

# 半導体レーザー励起薄片固体レーザーでの新奇な発振パターンの形成

大塚 建樹

## Curious Oscillation Pattern Formation in Semiconductor Laser Pumped Thin-Slice Solid-State Lasers

Kenju OTSUKA

Oscillation pattern formation in semiconductor-laser pumped, wide-aperture thin-slice solid-state lasers with coated end mirrors is studied experimentally. Depending on the pump-beam diameter, curious lasing transverse modes, including composite lattice patterns and a speckle-type of random patterns, are observed reflecting the standard polished surface roughness of closely spaced reflective ends.

**Key words:** thin-slice solid-state laser, laser-diode pumping, composite lattice patterns, speckle random laser

空間的に広がった非平衡系でのパターン形成は、非線形ダイナミクスのパラダイムとして多くの物理・化学系で研究がなされている。非線形光学やレーザーなどの光学系での自己パターン形成は、光非線形性および横方向分布（いわゆる、transverse effect）を取り入れたマクスウェル・デバイあるいはマクスウェル・ブロッホ方程式により記述される。物質場のダイナミクスを断熱消去すると複素ギンツブルグ・ランダウ型方程式に帰着し、実験と理論の密接な対応をとりながら非線形波動を研究できる格好の舞台を提供する。実際、流体と同様に、roll, hexagon, vortex, などのほか、多様なソリトンが上記光学系で見いだされており、‘dry hydrodynamics’ とも称されている<sup>1-3)</sup>。

光ビーム径が共振器長に比べて十分小さい（フレネル数が小さい）通常のレーザー共振器では、モード直交性が成立するエルミート・ガウス（HG）、ラゲール・ガウス（LG）およびインス・ガウス（IG）の3種類の固有モード群が存在し、モード変換素子導入<sup>4)</sup>や選択的励起<sup>5)</sup>などをしない限り、HG型の発振パターンが得られる。しかしながら、面発光半導体レーザーのようにフレネル数のきわめて大きな大口径薄片レーザーにおいては、多様な非線形パターン

や共振器ソリトンが形成される<sup>6,7)</sup>。本稿では、多岐分野で産業用に使われている「半導体レーザー励起固体レーザー」を薄片化することにより出現する、新奇なレーザー発振パターンについて解説する。

### 1. 薄片固体レーザーと実験系

Nd:YAGに代表される固体レーザー材料は、幾多の活性元素と母材（結晶あるいはセラミクス）の組み合わせにより、波長域の拡大、大出力化、超短光パルス発生、などがなされている。これらのレーザー材料の中で、大出力化の観点から、励起用半導体レーザーダイオード（以下、LDとよぶ）発振波長において大きな吸収係数を持ち、かつ、熱伝導率の大きなNd:GdVO<sub>4</sub>, Yb:YAG, 高活性元素濃度セラミクス材料などが注目されている。これらの材料系では、LD端面励起において、材料厚の低減化が可能であり、端面への反射膜コーティングにより、端面鏡薄片固体レーザーという簡便・堅牢なデバイスを得ることができる。

しかしながら、励起径（すなわち発振ビーム径）が共振器長に比べて大きい、大口径薄片レーザーの領域では、以

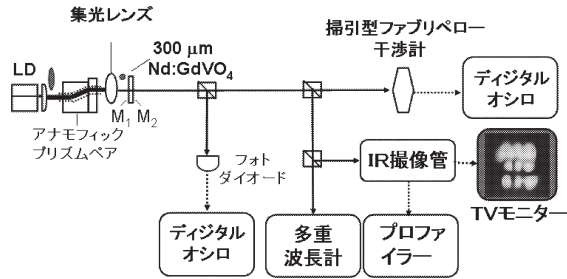


図1 LD 励起薄片 Nd:GdVO<sub>4</sub> レーザーの実験構成。

下に述べるように、通常の光学研磨による微小な表面凹凸が発振横モード形成に陽の影響をもたらす。なお、面発光半導体レーザーでは、反射端は原子レベルで平坦であり、本稿で述べるパターン形成は発現しない。

実験系を図1に示す。レーザー結晶として、5 mm 角、厚さ 300 μm の 3 at.% Nd ドープ a-cut Nd:GdVO<sub>4</sub> を用いた。両端面には M<sub>1</sub> (波長 808 nm で 95% 透過, 波長 1063 nm で 99.8% 反射) および M<sub>2</sub> (波長 1063 nm で 99% 反射) が施されている。結晶研磨は標準的なもので、平面度は波長 632.8 nm において λ/8 (79 nm), 研磨面品質は 10/5 scratch/dig per MIL-O-13830 である。LD からのコリメートされた波長 808 nm の楕円形励起光をアナモフィック・プリズム・ペアで円形に整形し、開口数 0.25 の対物レンズあるいは焦点距離 50 mm の非球面レンズで集光し、結晶を励起した。集光レンズを変え、また、結晶位置を光軸方向に微動させることにより、結晶の励起径を制御した。レーザー発振パターンは PbS 撮像管、ビームプロファイラを用いて観測し、発振スペクトルは、多重波長計 (分解能 0.1 nm) あるいは掃引型ファブリ・ペロー干渉計 (自由スペクトル領域 2 GHz, 周波数分解能 6.6 MHz), 出力波形は InGaAs フォトダイオード (帯域 125 MHz) とデジタル・オシロスコープ (帯域 500 MHz) により測定した。大域的な発振スペクトルは多重波長計により測定し、本実験においてはすべての励起パワー領域において単一縦モード発振が確認されている。

以下では、端面 LD 励起ビーム径を変化させながら観測した発振パターンの構造変化について述べる。

## 2. きつい集光励起—不規則パターンから TEM<sub>00</sub> モードへの転移—

対物レンズを用いて、LD 励起光をきつく集光したときの結果をまず述べる。この場合、発振ビーム径は共振器長 300 μm に比べて小さく、HG モードでの発振が予測されるが、現実には、低励起領域において、図 2 (b) の左図に

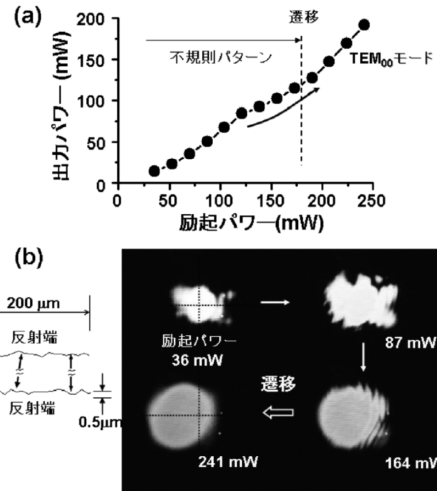


図2 対物レンズ (開口数=0.25) により小スポットで LD 端面励起した場合の Nd:GdVO<sub>4</sub> レーザーの入出力特性 (a) と対応する発振パターン (遠視野像) の励起パワー依存性 (b)。

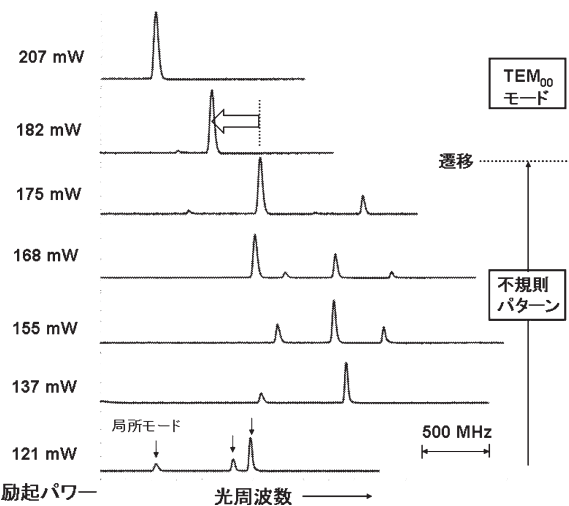


図3 図2 (a) の入出力特性の折れ曲がり領域での発振スペクトルの励起パワー依存性。

模式的に示すように、対向した微細な凹凸反射鏡間で局所的に発振条件を満たす、発振周波数の異なる複数の「局所横モード」が重畳した不規則な遠視野像が現れる<sup>8)</sup>。励起ビーム径を 150 μm 程度に設定し、励起パワーを増加させたときの入出力特性と発振パターンの変化を図2に示す。蛍光異方性を反映して、発振光は正方晶系の主軸 (c-軸) 方向に直線偏光している。励起を増加させると、入出力特性の Slope に折れ曲がりが生じ、単一周波数の TEM<sub>00</sub> モードへの急激な構造変化が起こっている。折れ曲がり領域での励起パワーに対する発振スペクトル変化を図3に示す。TEM<sub>00</sub> モードへの遷移は ⇐ で示す発振周波数の急激な変化を伴っている。励起増加に対するパターン変化の

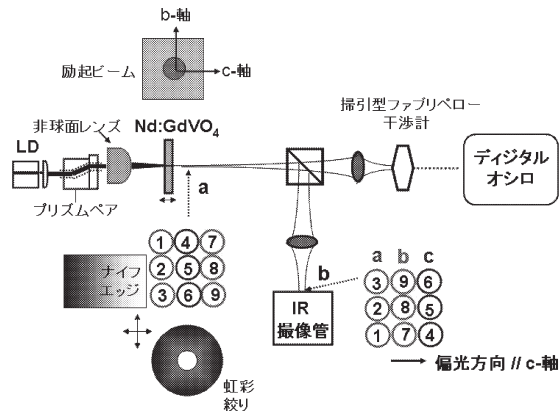


図4 非球面レンズによるLD端面励起Nd:GdVO<sub>4</sub>レーザーの実験構成とパターン観測系。a, b点で観測された[3×3]複合格子パターンにおける各局所モードの配置を番号によって示した。両点の間で局所モードからのビームが交差していることがわかる。

様子は原著論文<sup>8)</sup>のビデオファイルに収められている。

この現象は、励起パワーの増加により結晶の熱レンズ効果による光閉じ込めがきつくなり、低励起時に表面の凹凸に起因して形成され、わずかに異なる射角で出射される局所モードが抑圧され、熱レンズ共振器の固有TEM<sub>00</sub>モード発振が支配的になることを意味している。図2(b)の十字破線で示すように、モード遷移は熱レンズ共振器TEM<sub>00</sub>モードへの出射方向の急激なシフトを伴っている。実際、Nd:GdVO<sub>4</sub>と同等の熱係数を持ち、熱伝導率が4分の1のLiNdP<sub>4</sub>O<sub>12</sub>(LNP)レーザー<sup>8)</sup>では、同一形状結晶において強い熱レンズ閉じ込めが表面凹凸効果をマスクし、全励起領域で励起ビームと発振光の軸が一致したTEM<sub>00</sub>モード発振が得られる。

なお、不規則パターン発振時には、共存する局所横モード間の電界結合により、ビート周波数でのレーザーの高速自己強度変調が発現し、ビート周波数がレーザーの緩和振動周波数に共鳴すると、大振幅のカオス発振が誘起される<sup>8)</sup>。

### 3. 大口径励起

次に、LD励起光の集光レンズを焦点距離50mmの非球面レンズに置き換え、励起ビーム径を増加させ共振器長より大きい領域での発振パターンを観測した。励起ビーム径は、薄片レーザー結晶を光軸に沿って前後させることにより変化させた。励起ビームの増加により単位体積当たりが発生する熱量が減少するため、熱レンズ効果による光閉じ込めが小さく表面凹凸の影響があらわになる。

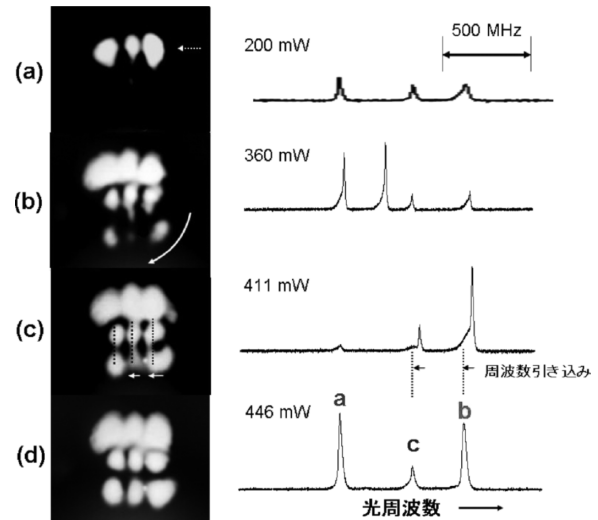


図5 [3×3]複合格子発振パターンの形成過程。(a)発振パターン(遠視野像)の励起依存性、(b)対応する発振スペクトル。

### 3.1 励起径<表面凹凸の相関長—複合格子パターン—

励起ビーム径が共振器長より大きく、3章2節で述べる、表面凹凸の相関長よりは小さい領域においては、2章で述べた不規則パターンを構成する「局所横モード」が励起パワーとともに空間分布変化を起し、高次HGや非線形屈折率媒質を含む共振器で見いだされている非線形モードパターン(honeycomb, Akhseals)<sup>9,10)</sup>の擬似パターンが自己形成されることを見いだした。ここで、擬似体とは、本来、“all in one”である共振器の固有モードパターン(global minimum)を構成する複数の“スポット”が、周波数のわずかに異なる局所横モードで置換された構造を意味する<sup>11)</sup>。

#### 3.1.1 [m×n]複合格子パターン

図4に観測系および各局在モードからの出射ビームの交差の様子を示す。励起パワー増加に伴う[3×3]複合格子(擬似TEM<sub>22</sub>)発振パターン形成の様子(遠視野像)を発振スペクトルとともに図5に示す。励起ビーム径は700μmである。レーザー発振は図5(a)のように最上列に3つの局所モード(スポット)から開始する。励起パワーの増加に伴い図5(b)のように不規則パターンが現れ、局所モードは周波数の異なる4つのグループに集約され、やがて、矢印で示す回転を伴う突然の構造変体を経て、図5(c)のようにほぼ三組みの局所モードグループへ転移する。さらに励起パワーを増加させると、図5(c)の矢印で示すような局所的な構造変化が生じ、図5(d)に示す3つの周波数成分をもつ[3×3]パターンが形成される。この複合格子状パターンは415~455mWの範囲で安定に観測

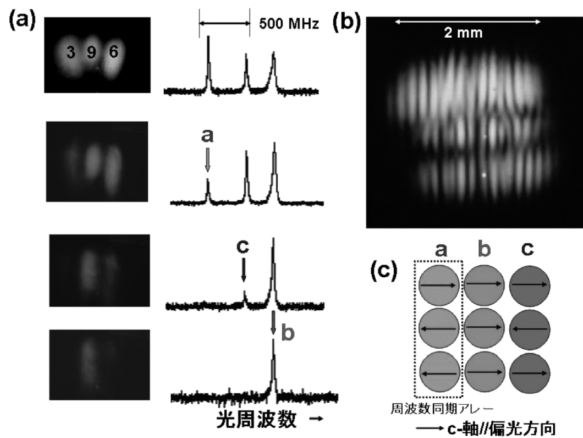


図6 (a)  $[3 \times 3]$  複合格子パターンを構成するスポット (局所モード) の発振スペクトル, (b) 干渉パターン, (c) 局所モードの位相関係。

された。微小凹凸を有する反射面で局所的に発振境界条件を満たして形成されるこれらの局所モードビームは、レーザー端面からわずかに異なる斜角で射出されており遠視野像における干渉は起こらず、近視野像との質的な変化は観測されない。

図4に示すように、ナイフエッジと虹彩絞りを組み合わせてスポットを切り出し、複合格子パターンを構成する各スポットの状態を同定した結果を図6に示す。図5(d)の発振スペクトルと図6(a)を比較すると、縦方向の3つのスポット (局所モード) が周波数同期状態を呈していることがわかる。(b)はスライドガラスでの表面・裏面反射光の干渉パターン (interferogram) であり、各スポットの位相関係は(c)のように同定され、隣接スポット間の位相関係は真の  $TEM_{22}$  モードとは明らかに異なっている。注意すべき点は、周波数同期アレイは、偏光方向に対応する結晶の主軸に垂直な方向の局所モードにより構成されていることである。すなわち、結晶の異方性を反映して局在モード間の周波数引き込みが起こることを示唆している。

励起位置を変化させ、発振開始時に周波数の異なる  $n$  個の局在モードが主軸方向に一列に出現するように調整することによって、おのおのの局在モードから直交方向に  $m$  個の局在モードが周波数同期を伴い出現し複合格子パターンが自己形成される、という構造変化のシナリオは、他の  $[m \times n]$  複合格子パターン (擬似 HG モード) 形成においても共通に見いだされた。図5(c)は縦方向に周波数同期アレイが形成される直前の状態で、右2行下部のスポットが←で示すように整列しながら、発振スペクトルに←で示すように周波数引き込みが生じ、(d)の  $[3 \times 3]$  周波数同期アレイ複合格子が形成されている。

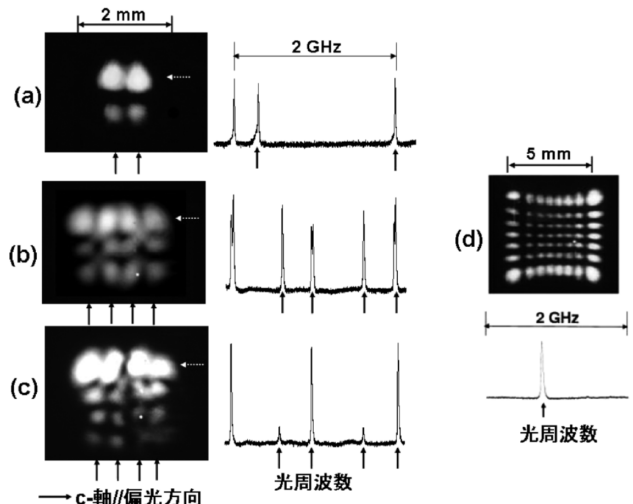


図7 (a)~(c) 周波数同期複合格子パターンの遠視野像と発振スペクトル ( $c \perp$  方向に同期), (a)  $[2 \times 2]$ : 励起パワー  $P=390$  mW (周波数引き込み領域:  $380$  mW  $< P < 415$  mW), (b)  $[3 \times 4]$ :  $P=410$  mW ( $400$  mW  $< P < 430$  mW), (c)  $[4 \times 4]$ :  $P=435$  mW ( $430$  mW  $< P < 440$  mW), (d) LNP レーザーでの  $TEM_{70}$  モード発振,  $P=435$  mW.

励起位置 (凹凸形状) および励起パワーを変化させて観測されたパターンの例を図7(a)~(c)に示す。なお、同一の表面粗さの反射端をもつLNPレーザーにおいては、熱レンズ閉じ込め効果が強く、ランダムな凹凸反射端の影響は発現せず、同一励起径においても、図7(d)のように高次HGモードが形成される。

ランダムな凹凸反射端をもつ大口径薄片レーザーでの複合格子発振パターンの形成を説明する理論は難解な課題であるが、レーザーの非線形性に起因する局所モード間の周波数引き込みを介して、'global minimum' であるHGモードに近い構造を有する横モードが自己形成されることを実験は示唆している。

### 3.1.2 回転対称複合格子非線形パターン

3次の非線形媒質を含む大口径光共振器や面発光レーザーなどで見いだされている非線形パターンの擬似体も、高励起領域においていくつか観測されている。薄片Nd:GdVO<sub>4</sub>固体レーザーにおいては縦モード周波数間隔が大きいいため、一般に、発振モード周波数は利得曲線のピークからずれている。結果、異常分散の影響により、利得飽和を介して非線形屈折率効果が発現し横モード形成に関与すると考えられる。

観測された発振直後の初期パターンと回転対称パターンの遠視野像と対応する発振スペクトルを図8(a), (b)に示す。 $[m \times n]$  複合格子パターンのような、単純な最近接局所モード (スポット) 結合がないため周波数引き込み



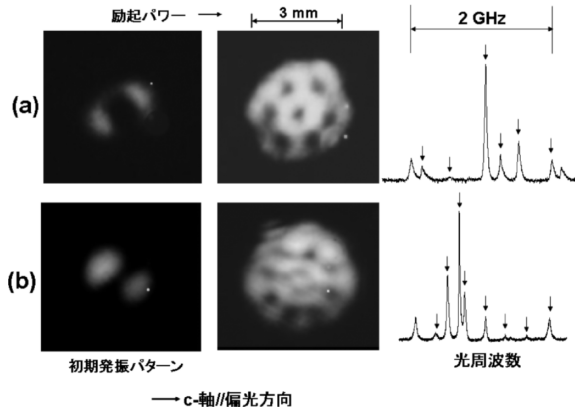


図8 回転対称複合格子発振パターン。(a)  $N=6$  (6回対称),  $P=505$  mW (形成領域:  $430$  mW  $< P < 510$  mW), (b)  $N=8$  (8回対称),  $P=446$  mW (形成領域:  $440$  mW  $< P < 500$  mW).

は生じておらず、格子(局所モード)数  $N$  に対応する周波数に分裂している。[ $m \times n$ ] 複合格子パターンと同様に、おのおのの局所モードからのビームはわずかに異なる射角で出射されているため遠視野での干渉は起こらず、近視野および遠視野像に質の違いはない。観測された遠視野像は honeycomb および Akhseals パターンの近視野像にそれぞれ酷似しているが、真の非線形パターンは、非線形共振器中での  $N$  個の平面波の相互作用により生じるものであり、遠視野では、干渉により異なるパターンを呈する<sup>9,10</sup>。

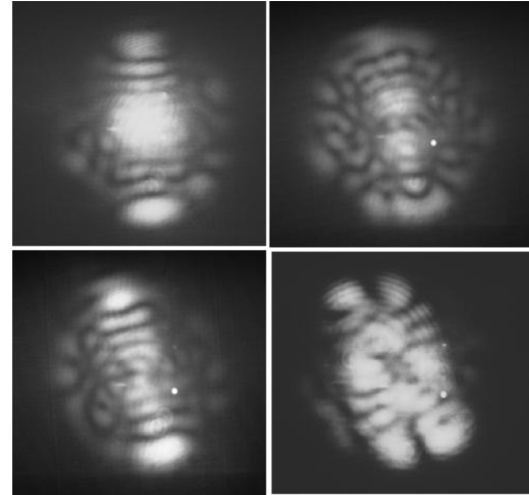
以上の複合格子パターンの形成に付随して、モード直交性が破綻した局所横モード間の電界結合を介した自己高速変調が共通して観測された。

複合格子パターンの形成の様子は、原著論文<sup>11</sup>) のビデオファイルに収められている\*1。

### 3.2 励起径 > 表面凹凸の相関長—スペckル状ランダムパターン—

#### 3.2.1 単一周波数ランダム発振パターン

複合格子パターンは励起ビーム径  $700 \sim 800 \mu\text{m}$  の領域で明瞭に観測された。励起径が  $900 \mu\text{m}$  を超えて増加させると複合格子パターンは形成されず、凹凸反射面でのランダムな散乱と干渉に基づくと推察されるスペckル状の発振パターンが出現した<sup>12</sup>)。結晶の励起位置を  $100 \mu\text{m}$  ずつ変化させて観測されたランダム発振パターンの例を図9に示す。これらのランダムパターンはすべて単一周波数発振を呈しており、特定の軸方向に明部が伸びた特異な形状を示している。単一周波数で発振していることから遠視野像



→ c-軸//偏光方向

図9 単一周波数スペckルランダムパターン発振の例。

にみえる個々のスポットは、局所横モードから派生したものでなく、発振パターン全体が1つの発振モードに対応するものであることが明らかである。すなわち、レーザー発振領域径が表面粗さの相関長を超え、HGモードや凹凸面からの反射光のコヒーレントな局所的干渉に基づく局所モードの形成が起こらず、凹凸反射面からのランダムな反射(散乱)と干渉が支配的になっていることを示唆している。

単一周波数ランダム発振パターンの形成は、光線の描像では次のように解釈できる。筆者らの共振器内を往復する光は、 $300 \mu\text{m}$  間隔で周期的に存在する“散乱体”により繰り返し反射されることになる。したがって、レーザー発振の境界条件を満たすには、空間の一点から出た光が散乱体(反射端)間を多重反射し、同一位相で出発点に戻らねばならないことになり、 $2\pi m$  ( $m$ : 整数) を満たす‘ループ状の閉じた発振光経路’が多数の散乱経路の中から自己選択されていると推察される。凹凸端面から出射される発振光はランダムに干渉し、スペckル状の遠視野パターンを呈する。いわゆる“ランダムレーザー”の先行研究では、散乱体からのランダムな光帰還や、活性媒質中に人為的に微小な散乱体を分散させて帰還経路を形成しレーザー発振させるものであり<sup>13,14</sup>)、筆者らの系とやや状況を異にしている。

励起位置を固定し励起パワーを増加させたときの発振パターンと対応する発振スペckトルおよび発振モード数の変化を図10に示す。発振パターンはレンズにより出力ビームを集光し焦点面近傍で観察したものであり、レーザー鏡

\*1 <http://netserver.aip.org/cgi-bin/epaps?ID=E-PRLTAO-97-038648>

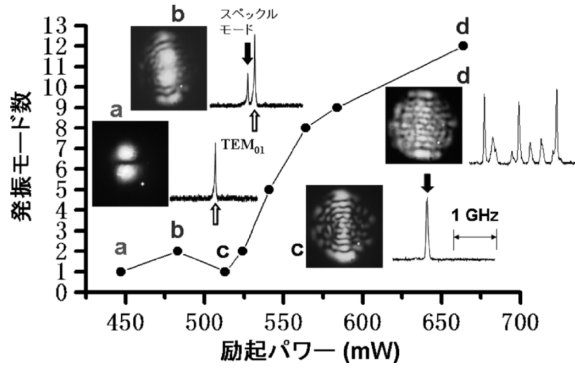


図10 励起パワー変化によるスペックルランダムパターンの形成過程とモード数の励起パワー依存性。

上の近視野像ではない。ここで特筆すべき特徴は、図9に示すような特定の方向の明部が伸びた単一周波数のランダム発振パターンは  $TEM_{00}$ ,  $TEM_{01}$ ,  $TEM_{11}$  などのHGモードから励起パワー（すなわち、実効利得領域径）の増加に伴い生まれることである。図10の例では、発振閾値  $a$  で  $TEM_{01}$  モードが現れ、 $b$  においてランダムパターンが重畳されている。わずかに励起パワーを増加させると  $c$  において単一周波数のランダムパターンに統合される。さらに励起パワーを増加させると異なるランダム発振経路が形成され、発振周波数がわずかに違う多モードのスペックルランダム発振パターンが出現する。

スペックル状発振パターンの形成の様子は、原著論文<sup>12)</sup>のビデオファイルに収められている\*2。

### 3.2.2 ランダムパターンの統計的性質

単一周波数のランダム発振パターンの統計的性質について述べる。図11(b)は、(a)に示すランダムパターンの伸びた明部上の白線 ( $x$  軸) に沿って測定した強度分布を示す。発振ビーム径は2 mmである。図11(c), (d)は、対応する強度の空間統計分布および自己相関関数をそれぞれ表す。自己相関関数は、 $S(\xi) = A \exp(-\xi/L_d) + B$  ( $A$ ,  $B$ , と  $L_d$  はフィッティングパラメーター) で良好にフィッティングできる。ここで、相関長  $L_d = 874 \mu\text{m}$ ,  $\chi^2 = 2.9 \times 10^{-4}$ 。発振パターン強度の自己相関関数を励起位置（表面構造）および角度  $\theta$  を変えて測定した結果、図11に示した、パターンの特定方向に伸びた明部に沿った強度の自己相関関数はすべて指数関数で良好に近似され、ほぼ同一の減衰長さすなわち相関長が得られた。900  $\mu\text{m}$  以上の励起径においてスペックル状の発振パターンが観測されたことから、発振ビーム径より小さな指数関数減衰長（相関長）を有する表面領域に励起位置を設定することに

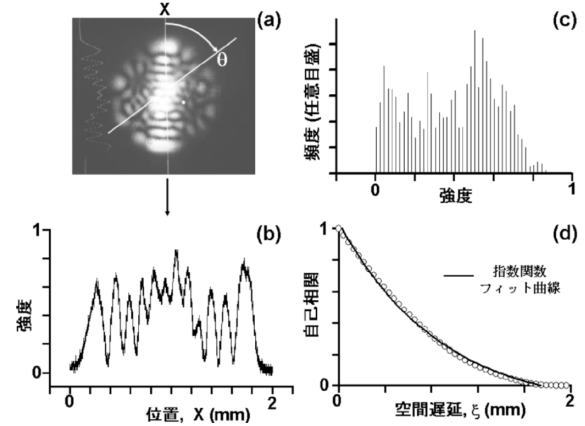


図11 単一周波数スペックルランダムパターンの統計的性質。(a) 遠視野像、(b) 強度分布、(c) 強度統計分布、(d) 自己相関関数（実線は指数関数フィッティング曲線）。

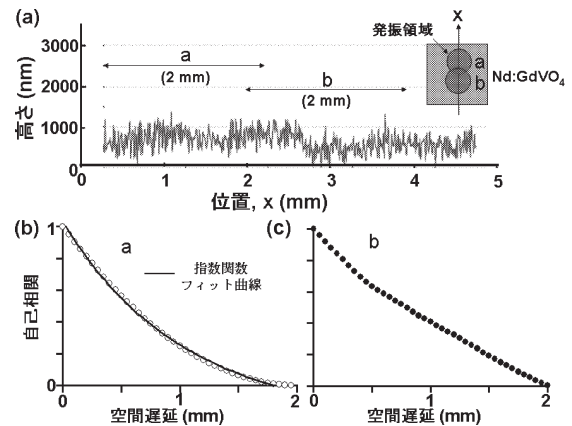


図12 Nd:GdVO<sub>4</sub> 結晶表面の粗さ計測。(a)  $X$  軸方向の表面凹凸、(b)  $a$  領域での粗さの自己相関関数（実線は指数関数フィッティング曲線）、(c)  $b$  領域での粗さの自己相関関数。

より、スペックル発振が誘起されることを示唆している。

反射端の表面粗さとスペックルパターンとの関係を検証するために、変位センサー（KEYENCE LT-9000；分解能10 nm）と位置決め精度4  $\mu\text{m}$  の微動ステージで構成される三次元形状測定装置（COMS, Ltd., MAP-3D）を用いて、実験で使用した薄片 Nd:GdVO<sub>4</sub> レーザーの表面粗さを計測した。図11(a)の白線方向 ( $x$  軸) に沿って測定した表面粗さを図12(a)に示す。図12(b), (c)に示すように、2 mm 径の発振ビーム径内での自己相関関数は励起（発振）位置に依存して変化し、 $a$  のような指数関数減衰をもつ特定の軸（明部）方向に沿ってスペックル発振パターンが形成されると解釈される。この励起位置での相関長は指数関数フィッティングから  $L_d = 1031 \mu\text{m}$  ( $\chi^2 = 1.4 \times 10^{-4}$ )

\*2 <http://netserver.aip.org/cgi-bin/epaps?ID=E-PLRAAN-75-127705>

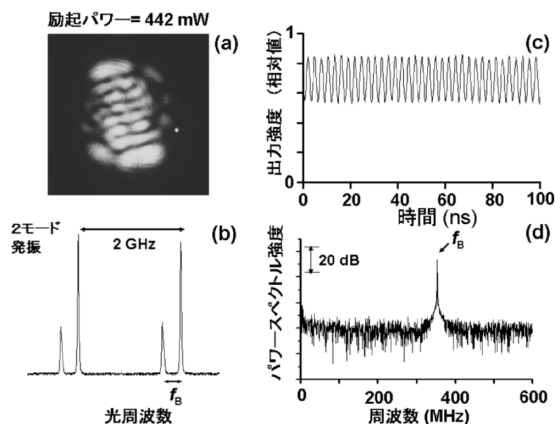


図 13 2モードスペックル発振時の高速自己変調。(a) 遠視野像, (b) 発振スペクトル, (c) 変調波形, (d) パワースペクトル。

<2000  $\mu\text{m}$ と求められ, 発振ビーム径より短く, 発振強度の自己相関関数(図 11 (d))より求めた値ともほぼ一致している。b の領域では自己相関関数は指数的減衰に従わず, スペックル発振パターンは得られない。

複合格子パターンの場合と同様に, 多数のスペックルモードで発振時にはモード直交性を満足しないため, レーザーはビート周波数で自己強度変調が誘起される。2つのスペックルモード発振時の発振パターン, 発振スペクトル, 出力波形と対応するパワースペクトルを図 13 に示す。出力ビームは光検出器の受光面内に完全に集光しており, パワースペクトルピークは単なるモード間のビート信号ではない。本レーザーの緩和振動周波数(1 MHz 程度)より2桁高い 360 MHz での高速変調が, 横モード干渉に起因する自己利得変調により発現している<sup>15,16)</sup>。

#### 4. む す び

微小光共振器中での波動形成あるいは二次元微小共振器レーザーは, 波動カオスという量子力学および非線形ダイナミクスという対極的な要素を包含し, 「量子カオス」を実験との密接な対応をとりながら研究できる稀有な物理系である。本特集号で取り上げられている微小共振器の多くは, スタジアム型の ‘hard potential’ により光波を二次元面内に閉じ込める構造である。一方, LD 非対称励起により形成した微小非対称熱レンズ(‘soft potential’) で光波を二次元的に閉じ込め, 端面鏡にて帰還をかける薄片固体レーザー<sup>15,16)</sup> や面発光半導体レーザーも波動カオスの観点から研究されている<sup>17)</sup>。

本稿では, 横方向に人為的な光閉じ込め機構を有しない大口径ファブリー・ペローレーザー共振器中の発振モード形成について, LD 励起端面鏡付薄片固体レーザーでの実

験結果を中心に解説した。理論的検証は今後の検討を待たねばならないが, 通常の光学研磨により生じる反射端表面の微小かつランダムな凹凸構造から,  $[m \times n]$  複合格子, 回転対称非線形複合格子, 単一周波数スペックルランダムパターン, などが励起径に依存して形成されることを述べた。薄片端面鏡レーザーの反射端に人為的に周期的凹凸構造を導入することにより, 空間カオスを含む新たな発振パターンが創出することが期待され, 現在検討中である。

また, レーザーでの波動カオスに関する先行研究において見過ごされてきた, 物質場の時間応答を取り入れた “波動カオスのダイナミクス” の研究も今後の課題と思われる。

#### 文 献

- 1) F. T. Arecchi, S. Boccaletti and P. Ramazza: “Pattern formation and competition in nonlinear optics,” *Phys. Rep.*, **318** (1999) 1-83.
- 2) L. A. Lugiato, M. Brambilla and A. Gatti: “Optical pattern formation,” *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, 40, eds. B. Bederson and H. Walther (Academic Press, New York, 1998) pp. 229-306.
- 3) Y. S. Kivshar and G. I. Stegeman: “Spatial optical solitons,” *IEEE J. Quantum Electron.*, **13** (2002) 59-63.
- 4) M. Okida, T. Omatsu, M. Itoh and T. Yatagai: “Direct generation of high power Laguerre-Gaussian output from a diode-pumped Nd:YVO<sub>4</sub> 1.3- $\mu\text{m}$  bounce laser,” *Opt. Express*, **15** (2007) 7616-7622 (<http://www.opticsexpress.org>).
- 5) T. Ohtomo, K. Kamikariya, K. Otsuka and S.-C. Chu: “Single-frequency Ince-Gaussian mode operations of laser-diode-pumped microchip solid-state lasers,” *Opt. Express*, **15** (2007) 10705-10717 (<http://www.opticsexpress.org>).
- 6) J. Scheuer and M. Orenstein: “Optical vortices crystals: Spontaneous generation in nonlinear semiconductor devices,” *Science*, **285** (1999) 230-233.
- 7) S. Barland, J. R. Tredicce, M. Brambilla, L. A. Lugiato, S. Balle, M. Giudici, T. Maggipinto, L. Spinelli, G. Tissoni, T. Knoedl, M. Miller and R. Jaeger: “Cavity solitons as pixels in semiconductor microcavities,” *Nature*, **419** (2002) 699-702.
- 8) Y. Miyasaka, T. Narita, K. Otsuka, H. Makino, A. Okamoto and J.-Y. Ko: “Irregular lasing pattern formation and dynamic effects in a thin-slice solid-state laser,” *Opt. Express*, **13** (2005) 7928-7936 (<http://www.opticsexpress.org>).
- 9) S. Barland, M. Brambilla, L. Columbo, L. Furfaro, M. Giudici, X. Hachair, R. Kheradmand, L. Lugiato, T. Maggipinto, G. Tissoni and J. Tredicce: “Cavity solitons in a VCSEL: Reconfigurable micropixel arrays,” *Europhys. News*, **34** (2003) 136-139.
- 10) M. A. Vorontsov: “‘Akhseals’ as a new class of spatio-temporal light field instabilities,” *Quantum Electron.*, **23** (1993) 269-271.
- 11) K. Otsuka, Y. Miyasaka, T. Narita, S.-C. Chu, C.-C. Ching and J.-Y. Ko: “Composite lattice pattern formation in a wide-aperture thin-slice solid-state laser with imperfect reflective ends,” *Phys. Rev. Lett.*, **97** (2006) 213901.

- 12) K. Otsuka, Y. Miyasaka and K. Nemoto: "Speckle random pattern laser: Self-formation of looped lasing paths and dynamic effects in a wide-aperture thin-slice solid-state laser," *Phys. Rev. A*, **75** (2007) 065801.
- 13) R. Ambartsumyan, N. Basov, P. Kryukov and V. Letokhov: "A laser with a nonresonant feedback," *IEEE J. Quantum Electron.*, **2** (1966) 442-446.
- 14) H. Cao, Y. Ling, J. Y. Xu, A. L. Burin and R. P. H. Chang: "Lasing with resonant feedback in random media," *Physica B*, **338** (2003) 215-218.
- 15) K. Otsuka, J.-Y. Ko, T.-S. Lim and H. Makino: "Modal interference and dynamical instability in a solid-state laser with asymmetric end-pumping," *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002) 083903.
- 16) K. Otsuka, J.-Y. Ko, H. Makino, T. Ohtomo and A. Okamoto: "Transverse effect in a microchip laser with asymmetric end-pumping: Modal interference and dynamic instability," *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **5** (2003) R137-145.
- 17) T. Gensty, K. Becker, I. Fischer, W. Elsaber, C. Degen, P. Debernardi and G. P. Bava: "Wave chaos in real-world vertical-cavity surface-emitting lasers," *Phys. Rev. Lett.*, **94** (2005) 233901.

(2007年10月5日受理)