Finland *Corresponding author: andrew.wilson@nist.gov

Received 15 September 2022; revised 18 November 2022; accepted 29 November 2022; posted 29 November 2022; published 10 March 2023

我々は、波長 235nm と 313nm の紫外線レーザー光を生成するための垂直外部共振器面発光レーザー(VECSEL)に基づ く2 つのシステムを紹介します。これらのシステムは、トラップされたベリリウムイオンによる量子情報処理に適しています。 各システムは、数十ナノメートルにわたって調整可能な高出力近赤外光を生成する小型の単一周波数連続波 VECSELで 構成されています。1 つのシステムは、GaInAs/GaAs 量子井戸に基づくゲインミラーを使用して 940nm で 2.4W を生成し、 中性ベリリウム原子の光イオン化のために 54mW の 235nm 光に変換されます。もう1 つのシステムでは、GaInNAs/GaAs 量子井戸に基づくゲインミラーを使用して、GaAs 格子の歪みを管理しながら 1200nm を超える波長拡張を可能にします。 このシステムは 1252nm で 1.6W を生成し、これを 41mW の 313nm 光に変換して、トラップされた ⁹Be⁺イオンのレーザー冷 却や量子状態の準備と検出に使用します。313nm システムは、高忠実度の量子ゲートの実装にも適しています。 ©2023OpticaPublishingGrouphttps://doi.org/10.1364/JOSAB.47546

<u>7</u>

1. はじめに

原子物理学に基づく量子情報処理(QIP)技術は、研究室 から着実に生まれ、商業開発へと移行しつつあります[1]。 多くの場合、特定の QIP アプリケーション用の原子システ ムの選択は、原子の特性よりも、適切なレーザーの可用性 によって決まります。これは、コストと信頼性が障害となる紫外線(UV)レーザー源を必要とする原子種で特に顕著 です。重要な例の 1 つはベリリウムイオン (⁹Be⁺) で、こ れは QIP に有利な特性をいくつか備えています。イオン質 量が低いため、高い永年トラッピング周波数を実現できま す[2]。これにより、量子ゲートとイオン輸送操作が高速化 します[3,4]。また、分離トラップアレイ内のイオン間のク ーロン媒介結合が強くなります[5,6]。その結果、同等の高 忠実度の2量子ビット(キュービット)ゲートを、通常、 より重いイオン種に必要なレーザー強度よりも低いレーザ 一強度で実装できます[7]。レーザー要件の低減は、プロセ ッサの大型化[2,8-11]や最終的にはフォールトトレラントな 動作へのスケーリングに重要となる可能性があります。 ⁹Be⁺イオンのもう 1 つの魅力的な特徴は、低コストのマイ クロ波電子機器と比較的単純なアンテナでアクセスできる、 約1.3GHzの基底状態の超微細分裂です。⁹Be⁺の超微細状態 に存された量子ビットは、数秒のコヒーレンス時間[12]と、 単一量子ビットのゲートエラーが 2.0(2)×10-5[13]であること がわかっています。

は、8(4)×10-4[14]の誤差で実証されており、これは、これ までの物理システムで報告されている最も低い誤差の1つで す。ベリリウム QIP 実験では、通常、中性原子を光イオン 化するために 235nm のレーザー光を使用し、レーザー冷却、 状態準備、量子ゲート、および測定には 313nm のレーザー 光を使用します。⁹Be⁺エネルギーレベル構造の関連する特 徴を図1に示します。235nmの光は、チタンサファイア(TiS) レーザー(パルスおよび CW の両方)や半導体ダイオードレー ザー[15]など、940nm で動作するレーザーの非線形周波数変 換によって生成されることがよくあります。313nmの光は、 色素レーザー[16]からの光の非線形周波数変換によって生成 されており、最近ではファイバーレーザー[15,17]や半導体ダ イオードレーザー[18-20]からの光の非線形周波数変換によ って生成されています。ごく最近、313nm 付近のスペクト ル調整された光周波数コムを使用してベリリウムイオンの レーザー制御が実証されました[21]。垂直外部共振器面発光 レーザー(VECSEL[22])は、上記のアプローチの有望な代 替手段を提供します。VECSEL は、外部共振器固体ディス クレーザーの利点と量子井戸(QW)半導体レーザーの利点 を組み合わせたもので、過去 10年間でかなりの進歩を遂げ ています[23]。これらのレーザーの外部キャビティ形状によ り、比較的コンパクトなパッケージで、回折限界に近いビ ーム品質で高出力および単一周波数の動作が可能になりま す。

さらに、⁹Be⁺超微細量子ビット間の 2 量子ビットゲート

0740-3224/23/040773-09Journal©2023OpticaPublishingGroup



図 1.ベリリウムイオンによる QIP に関連するエネルギーレベル。 (a)235nm 光による光イオン化のための中性 ⁹Be のエネルギーレベル。 (b)⁹Be⁺のエネルギーレベル。313nm 付近の光は、レーザー冷却、状態 の準備と検出、再ポンピング、および誘導ラマン遷移に基づくマルチ量 子ビット量子ゲートに使用されます。²S_{1/2}|2、1>↔²S_{1/2}|2、2>と共鳴する 追加の再ポンピング光は、わかりやすくするために省略されています。

半導体ゲイン材料は、広いチューニング範囲を可能にし、 広範囲の波長にわたって放射するように設計することがで きます。長い(>10cm)高Qキャビティと半導体ゲイン媒体 の短いキャリア寿命のため、VECSEL は、ゲイン媒体の上位 状態の寿命よりもはるかに長いキャビティ光子寿命を持つ、 いわゆるクラス A 領域で動作する。その結果、固体レーザ ーや多くのダイオードレーザーとは異なり、レーザーダイ ナミクスは外部キャビティ内の光子寿命によって支配され ます。その結果、VECSEL は非常に低強度ノイズの光[24]を 生成し、緩和振動の影響を受けません。キャビティ内の大 きなパワーと強いゲイン飽和のため、ファイバーレーザー、 外部キャビティダイオードレーザー、テーパーアンプシス テムに一般的に存在する増幅された自然放出による広いス ペクトルペデスタルは、VECSEL ではほとんど見られません。 これらの有利な特徴は、捕捉されたマグネシウムイオンの 生成と操作のための VECSEL ベースのシステムの実証によっ て検証されており[25]、測定された性能は典型的なイオン 捕捉実験の要件を満たしています。量子技術アプリケーシ ョンで VECSEL を使用する利点はますます注目を集めていま すが(たとえば、サブ kHz の線幅と 140mW のシングルモー ド出力を備えた単一周波数 VECSEL[26]、または数十 kHz の 線幅とワットレベルのシングルモード出力を備えた単一周 波数 VECSEL[27,28]を報告した最近の出版物を参照、中性 Sr[26,27]、中性 Cd[27]、および中性 Rb[28]の遷移をター ゲットにしています。また、周波数倍増前のYb⁺イオン波長 への 22mW シングルモード出力を備えた VECSEL も報告され ています[29])、Be⁺イオン遷移に一致する波長での単一周 波数動作は実証されていません。

ここでは、捕捉された⁹Be⁺イオンの生成と操作のための VECSEL ベースの 2 つのシステムを紹介します。これらのシ ステムは、940nm および 1252nm の基本波長で動作するゲイ ンミラーと、それぞれ 235nm および 313nm のレーザー光を 生成する外部周波数変換ステージの 2 つの新しい実装に基 づいています。UV レーザーの機能は、中性原子からのイオ ン生成、イオン冷却、イオン状態操作という重要な機能を 実行する能力の観点から評価されます。この研究は、⁹Be⁺ およびその他のイオンシステムのニーズを満たす VECSEL 技 術の汎用性と、多数の量子技術アプリケーションで実用的 なソリューションを提供できる可能性を実証しています。

2. レーザーシステム開発

A.レーザーのセットアップ

2つのレーザーシステムの概略図を図2に示します。両方の VECSEL キャビティは、特定のゲインミラー(つまり、 940nm または 1252nm での基本放射用に設計)と出力カプラー (OC) ミラー(約2%の透過率、曲率半径200mm、直径12.7mm) で構成され、約 125mm の間隔で配置され、約 1.2GHz の自 由スペクトル範囲(FSR)を実現します。単一周波数動作と粗 調整を提供するために、次のキャビティ内要素を使用しま した。ブリュースター角複屈折フィルター(BRF、単一石英 板、厚さ 3mm)とエタロン(イットリウムアルミニウムガー ネット、厚さ 1mm)。これらの要素は両方とも、活性に温度 安定化されています。VECSEL 出力周波数の微調整と安定 化のため、小型 OC ミラーはリング状の圧電トランスデュ ーサー(PZT)に取り付けられており、これによりキャビティ 長を調整できます。ゲインミラーは、808nm 付近で発光す る高出力のマルチモードダイオードレーザーによって光ポ ンピングされます。このレーザーはファイバー結合され、 ゲインミラー表面に約200µmのビームウエスト(半径)を生成 するように集束されます。通常、シングルモード動作には、 レーザーモード対ポンプスポット比が 0.8 を超えるガウスま たはスーパーガウスポンプ強度プロファイルが適していま す[30]。ゲイン材料のポンプ吸収帯域は非常に広いですが、 入手しやすく比較的安価な 808nm 付近で発光する高出力ダ イオードレーザーを選択し、それに応じてゲインミラーの ポンプ吸収長を最適化しました。ゲインミラーの銅製ヒー トシンクは、温度の安定化と制御のために熱電冷却器(TEC) に取り付けられています。TEC は、マイクロチャネル熱交 換器と低振動チラー(狭線幅レーザー動作に重要)を使用して 水冷されます。VECSEL キャビティコンポーネントは、安 定した動作のために O リングで密閉された筐体に収められ たインバー鋼ベースプレートに取り付けられています。レ ーザー筐体内に乾燥剤を入れ、乾燥窒素でパージすること でキャビティ内の水蒸気を除去すると、水吸収線が存在す る波長(たとえば、940nm)での周波数安定性と出力が向上す ることがわかりました。

VECSEL のシングルモード動作では、BRF の回転と BRF 設定温度の調整によって、粗い範囲の調整(約 10THz で約 80GHz のステップ)が実現されます。



図 2. VECSEL キャビティ構成と2 段階の外部周波数倍増の図。

(0.1~1THz の範囲で、レートは約 37GHz/K)。中間範囲のチ ューニングは、エタロンを傾けてその温度を調整すること で実現します(1~100GHz の範囲で、レートは約-3GHz/K、 ステップは約 1.2GHz)。微調整は、OCPZT を使用してレー ザーキャビティ長を調整することで実現します(0.01~1GHz、 レートは約 30MHz/V)。エタロン温度とレーザーキャビティ 長を同時に調整することで、キャビティーPZT の最大移動 量によって制限される、数 GHz にわたるモードホップのな いチューニング範囲を実現できます。

VECSEL ゲインミラーは、分布ブラッグ反射鏡(DBR)と、 歪み補償層、QW、バリア/スペーサー層、および共鳴周期 ゲイン(RPG)用に配置されたウィンドウ層を備えた活性領域 で構成されます。両方のミラー(940nm および 1252nm)は、固 体ソース分子線エピタキシー(MBE)を使用して製造されまし た。VECSEL ゲインミラー技術の一般的な説明と材料システ ムに関連する設計上の制約については、たとえば[23,31]を参 照してください。具体的な設計の詳細については、UV 生成 の実験とともに以下で説明します。

B.235nm レーザー光源

940nmVECSEL のゲインミラー構造は、図 3 の左軸に屈折率 が示されています。キャビティ定在波の腹の位置は、層の 厚さの重要な設計パラメータであり、右軸にプロットされ、 シミュレートされた電界係数と一致する必要があります。 半導体多層構造の活性領域は、最初に GaAs 基板上に成長し、 次に GaAs/AlAsDBR が成長しました。光子放出は、定在波 の腹と一致する GaAs バリア内の 24 個の GaInAsQW から発 生し、腹あたり2個のQW(12×2)になります。比較的多数の QWを選択したのは、バリアと QW 間のバンドギャップオフ セットが低いことが影響しており、これがキャリア漏れを 引き起こし、高温での単一 QW のパフォーマンス低下につ ながります。実際、キャリアの閉じ込めは、GaInAs/GaAs 材料システムの最小波長を制限する主なメカニズムです[32]。 比較のために、1µmを超える高出力動作を可能にする典型的 なゲイン構造は、1つのアンチノードあたり1つのQWとし て配置された 10~12 個の QW で構成されていることに注意 してください[33]。活性領域には GaAsP 歪み補償層も含まれ ています。

VECSELを適切に動作させるには、ポンプレーザーの吸収 によって生じる熱を除去し、ゲインミラーの温度を安定さ せる必要があります。このため、940nm ゲインミラーには、 活性領域から DBR を介して熱が流れる標準的なフリップチ ップ 冷 却 方 法[22]を 使 用 しま した。 各 チップ は、 3×3×0.3mm3 の合成多結晶ダイヤモンドヒートスプレッダー に接着されています。



図 3.合計 24 個の量子井戸(QW)を備えた 940nm ゲインミラーの概略活性 領域設計。参考として屈折率(黒、左軸)とシミュレートされたキャビティ定在 波電界係数(赤、右軸)が示されています。

この目的のために、まず、成長直後のゲインミラーを 2.5×2.5mm² のチップに切り分け、各チップの DBR 背面を 3×3×0.3mm³ の合成多結晶ダイヤモンドヒートスプレッダー に接着しました。接着後、GaAs 基板を機械研磨とウェット エッチングの組み合わせで除去しました。ポンプ光とレー ザー光の反射を減らし、ゲインチップの表面を保護するた めに、約 5µm 厚の半導体構造の上面にイオンビームスパッ タ(IBS)反射防止(AR)コーティングを施しました。最後に、 ダイヤモンドの背面を温度安定化銅ヒートシンクにはんだ 付けして、効率的な熱除去を行いました。

940nmVECSELの性能特性を図4に示します。14.5Wのポ ンプ出力で、チューニング範囲は30nm程度、単一周波数動 作での940nmでのスロープ効率は27(1)%です。VECSELの 線幅を推定するために、VECSEL周波数オフセットをTSレ ーザーにロックした状態で、940nmVECSEL出力と自励TS レーザー(公称線幅<50kHz)間のビート信号を解析します[34]。 ビート信号のスペクトル幅から、VECSELの線幅は<100kHz であることがわかります。これは、関連する原子遷移の線 幅よりもかなり狭く、周波数変動が後続の共鳴周波数倍増 ステージによって大きな振幅変動に変換されないほど十分 に狭いものです。

940nmVECSELの出力は、高出力偏波保持(PM)光ファイバーに結合され、2つの第二高調波発生(SHG)増強キャビティの最初のキャビティに光を送ります。この940~470nmの周波数倍増キャビティは、Pound-Drever-Hall(PDH)法[35]を使用して VECSEL の単一周波数出力にロックされ、サイドバンドは赤外光の電気光学変調によって生成されます。



図 4.(a)14.5W ポンプ出力での波長の関数としての 940nm でのシングル モード出力。BRF を回転させ、各波長でエタロン温度を調整して取得。 (b)940nm での出力と 808nm ポンプ出力の関係。データ(実線)への線形 近似により、傾斜効率は 27(1)%になります。出力測定の不確実性は 5%、 波長精度の不確実性は 0.002nm です。

Lo らの設計[15]に従って、周期分極反転リン酸チタン酸 カリウム (PPKTP) 非線形光学結晶 (RaicolCrystals、長 さ 20mm[36])を使用して、470nm への周波数倍増が実装 されています。VECSEL 駆動の 470nm 光源の性能を図 5 (a) に示します。940nm で 0.48 (2) Wの場合、470nm で 0.27(1) W が得られます。これは私たちの用途には十分すぎ るほどですが、倍増キャビティへの 940nm 出力はさらに増加 できることに注意してください。ただし、結晶の明らかな熱 レンズ効果によるキャビティロックの不安定性により、 940nmで約0.50Wを超えると信頼性の高いロックが妨げられま す[15,37]。

470nmから235nmへの周波数倍加の第2段階は、ブリュースタ ー角ベータバリウムホウ酸塩(BBO)結晶を使用する以前の 313nm設計[17]を改良した増強キャビティ設計[15]を使用して 実装されます。この倍加キャビティは、Hanschと Couillaud に よって開発された技術[38]を使用してロックされます。235nm 周波数倍加段階の性能を図 5 (b)に示します。470nm で 0.27 (1) Wの場合、235nmで54 (3) mWが得られ、最大出力比は 約 20%です。ちなみに、この UV 出力は、ベリリウム原子を 光イオン化してイオントラップにロードするために通常使用 する出力の約 50 倍です。

C.313nm レーザー光源

1252nm ゲインチップの設計戦略は、さまざまな考慮事項に従います。まず、動作波長を長くするために、GaInNAs/GaAsQWを使用します。窒素がなければ、1252nmでの発光を達成するために必要な高インジウム含有量により、QWとGaAsバリア間の大きな格子不整合によって生じる高い累積歪みにより、結晶の品質が低下します。



図 5. 940nmVECSEL システムで使用される周波数倍増ステージの測定された出力と効率。(a)470nm 出力(青い円)と 470~940nm 出力比(オレンジ 色のダイヤモンド)対 940nm での入力。(b)235nm 出力(青い円)と 235~ 470nm 出力比(オレンジ色のダイヤモンド)対 470nm での入力。すべての出 力測定の不確実性は 5%です。



図 6. 1.25µm ゲインミラーA および B の概略活性領域設計。参考として 屈折率(黒、左軸)とシミュレートされたキャビティ定在波電界係数(赤、 右軸)とともに示されています。

実際、歪みは GaInAs/GaAs システムの上限波長の主な制限 メカニズムです[23]。少量の N を使用すると、バンドギャッ プの湾曲により、大幅に少ない In 含有量で特定のバンドギ ャップを実現できます[39]。同時に、格子定数が減少し GaAs との格子不整合が減少します。もう1つのプラス効果 は、N が伝導帯にのみ影響するため、特定のバンドギャッ プでは、GaInNAs/GaAsQW は GaInAs/GaAsQW と比較して 伝導帯オフセットが大きくなることです。これは、キャリ ア捕獲能力と温度挙動にプラスの効果をもたらし、 940nmQW に有害であると述べた効果とは逆の効果です だし、GaInNAs 材料の成長は、N 関連の誘導欠陥のために 技術的に困難であり、より長波長の動作を実現するために N 含有量を増やすと、より有害になります[40]。N 関連欠陥 の悪影響と歪み管理との間の最良の妥協点は、構造的な歪 みに関連する転位を回避するのに十分なレベルまで N の量 を最小限に抑えることです。また、QW の成長後に MBE チ ャンバーから N を効率的にポンピングする必要があります。 このために、QWの成長直後に、Nプラズマ源をゲートバル ブで分離し、イオンポンプを活性にして残留 Ν を高速ポン ピングします。この手順により、バリア領域で非放射再結 合を引き起こす可能性のある N 関連欠陥の形成を回避でき ます。また、バリア領域の全体の厚さ、つまり QW 間の GaAs 吸収層の合計厚さを最適化して、DBR に最も近い QW で必要なキャリア密度を達成するために、構造全体で十分 なポンプパワーを利用できるようにします。このようにし て、図6に概略的に示す、1250nm 付近で動作する2つのゲ インミラー構造を製造しました。

どちらの構造にも、歪み補償用の GaAsP 層や GaAsN 層の ない、GaAs バリアに囲まれた 10 個の GaInNAsQW が含まれ ています。構造 A では、最初の6つのアンチノードに1つの アンチノードあたり 2 つの QW が分散され、最後のペアは 周囲に厚いポンピング領域がありましたが、構造 B では、 従来の設計[33]に従って1つのアンチノードあたり1つのQW が分散されており、これにより QW と光場アンチノードの 重ね合わせが改善され、しきい値が小さくなるはずです。 より従来の設計 B に加えて設計 A を評価する主な理由は、 N含有材料とNバックグラウンドなしで成長した GaAs バリ ア領域との間の界面を最小限に抑え、全体的な欠陥密度を 最小限に抑えるためでした。



図 7.785nm 励起下での構造 A(黒)とB(赤)の 1.25µmVECSEL ゲインミ ラーキャリブレーションサンプルのフォトルミネッセンス(PL)スペクトル。

また、ポンプ吸収に影響を与える構造の物理的な厚さについても実験したいと考えました。ポンプ吸収効率は、GaAsの吸収係数 13900cm⁻¹[41]とポンプ強度の指数関数的減衰を使用して推定されました。活性領域の厚さは、ゲインミラーAとBでそれぞれ約 1200nm と約 1900nm でしたが、参考までに、上記の 940nm 構造の活性領域の厚さは約 1600nm でした。これらの吸収厚は、シングルパスポンプ吸収効率の約 81%(ゲインミラーA)と 93%(ゲインミラーB)、および 940nm ゲインミラーの 89%に相当します。

GaInNAsQW は、約 475℃(熱電対設定温度)の温度で成長 しました。この比較的低い温度は、GaInAsQW の成長(約 650℃)と比較して、N 関連の相分離を避けるために必要です。 As/III ビーム等価圧力(BEP)比は、両方の構造で 14 でした。 推定される公称 QW 組成は、ゲインミラーA では GaIn0.31N0.07As、ゲインミラーB では GaIn0.31N0.05As でし た。Nプラズマパラメーターは両方の構造で同じであり、 組成の違いは成長速度の変動(構造 A では約 1µm/h、構造 B では約1.3µm/h)によって生じました。QW キャリブレーショ ンサンプル(つまり、DBR なし)のフォトルミネッセンス(PL) スペクトルを図 7 に示します。2 つの構造の室温での PL ピーク波長は、1181nm(ゲインミラーA)と 1189nm(ゲインミラ ーB)でした。ゲインミラーBの活性領域は、公称N組成が低 いにもかかわらず、わずかに長い波長で発光しました。こ れは、In および/または Ga の成長速度のキャリブレーショ ンまたはフラックス測定の不正確さによるものと考えられ ます。ただし、どちらの構造も、785nm 励起下では強く狭 い(FWHM27~29nm)PL ピークを示しました。加熱をもたら す強い光ポンピング下では、QWの発光は通常、約10THz赤 色にシフトします(約 1200nm 付近で約 50nm シフトに相当)。

1252nm ゲインミラーには、より長い波長で動作するデバ イスに適した、いわゆるトップエミッション冷却構成を使 用しました。ゲインミラーは最初に 3×3mm² のチップに切 り分けられ、それぞれの活性領域表面は透明なヒートスプ レッダーに液体キャピラリー接合されました。



図 8.1252nmVECSEL ゲインミラー構造 A(黒い四角)と B(赤い球)のマル チモード出力特性。マウント温度は 18°Cに設定されました。各データポ イントの出力測定の不確実性は 3%です。

このいわゆるキャビティ内冷却構成の利点は、低熱伝導率 の DBR が、高温の活性領域とヒートスプレッダの間の熱経 路にないことです。ただし、この構成ではキャビティ内ビ ームがヒートスプレッダを通過するため、良好な光学品質 が必要です。スプリアスエタロンを抑制するためにファセ ット間の角度を 2° にして研磨した、3×3×0.25mm³の合成単 結晶ダイヤモンドヒートスプレッダを使用しました。ダイ ヤモンドの上面は、キャビティ内ビームがゲインミラーに アクセスするための開口部を備えた銅製ヒートシンクには んだ付けしました。最後に、ダイヤモンドの上面に AR コー ティング(IBS を使用)を施し、キャビティ内損失とエタロン を最小限に抑えました。940nm ゲインミラーについては、 フリップチップデバイスのみをテストしました。これは、 多結晶ダイヤモンドヒートスプレッダの方が単結晶のもの よりも入手しやすく、コストも低いため、好まれることが 多いためです。

まず、さまざまなゲインミラーをマルチモード構成でテ ストし、出力と波長能力の大まかな評価を行いました。 のために、曲率半径75mmの高反射率折りたたみミラーと透 過率 1%のフラット出力結合ミラーを備えた V 字型キャビテ ィを使用し、キャビティアームの長さはゲインミラーから 測定して 72mm と 50mm でした。ゲインミラー上のシミュレ ートされた基本モード径は 260µm(接線方向)と 300µm(矢状方 向)で、808nm ポンプレーザースポット径はゲインチップ表 面法線から 30 度の角度で入射して約 400μm でした。ゲイン ミラーA(アンチノードあたり 2 つの QW)と B(アンチノード あたり 1 つの OW)のレーザーしきい値ポンプ出力はそれぞ れ 9.6W と 6.9W でした(図 8 を参照)。40W の入射ポンプ出力 でのマルチモード出力は 6.7W(A、光から光への出力変換 効率は17%)と8.5W(B、21%)であり、出力9Wでのレー ザー中心波長は1245nm (A) と1230nm (B) でした。構造 B の方が閾値が小さくスロープ効率が高いですが、自由稼働 発光波長が 1252nm の目標波長に近いため、最終的な単一周 波数 VECSEL アセンブリーには構造 A が選択されました。 後述するように、1252nmVECSEL は、1231nm で目標波長 1252nmのほぼ2倍の単一周波数出力を実現しており、将来 的に改善の余地があることを示唆しています。

組み立てられた 1252nmVECSEL の初期特性評価は、レー ザーの出力と波長調整範囲を測定することによって実行さ れました(図 9)。



図 9.(a)40.3W ポンプ出力での単一周波数動作における波長の関数とし ての 1252nmVECSEL の出力。出力を最適化するために、BRF を回転さ せ、各波長でエタロンとゲインチップの温度を調整して取得しました。 (b)3 つの異なる動作条件下で測定された VECSEL 出力と、808nm ポン プレーザーの入力の関係。実線は、傾斜効率を決定するために使用さ れる線形近似です。(a)と(b)の各データポイントでの出力測定の不確実 性は 3%です。

マルチ縦モード動作(BRFとエタロンを取り外した状態) では、1231nm で最大出力 3.5(1)W、スロープ効率 15.8(3)%が 測定されました[図 9(b)]。単一周波数動作(BRF とエタロン を取り付けた状態)では、キャビティ内要素による追加損 失により、スロープ効率が 14.7(3)%に低下し、1231nm で最 大出力 3.0(1)W が測定されました。アプリケーションのター ゲット波長(1252nm)に調整すると、スロープ効率 12.5(2)%、最大出力 1.63(5)W が得られました。VECSEL は 50nm の範囲で調整可能でした。調整範囲は、利用可能なゲ インチップの冷却出力によって短い波長では制限されまし た。最高ポンプ出力での出力のロールオーバーは見られな かったため、ポンプ出力を増やすことでより高い出力を実 現できることが示唆されます。将来的には、活性領域の厚 さと QW の数および構成を最適化することで、ピークゲイ ンが目標波長に近づくゲインミラーを製造できると期待し ています。

1252nm の光を 626nm に変換するため、市販のファイバー 結合型周期分極反転リチウムニオブ酸塩導波路ダブラー (NTT エレクトロニクス社、モデル WH-0626-000-AB-C[36])が 使用されています。導波路の温度は TEC によって制御され、 擬似位相整合状態が維持されます。この変換ステージでは、 VECSEL からの 1252nm 出力 1.63(5)W で、626nm で最大出力 0.53(3)W、出力比 33(2)%(ファイバー結合から導波路への損 失を含む)が得られます。626nm での最大出力は、利用可能 な 1252nm 出力によって制限されます。同様の導波路ベース の SHG デバイスを使用して、671nm で 2.4W が生成されてい ることに注目してください[42]。

導波管ダブラーからの 626nm の光は PM 光ファイバーに結 合され、313nm に変換するためにブリュースター角 BBO 結晶 を使用するキャビティ強化 SHG セットアップ[17]に送られ ます。0.33 (2) Wの入力で、313nmで41 (2) mWが得られま す。

1252nmVECSEL のスペクトル線幅を推定するために、導 波管ダブラーの 626nm 出力と、[17]で説明されているものと 同様の周波数安定化ファイバーレーザーベースの 626nm 光 源 の 出 力 と の 間 の ビート 音 信 号 を 解 析 します。 940nmVECSEL の解析で前述したアプローチに従って、 1252nmVECSEL はファイバーレーザー光源[34]に周波数オフ セットロックされます。ビート信号のスペクトル幅から、 1252nmVECSEL の線幅は 110kHz 未満であると推定されます。 これは、関連する原子遷移の線幅よりもかなり狭く、周波 数変動が共鳴 UV 周波数倍増ステージによって大きな振幅変 動に変換されないほど十分に狭いです。

3. ベリリウム原子とイオンの試験

VECSEL システムは、2つの異なる実験設定で中性 ${}^{9}Be$ イオンと ${}^{9}Be^{+}$ イオンを使用してテストされました。

235nmVECSELシステムによる光イオン化は、中性ベリリ ウム原子の熱ビームでテストされました。熱ビームは、タ ングステン支持線に螺旋状に巻かれたベリリウム線を抵抗 加熱することによって生成されました。ビームは、直径 2.5mmの開口部を使用して弱くコリメートされました。開 口部のすぐ下流で、原子ビームは、 $^{1}S_{0}$ から $^{1}P_{1}$ への遷移と ほぼ共鳴する垂直の235nmレーザービームと交差し、原子 ビームの中心で約80(20)kW/m²の強度に焦点が合わせられま した。比較のために、この遷移の飽和強度は約8.7kW/m²で す[43]。イオンは2光子プロセスによって生成されます[図 1(a)を参照]。共鳴すると、最初の光子が中性原子を $^{1}P_{1}$ 状態 に励起し、2番目の光子が電子を連続体に励起します。これ らのイオンは、バイアス電位が-1.7kVのチャネルトロン電 子増倍管(CEM)(PhotonisMagnum5901ElectronMultiplier[36]) を使用してカウントされます。

中性原子ビームのフラックスを一定に保ち、イオンカウ ント率を VECSEL 周波数の関数として記録し、光イオン化 線形を取得します(図 10)。最大光イオン化率は、VECSEL 周波数 319.0200 (6) THz で測定され、これは UV での 1276.080 (2) THz に相当し、最近の $^{1}S_{0}$ から $^{1}P_{1}$ への遷移の 精密測定と一致しています[43]。光イオン化線形の中心的特 徴には、87 (5) MHz の自然線幅[43]、約 2.4 (3) 倍のパワ 一広がり、および原子ビームの不完全なコリメーションに よる 1.3 (2) GHz の残留ドップラー広がり[44]が含まれます。 これらのメカニズムのみを含む Voigt モデル[44]は、中心的 特徴とよく一致しています。弱い非共鳴光イオン化(線形 の広い台座特徴)の起源は調査されていません。

313nm レーザー光源は、[45]で説明されている既存のトラ ップイオンシステムでドップラー冷却、共鳴検出、および 再ポンピングを実行するために使用されました。便宜上、 周波数倍増 VECSEL によって生成された 626nm 光の周波数 を、分子ヨウ素吸収線を周波数基準とする ⁹Be⁺イオントラ ッピングに使用される既存のファイバーレーザーシステム [17]によって生成された 626nm 光に固定しました。



図 10.CEM によって測定されたカウントレートは、1276.080(2)THz からの 4倍 VECSEL(UV)周波数のデチューニングの関数として測定されました。 中央のピークは Voigt モデルでオーバーレイされています。カウントレー ト測定の不確実性は 4%と推定されます。

トラップに装填された単一の ${}^{9}\text{Be}^+$ イオンをドップラー冷却 するために、313nm レーザー光源を使用しました。313nm で 周波数 4 倍化された光は σ^+ に偏光され、その後、音響光学 変 調 器(AOM)を使用して、約 957.397THz で ${}^{2}\text{S}_{1/2}|_2$ 、 2> $\leftrightarrow 2P_{3/2}|_3$ 、3>サイクル遷移全体に調整されました。蛍光 光子は光学画像システムによって収集され、光電子増倍管 (PMT)を使用してカウントされました。結果として得られた スペクトルは、図 11(a)に示されています。レーザー強度の 不確実性の範囲内で、VECSEL 光源で得られた線の形状は、 ファイバーレーザー光源で得られたものと同一です。

VECSEL 光源による光ポンピングをテストするために、 σ⁺ 偏光レーザーを、約 957.200THz で ⁹Be⁺の ²S_{1/2}↔²P_{1/2} 遷移 と共鳴するように調整します[図1(b)]。AOMを使用して原子 遷移全体で周波数をスイープし、次に共鳴周波数に固定し ました。次に、313nm 付近の 2 番目の(ファイバーレーザー 生成)光場を使用して最初に|2、2 状態に光ポンピングし、 次に|2、2>↔|1、1>遷移と共鳴するマイクロ波 πパルスを 適用して、単一の⁹Be⁺イオンを|1、1>状態で準備しました。 次に、VECSEL システムによって生成された再ポンピング 光がさまざまな期間適用され、理想的にはイオンが|2、2> 状態に再ポンピングされ、その後、2番目のシステムによっ て生成された ²S_{1/2}|2、2>↔²P_{3/2}|3、3>サイクル遷移と共鳴 する光による蛍光検出が行われます[図 1(b)を参照]。各実験 での検出では、イオンが有意に蛍光を発するか、発しない かの2値の結果が得られます。しきい値を10カウントに設 定することにより、特定の実験の結果に0または1を確実に 割り当てることができます。各期間について、|2、2>の母 集団は、300回の実験繰り返しの結果の平均を計算すること によって決定されます。再ポンピング時間 τ=0.55(4)µs は、 指数関数 1-e^{-t/て(t}は再ポンピングパルス期間)を図 11(b)のデ ータにフィッティングすることによって決定されます。レ ーザー強度の違いを考慮すると、VECSEL システムを使用 して得られる再ポンピングは、当社のファイバーレーザー ソースで得られる再ポンピングと区別がつきません。



図 11.(a) 313nm VECSEL 光源からの UV 光による ${}^{2}S_{1/2}|_{2}$ 、2>++ $^{2}P_{3/2}|_{3}$ 、 3>サイクル遷移の分光法。各データポイントは、それぞれ 330µs の検出 期間を持つ 300 回の実験繰り返しの平均を示します。実線はデータに対 するローレンツ近似であり、デチューニングは近似線の中心を基準とし ています。(b)313nmVECSEL 光源からの UV 光による ${}^{2}S_{1/2}|_{1}$ 、1>状態か らの再ポンピング後の ${}^{2}S_{1/2}|_{2}$ 、2>の測定確率。実線は指数近似です。 データポイントは 300 回の繰り返しの平均を示します。(a)と(b)のエラー バーは平均の標準偏差を示します。

4. 結論

要約すると、我々は、捕捉された ⁹Be⁺イオンを含む QIP 実 験のタスクを実行できる、広範囲に調整可能な VECSEL べ ースのレーザーソースを2つ紹介しました。最初のシステム は、940nm で最大 2.4W の単一周波数光を生成し、中性 Be の 光イオン化用に 235nm 光を生成するために周波数を 2 倍に しました。約1Wの出力で8か月以上の連続使用で、940nm での長期出力ドリフトは10%未満でした。VECSELの周波数 は波長計にロックされています。同じVECSELからの470nm 光を、異なる捕捉イオンセットアップに使用される複数の UVダブラーに分配します。各ダブラーは、実験で⁹Be⁺イオ ンを生成するのに十分な、235nm で数 mW を生成します。2 番目のシステムは 1252nm で最大 1.6W を生成し、2 段階の周 波数倍増によって 313nm に変換され、ドップラー冷却、検 出、および捕捉された⁹Be⁺イオンの再ポンピングに使用で きます。本研究で紹介した940nmVECSELシステムの広いチ ューニング範囲により、第3高調波発生によって 313nm 近 くの光を生成することができることに注意してください[20]。 VECSEL 設計の固有の出力スケーラビリティにより、より 高い出力を生成できるはずです[22]。これは、遠距離離調誘 導ラマン遷移を使用する量子論理ゲートに関連する自然放 出エラーを軽減するのに適しています[7]。全体的なシステ ム効率のさらなる改善は、キャビティ内 SHG を使用して達 成できます[46]。

VECSEL プラットフォームは、TS レーザーに基づく既存 のチューナブル高出力レーザーソリューションと比較して、 サイズ、重量、出力、コスト(SWaP-C)の性能が向上してい ます。これは、TiS ゲインメディアが一般的にシングルモー ドグリーンレーザーでポンプされ、それ自体のサイズが VECSEL に匹敵するという事実を考えれば簡単に理解でき ます。実際、このようなポンプレーザーの多くは、実際に はキャビティ内周波数倍増 VECSEL です。ここで報告され ている VECSEL は実験室のプロトタイプですが、小型化の 見込みが高く、現在の開発では、キャビティ内周波数倍増 と統合ポンプレーザーダイオードを備えたはるかに小型の モジュールを作成することに重点が置かれています。最終 的には、システムのサイズは、周波数ロックなどの制御電 子機器によって制限されます。TiS よりも直接 VECSEL シス テムを簡素化することで、コストを削減できます。

資金提供:国立標準技術研究所(量子情報プログラム)、フ ィンランド科学アカデミー(プロジェクト QUBIT (278388))。

謝辞:S.C.B.、J.-P.P.、P.-Y.H.、および H.M.K. は、この研究 に等しく貢献しました。研究室での支援をいただいた Stephen Erickson、Jenny Wu、Daniel Cole、および Yong Wan、および原稿に対するコメントをいただいた Richard Fox と Jenny Wu に感謝します。P.-Y.H.、H.M.K.、および S.C.B. は、NIST とコロラド大学が共同で運営する Professional Research Experience Program (PREP)のサポ ートに感謝いたします。J.-P.P は、Jenny and Antti Wihuri Foundation、Walter Ahlström Foundation、および Finnish Foundation for Technology Promotion のサポートに感謝いた します。Vexlum Ltd. は、この論文で説明した両方のシステ ムのゲイン チップを提供しました。

開示事項:M. G.: Vexlum Ltd. (I, E)、E. K.: Vexlum Ltd. (I, E)、 M. M.: Vexlum Ltd. (I, E)、J.-P. P.: Vexlum Ltd. (I, E)、S. R.: Vexlum Ltd. (I, E)。

データの入手可能性:この論文で提示された結果の基礎となるデータは現時点では公開されていませんが、合理的な要求があれば著者から入手できる可能性があります。

REFERENCES AND NOTES

- C. D. Bruzewicz, J. Chiaverini, R. McConnell, and J. M. Sage, "Trapped-ion quantum computing: progress and challenges," Appl. Phys. Rev. 6, 021314 (2019).
- D. J. Wineland, C. Monroe, W. M. Itano, D. Leibfried, B. E. King, and D. M. Meekhof, "Experimental issues in coherent quantumstate manipulation of trapped atomic ions," J. Res. Nat. Inst. Stand. Technol. 103, 259 (1998).
- R. Bowler, J. Gaebler, Y. Lin, T. R. Tan, D. Hanneke, J. D. Jost, J. P. Home, D. Leibfried, and D. J. Wineland, "Coherent diabatic ion transport and separation in a multizone trap array," Phys. Rev. Lett. 109, 080502 (2012).
- A. Walther, F. Ziesel, T. Ruster, S. T. Dawkins, K. Ott, M. Hettrich, K. Singer, F. Schmidt-Kaler, and U. Poschinger, "Controlling fast transport of cold trapped ions," Phys. Rev. Lett. 109, 080501 (2012).

- A. C. Wilson, Y. Colombe, K. R. Brown, E. Knill, D. Leibfried, and D. J. Wineland, "Tunable spin–spin interactions and entanglement of ions in separate potential wells," Nature 512, 57–60 (2014).
- K. R. Brown, C. Ospelkaus, Y. Colombe, A. C. Wilson, D. Leibfried, and D. J. Wineland, "Coupled quantized mechanical oscillators," Nature 471, 196–199 (2011).
- R. Ozeri, W. M. Itano, R. B. Blakestad, J. Britton, J. Chiaverini, J. D. Jost, C. Langer, D. Leibfried, R. Reichle, S. Seidelin, J. H. Wesenberg, and D. J. Wineland, "Errors in trapped-ion quantum gates due to spontaneous photon scattering," Phys. Rev. A 75, 042329 (2007).
- 8. A. M. Steane, "How to build a 300 bit, 1 giga-operation quantum computer," Quantum Inf. Comput. 7, 171 (2004).
- D. Kielpinski, C. Monroe, and D. J. Wineland, "Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer," Nature 417, 709–711 (2002).
- C. Monroe and J. Kim, "Scaling the ion trap quantum processor," Science 339, 1164–1169 (2013).
- K. K. Mehta, C. D. Bruzewicz, R. McConnell, R. J. Ram, J. M. Sage, and J. Chiaverini, "Integrated optical addressing of an ion qubit," Nat. Nanotechnol. 11, 1066–1070 (2016).
- C. Langer, R. Ozeri, J. D. Jost, J. Chiaverini, B. DeMarco, A. Ben-Kish, R. B. Blakestad, J. Britton, D. B. Hume, W. M. Itano, D. Leibfried, R. Reichle, T. Rosenband, T. Schaetz, P. O. Schmidt, and D. J. Wineland, "Long-lived qubit memory using atomic ions," Phys. Rev. Lett. 95, 060502 (2005).
- K. R. Brown, A. C. Wilson, Y. Colombe, C. Ospelkaus, A. M. Meier, E. Knill, D. Leibfried, and D. J. Wineland, "Single-qubit-gate error below 10⁻⁴ in a trapped ion," Phys. Rev. A 84, 030303 (2011).
- 14. J. P. Gaebler, T. R. Tan, Y. Lin, Y. Wan, R. Bowler, A. C. Keith, S. Glancy, K. Coakley, E. Knill, D. Leibfried, and D. J. Wineland, "High fidelity universal gate set for ⁹Be⁺ ion qubits," Phys. Rev. Lett. 117, 060505 (2016).
- H.-Y. Lo, J. Alonso, D. Kienzler, B. C. Keitch, L. E. de Clercq, V. Negnevitsky, and J. P. Home, "All-solid-state continuous-wave laser systems for ionization, cooling and quantum state manipulation of beryllium ions," Appl. Phys. B 114, 17–25 (2014).
- L. R. Brewer, J. D. Prestage, J. J. Bollinger, W. M. Itano, D. J. Larson, and D. J. Wineland, "Static properties of a non-neutral ⁹Be⁺-ion plasma," Phys. Rev. A 38, 859 (1988).
- A. C. Wilson, C. Ospelkaus, A. P. VanDevender, J. A. Mlynek, K. R. Brown, D. Leibfried, and D. J. Wineland, "A 750-mW, continuous wave, solid-state laser source at 313 nm for cooling and manipulating trapped ⁹Be⁺ions," Appl. Phys. B 105, 741–748 (2011).
- H. Ball, M. Lee, S. Gensemer, and M. Biercuk, "A high-power 626 nm diode laser system for beryllium ion trapping," Rev. Sci. Instrum. 84, 063107 (2013).
- F. Cozijn, J. Biesheuvel, A. Flores, W. Ubachs, G. Blume, A. Wicht, K. Paschke, G. Erbert, and J. Koelemeij, "Laser cooling of beryllium ions using a frequency-doubled 626 nm diode laser," Opt. Lett. 38, 2370–2372 (2013).
- R. A. Carollo, D. A. Lane, E. K. Kleiner, P. A. Kyaw, C. C. Teng, C. Y. Ou, S. Qiao, and D. Hanneke, "Third-harmonic-generation of a diode laser for quantum control of beryllium ions," Opt. Express 25, 7220– 7229 (2017).
- A.-G. Paschke, G. Zarantonello, H. Hahn, T. Lang, C. Manzoni, M. Marangoni, G. Cerullo, U. Morgner, and C. Ospelkaus, "Versatile control of Be⁺9 ions using a spectrally tailored UV frequency comb," Phys. Rev. Lett. 122, 123606 (2019).
- M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, "High power (>0.5-W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM/sub 00/beams," IEEE Photon. Technol. Lett. 9, 1063 (1997).
- M. Guina, A. Rantamäki, and A. Härkönen, "Optically pumped VeCSELs: review of technology and progress," J. Phys. D 50, 383001 (2017).

- M. Myara, M. Sellahi, A. Laurain, A. Michon, I. Sagnes, and A. Garnache, "Noise properties of NIR and MIR VeCSELs," Proc. SPIE 8606, 86060Q (2013).
- S. C. Burd, D. T. Allcock, T. Leinonen, J.-P. Penttinen, D. H. Slichter, R. Srinivas, A. C. Wilson, R. Jördens, M. Guina, D. Leibfried, and D. J. Wineland, "VeCSEL systems for the generation and manipulation of trapped magnesium ions," Optica 3, 1294–1299 (2016).
- P. H. Moriya, R. Casula, G. A. Chappell, D. C. Parrotta, S. Ranta, H. Kahle, M. Guina, and J. E. Hastie, "InGaN-diode-pumped AlGaInP VECSEL with sub-kHz linewidth at 689 nm," Opt. Express 29, 3258–3268 (2021).
- J. N. Tinsley, S. Bandarupally, J.-P. Penttinen, S. Manzoor, S. Ranta, L. Salvi, M. Guina, and N. Poli, "Watt-level blue light for precision spectroscopy, laser cooling and trapping of strontium and cadmium atoms," Opt. Express 29, 25462–25476 (2021).
- J. C. Hill, W. K. Holland, P. D. Kunz, K. C. Cox, J.-P. Penttinen, E. Kantola, and D. H. Meyer, "Intra-cavity frequency-doubled VECSEL system for narrow linewidth Rydberg EIT spectroscopy," Opt. Express 30, 41408–41421 (2022).
- J. R. C. Woods, H. Kahle, A. C. Gray, J. Daykin, A. C. Tropper, C. Gawith, M. Guina, and V. Apostolopoulos, "High power 739 nm VECSELs for future Yb+ ion cooling," Appl. Opt. 60, 676–680 (2021).
- A. Laurain, J. Hader, and J. V. Moloney, "Modeling and optimization of transverse modes in vertical-external-cavity surface-emitting lasers," J. Opt. Soc. Am. B 36, 847–854 (2019).
- A. Tropper and S. Hoogland, "Extended cavity surface-emitting semiconductor lasers," Prog. Quantum. Electron. 30, 1–43 (2006).
- J. Chilla, Q.-Z. Shu, H. Zhou, E. Weiss, M. Reed, and L. Spinelli, "Recent advances in optically pumped semiconductor lasers," Proc. SPIE 6451, 645109 (2007).
- B. Heinen, M. Sparenberg, A. Weber, B. Kunert, J. Hader, S. Koch, J. Moloney, M. Koch, and W. Stolz, "106 W continuous-wave output power from vertical-external-cavity surface-emitting laser," Electron. Lett. 48, 516–571 (2012).
- 34. A. Castrillo, E. Fasci, G. Galzerano, G. Casa, P. Laporta, and L. Gianfrani, "Offset-frequency locking of extended-cavity diode lasers for precision spectroscopy of water at 1.38 μm," Opt. Express 18, 21851–21860 (2010).
- R. Drever, J. Hall, F. Kowalski, J. Hough, G. Ford, A. Munley, and H. Ward, "Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator," Appl. Phys. B 31, 97–105 (1983).
- 36. Certain commercial equipment and materials are identified in this paper in order to specify the experimental procedure accurately. Such identification does not imply recommendation or endorsement by the National Institute of Standards and Technology, nor does it imply that the equipment or materials identified are necessarily the best available for the purpose.
- R. Le Targat, J.-J. Zondy, and P. Lemonde, "75%-efficiency blue generation from an intracavity PPKTP frequency doubler," Opt. Commun. 247, 471–481 (2005).
- T. Hansch and B. Couillaud, "Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity," Opt. Commun. 35, 441–444 (1980).
- I. Vurgaftman and J. R. Meyer, "Band parameters for nitrogen containing semiconductors," J. Appl. Phys. 94, 3675–3696 (2003).
- K. Ville-Markus, "High-power dilute nitride lasers grown by molecular beam epitaxy," Ph.D. thesis (Tampere University of Technology, 2015).
- M. D. Sturge, "Optical absorption of gallium arsenide between 0.6 and 2.75 eV," Phys. Rev. 127, 768–773 (1962).
- N. Kretzschmar, U. Eismann, F. Sievers, F. Chevy, and C. Salomon, "2.4-watts second-harmonic generation in ppZnO: LN ridge waveguide for lithium laser cooling," Opt. Express 25, 14840–14855 (2017).

- E. C. Cook, A. D. Vira, C. Patterson, E. Livernois, and W. D. Williams, "Testing quantum electrodynamics in the lowest singlet state of neutral beryllium-9," Phys. Rev. Lett. 121, 053001 (2018).
- 44. W. Demtröder, Spectroscopic Instrumentation (Springer, 1981).
- 45. T. R. Tan, "High-fidelity entangling gates with trapped-ions," Ph.D. thesis (University of Colorado at Boulder, 2016).
- E. Kantola, T. Leinonen, S. Ranta, M. Tavast, and M. Guina, "High efficiency 20 W yellow VECSEL," Opt. Express 22, 6372–6380 (2014).