

ランダムレーザー

富 田 誠

Random Laser

Makoto TOMITA

In conventional lasers, even very weak scattering in the cavity would shorten the photon residence time and raises the excitation power required to initiate lasing. In the opposite limit, random laser is unusual laser that is realized in strongly scattering medium without external cavity. The properties of light from random laser, the scattering induced feedback mechanism and their potentiality in application are reviewed.

Key words: laser, random medium, multiple scattering, photon localization, nano-structure

1. ランダム媒質中の光の伝播

砂糖、白壁、雲など光を多重散乱する媒質は身のまわりにあふれている。これらは誘電体が光の波長と同程度のランダムな空間構造をもった系である。多重散乱媒質中で平均自由行程を進んだ光はその特質を失い、それ以上興味深い物理も応用もまったくないように思われるかもしれない。しかしながら、光を強く散乱するランダム光学媒質にはさまざまな興味深い物理や応用が秘められている。本解説で取り上げるランダムレーザーもその1つである。典型的な例として、平均自由行程 $l^* = 1 \mu\text{m}$ 、厚さ $L = 1 \text{mm}$ のランダム媒質を透過する光は、多重散乱を繰り返し約 1m もの光路を伝播してくることになる。非線形光学媒質としてランダム系をみた場合、①光と物質の相互作用長がきわめて長いこと、②長い光路長に起因して位相変化が敏感に起こり高い周波数選択性を有すること、であろう。

ランダム媒質中の波動伝播を議論する際に、アンダーソン局在は大変重要なキーワードである。電子系ではポピュラーな局在現象は、しかし、光学系ではきわめて起こりにくい¹⁻³⁾。局在の状況をエネルギーの側面から考察しよう。このとき重要なパラメーターは、状態密度によって決まるモード間隔 Δ とモード幅 $\delta\nu$ との比 $\delta = \delta\nu/\Delta$ (無次元サ

ウレス数) である。大きさ L のランダム媒質を考えた場合、 $\delta\nu$ は光がこの媒質を拡散によって散逸する時間の逆数、 $\delta\nu \sim D(L)/L^2$ と表される。ここで、 $D(L)$ は拡散定数で、 L に依存する量になる¹⁻³⁾。図1(a)に示されるような $\delta \gg 1$ の状態は広がった状態に対応する。一方、 $\delta < 1$ のとき(図1(b))、すなわちモードの線幅がモード間隔よりも狭くなると、媒質を伝播するモードは離散的になる。このとき、大きさ L の立方体媒質をつなぎ合わせて $2L$ の媒質にすると(図1(c))、各キューブの周波数的に異なったモードが境界でうまく接続されず、媒質のサイズが大きくなるに従って透過率は指数関数的に減衰する。光が局在する条件である。このときの特徴的なスケールが局在長 ξ となる。波動の輸送現象に対して媒質の次元は本質的なパラメーターである。一次元系、二次元系では媒質が十分大きくなると ($L \gg \xi$)、わずかな散乱によっても光は局在する。一方、三次元系では、光の散乱が強くなり平均自由行程が光の波長 $\lambda (= 2\pi/k)$ と同程度になる (Ioffe=Regel の条件: $kl^* \sim 1$) と光は局在状態を起こす。 $\delta\nu$ を均一広がりと考えると、本特集で栗田により紹介されている多重散乱媒質中の周波数メモリーを一種のホールバーニングとみることもできる^{4,5)}。

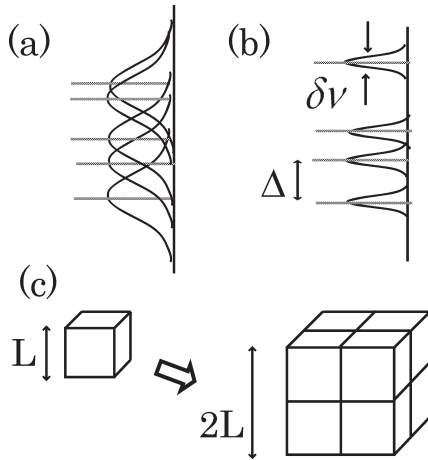


図1 ランダム媒質中でのエネルギー構造。(a) 広がった状態, (b) 局在状態, (c) スケーリングの概念。

2. ランダムレーザー

利得をもつ多重散乱媒質中での光の増幅作用が論じられたのは古く、Letokhovらは、ランダム媒質において利得が一定の臨界値を超えると系が不安定化することを論じている⁶⁾。その後、1994年にLawandyらが利得をもったランダム系においてマルチモードレーザーに類似した現象を報告したことで、この分野の研究が大きく進展することになった⁷⁾。Lawandyらの実験は、利得媒質としてレーザー色素（ローダミン640）を含み、散乱体として粒径250 nmの酸化チタンの粒子を分散させた平均自由行程 $l^* = 63 \mu\text{m}$ ($kl^* \sim 600$) の試料で行われた。波長532 nm、時間幅7 nsのパルスレーザーで励起し、630 nmの発光を観測する。弱励起下では自然放出のスペクトル幅は広い(70 nm)が、励起強度が一定の閾値 I_{th} を超えると急激に狭帯域化(4 nm)する。このスペクトル崩壊は、酸化チタンナノ粒子による散乱を受け媒質中を長距離伝播する光が、強い誘導放出を受けている結果と考えられる。このスペクトル崩壊と同時に、①明瞭な(かつ、きわめて低い)閾値の存在、②発光の短寿命化、③レーザーに特徴的な入出力特性、などが観測されている。この系は、しばしば“拡散型”あるいは、“非共鳴型”ランダムレーザーなどによれば、後述する“共鳴型”ランダムレーザーと区別される。拡散型のランダムレーザーではさまざまな実験が展開され、その特徴的な側面は、①レート方程式と拡散方程式を組み合わせた解析、②モンテカルロシミュレーション、などで再現されている。拡散型ランダムレーザーでは、スペクトル的にみて連続的にモードが分布した状況下で ($\delta \gg 1$: 図1(a)に相当)、誘導放出が多くのモードによって緩やかに分配されている状況と考えられる。

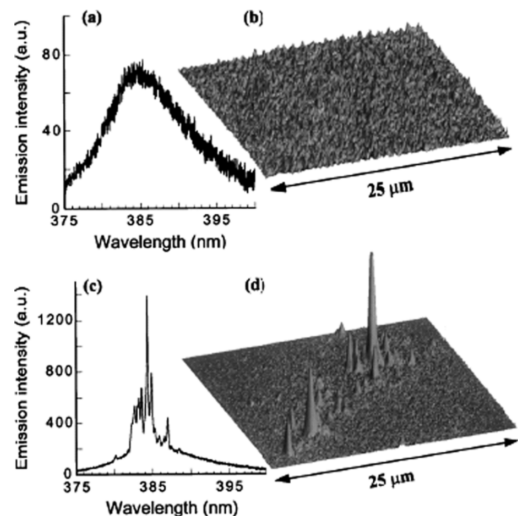


図2 粒径が100 nmのZnO半導体の粒子を厚さ $15 \mu\text{m}$ に積層させたフィルムからの、(a) 自然発光スペクトルと (b) その空間分布。閾値以上のランダムレーザーの (c) 発振スペクトルと (d) モードの空間分布。励起波長266 nm、時間幅15 ps (文献9より転載)。

ランダムレーザーの研究上、興味深いブレイクスルーはCaoらによる一連の実験であろう。最初の報告は、ZnOのナノ粒子を積層させた試料で行われた⁸⁾。この試料は、Lawandyらのものと比べて散乱が強く $kl^* \sim 5$ と見積もられている。図2(a)に示されるように、弱励起下 ($I < I_{th}$) ではZnO半導体の粉末からの自然放出によるブロードな発光スペクトルのみが観測され、また、実空間では一様な発光パターンが観測される(図2(b))。一方、励起強度を上げると ($I \gg I_{th}$)、図2(c)に示されるように線幅のきわめて狭い複数のスペクトル線からなるランダムな構造が現れる。この構造は、Lawandyらによって報告されていたそれまでのランダムレーザーにはみられない著しい相違点である。 $I \gg I_{th}$ 下では、図2(d)に示されるような明確な空間分布をもったパターンが観測されている⁹⁾。異なったスペクトルピークは異なった空間分布に対応していることから、空間的に異なった複数の共振器モードが形成され多モードレーザーとしての振る舞いをしていることになる。このシャープなスペクトル構造は媒質中に波長選択性をもった共振器構造が発現している可能性を暗示しており、しばしば“共鳴型”あるいは、“コヒーレント帰還型”ランダムレーザーなどによられている。閾値以下で約200 psのZnO粉末からの発光寿命は、レーザー発振下では50 ps以下に短寿命化する。この寿命は励起光パルスの時間幅とおおむね同程度であり、強い誘導放出によって反転分布が急速に消費されている結果と考えることができる。異なった波長の発振線はそれぞれ異なった時間応答をする。これ

は、発振モードごとに異なった Q 値と異なった利得係数をもっていることで理解できる¹⁰⁾。発光線のスペクトル幅は 0.2 nm 程度であるが、実験の分解能以下になっている場合も多い。また、角度の異なった観測方向ではスペクトル構造も変化することが観測されている⁸⁾。ランダムレーザーからの光が実空間でコヒーレンス領域 s をもった場合、その k 空間でのモードパターンは $\sim \lambda/s$ 程度の構造をもったスペックル様のものとなるが、このパターンがランダムレーザーの出力モードということもできるだろう。スペクトル線の本数は励起強度を強くすると増加し一定の強度以上では飽和し、サンプルサイズに依存した一定数に漸近することが観測されている。光子統計も調べられており、閾値よりも十分に低い励起 ($I \ll I_{th}$) ではボーズ・アインシュタイン統計に従ったカオス光が、 $I \gg I_{th}$ ではポアソン分布になりコヒーレント状態としての性質を示す¹¹⁾。

スペクトル構造をもったランダムレーザーは、三次元的な ZnO, GaAs 等のナノ粒子集合体⁸⁻¹⁰⁾、二次元的な ZnO 膜¹²⁾、大きさがマイクロメートルサイズのクラスター¹³⁾、散乱体として TiO₂, ZnO 微粒子を分散させた PMMA (ポリメチルメタクリレート) フィルム¹⁴⁾ や色素溶液^{15,16)}、などで観測されている。特徴は、① 半導体、有機色素、② 固体、液体、③ 三次元系、二次元系、④ マクロサイズ、マイクロサイズ、などに分類することができる。前述の拡散型ランダムレーザーと共鳴型ランダムレーザーを比較した場合、平均自由行程で表される散乱の強さのみでなく、励起パルス時間幅などポンピング方法なども両者を分ける重要なパラメーターであろう。

3. ランダムレーザーの機構

ランダムレーザーの機構を論じる際に、散乱の強さに応じて3つのカテゴリーを分類しておくといよい。① 1つは散乱がきわめて弱い場合である ($L \geq l^* \gg \lambda$, $\xi \gg L$)。この場合、ASE (amplified spontaneous emission) が散乱され、方向性を失っている場合に対応する。次に、② 中間領域の散乱の強さの領域である ($L \gg l^* \geq \lambda$, $\xi \gg L$)。おそらく、報告されている多くの実験はこのカテゴリーに属する。この領域では、拡散によって光がきわめて長い経路を伝播していることが特徴である。最後に、③ 散乱がきわめて強い場合である ($l^* \sim \lambda$, $\xi \sim L$)。この系は、光のアンダーソン局在との関連で物理的に大変興味深い。

共鳴型のランダムレーザーを特徴づけるシャープなスペクトル線のメカニズムについては議論の多いところである。しかし、ランダム媒質の内部に何らかの共振器が形成されている、とする考えが多い。散乱によって誘起され

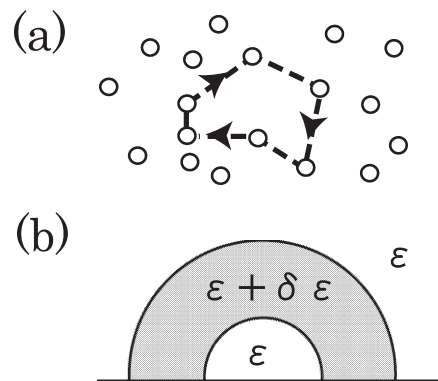


図3 再帰経路型の共振器のモデル。

た、この“見えない”共振器はいったいどのようなものであろうか。まず第一に期待する機構は、局在モードが共振器として働いている可能性である。これは、光のアンダーソン局在との関係で非常に魅惑的な説明である。実際、低次元ランダム媒質中でのレーザー動作にはこの局在モードが直接寄与していると考えられる報告がある¹⁷⁾。一方、Caoらによる ZnO 半導体ランダムレーザーの場合、 $kl^* \sim 5$ と評価されており⁸⁾、Ioffe=Regel の条件を満たしていない。さらには、 $kl^* \sim 5700$ というような条件下でもシャープなスペクトル線が観測されていることから¹⁵⁾、直接、局在モードが共振器として働いている機構は排除されると考えるのが自然である。

いくつかのモデルが提案されている。Cao らの議論は、図3(a)に示すように、一連の散乱過程がループ型の共振器を作り出している可能性である。この再帰経路は光の弱局在を作り出す微視的メカニズムでもあり¹⁻³⁾、弱局在を特徴づけるコヒーレント後方散乱ピークとして精力的に研究されてきた。しかし、このループはあまりにも損失が多く共振器として現実性がない、という指摘もなされている。Apalkov らは、再帰型の散乱ループという素朴な概念を理論的にモデル化している¹⁸⁾。すなわち、二次元的に散乱体が相関半径 R_c をもちガウス型の分布をしている状況を考える。図3(b)に示すように、散乱体のランダムな配置によって平均的に誘電率の高い ($\epsilon + \delta \epsilon$) のリング状の領域が偶発的に作られ光導波路として振る舞う (図3(b)では上半円のみ描かれている)。もちろん、 Q 値の高い共振器が偶然作り出される確率はきわめて低いが、ランダムレーザーが発振するためには利得が損失を上回っているモードが1つ存在すればよいことになる。Apalkov らは、この共振器の普遍的な分布関数を $N = N_0 e^{-S(kl, Q)}$ ともとめている。具体的な数値としては、誘電率 $\epsilon = 4$, $kR_c \sim 2$ のとき $kl^* = 5$, $Q = 50$ とすることで $S = 1.1$ となり、リ

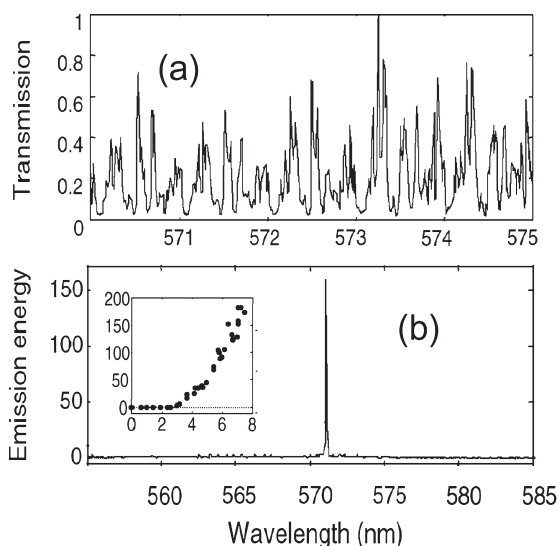


図4 厚さ約 $100\ \mu\text{m}$ のガラスプレートを不規則に積層した試料での、(a) 透過強度の波長依存性、(b) このガラスの隙間にレーザー色素を充填した試料での一次元局在モードでのレーザー発振。挿入図は入出力特性（文献 17 より転載）。

ング型共振器が形成される可能性が現実的な値となる、とされている。図 2(c) に示されるスペクトル線構造については、一見、ランダムなようにも見えるが、フーリエ解析することで c/l^* ならびにその高調波成分が含まれているとの報告もある¹⁶⁾。もしもこのような関係が成立しているとする、ランダムレーザーは l^* 程度のスケールをもったかなり“きれいな”共振器を有していることになる。

Burin らは、ランダム媒質を形成している散乱体を原子のような利得をもった共鳴振動双極子とみなし、多数の双極子間の協同効果による固有モードの中でのレーザー発振を提唱している¹⁹⁾。このモデルも、発振モード数の媒質の大きさ依存性など、実験の特徴のいくつかを説明できるようなのである。実際、マイクロメートル領域の微小球の中では、WGM (whispering gallery mode) とよばれるモードが存在しレーザー発振が報告されている。また、サファイア基板上に成長させた ZnO 結晶は六方対称性をもった晶癖が形成されており、この端面が共振器を作ることによって六回対称性をもったレーザー発振が確認されている²⁰⁾。散乱体として導入される粒子は不規則な形状をしている場合も多く、1つの散乱体内部で共鳴構造を作り出しているものではないが、さまざまなフィードバックがありうるかもしれない。

シャープなスペクトル線に対してまったく異なったモデルも提案されている。1つ1つのランダム媒質では、ある特定の散乱体配置が実現されている。このとき、その配置を反映してきわめて長い光の経路が、偶発的に、かつ離散

的に現れることがある。レーザー動作は強い非線形現象であり、自然放出によって発生した光子が（その確率は非常に小さなものであるが）、幸運にもこの長い散乱経路を“マラソン”した場合、選択的に誘導放出を受けシャープなスペクトル構造を作り出すという考えである¹⁵⁾。すなわち、このモデルの場合、スペクトル構造を作り出す機構は開放型の経路であり、ループ型の帰還を受けたものではない。このモデルは、時間応答などをどのように解釈するか、説明が必要だろう。

4. 低次元系のランダムレーザー

ランダム媒質中の波動伝播において次元性はきわめて本質的なパラメーターである。一次元系では、再帰確率=1、すなわち十分に大きな系ではランダムウォークした光は必ず出発点に戻ってくる。このことはフィードバック機構が形成されやすいことを意味し、実際に、局在モードに起因したランダムレーザーの観測が行われている¹⁷⁾。試料は、ガラスプレートを最大で 60 層不規則に積層し、その隙間にレーザー色素を利得媒質として充填したものである。この一次元積層膜を透過する（ランダムな配置に対して統計平均化された）光の透過強度は厚さの関数として指数関数的に減衰し、局在モードの特質を示す。しかし、ある1つの特定のランダムな散乱体配置に対して波長の関数として透過率を観測すると、図 4(a) に示されるように非常に細かいランダムな透過パターンが得られる。このパターンは周波数領域のスペックルというべきものであり、多くの散乱経路を伝播した光が不規則な干渉を起こすことによって作り出される。拡散領域では定常ガウス過程に従ったゆらぎの分布をし、その幅は $\delta\nu$ 程度となるが、局在領域では定常ガウス過程から大きくずれ、離散的なモードになる²¹⁾。励起波長をこのモードの1つに同調すると、励起光は媒質の内部まで侵入し、その後、励起された色素からの発光は空間重なりが大きく、かつ Q 値の高い局在モードに放出される²²⁾。図 4(b) には、このように発振したレーザー線が示されている。一次元ランダムレーザーでは発振光はその次元性からビーム状のものとなる。

一、二次元系では、レート方程式とマクスウェル方程式を結合した時間領域差分法 (FDTD) によってランダムレーザーの解析が行われている²³⁾。①系の大きさが局在長 ξ よりも小さな系 ($L \ll \xi$) では1つのモードが発振する。②系の大きさが ξ よりも大きくなると ($L > \xi$)、閾値を超えて励起強度を上げると発振線の数は増加し、やがて一定値 ($\propto L/\xi$) に漸近する。1つ1つの発振モードは有限の空間を占有し、その大きさは局在長 ξ と比例している

と考えられる。レーザーは強い非線形性をもっており、この領域では1つの局在モードのみが発振する。一方、空間的に重なりのない領域では別のモードが発振可能であり、したがって L に比例した発振モード数が観測される。

二次元系のランダムレーザーとしては、基板上に散乱体として ZnO ナノピラーを成長させた二次元導波路構造中でのレーザー動作を実現した報告がある¹²⁾。また、ネマチック液晶の異方性を利用したもの²⁴⁾、色素ドープファイバーを不規則に束ねた系²⁵⁾などでレーザー発振が確認されている。いずれも、偏光特性などに二次元性の特徴が現れている。

5. ランダムレーザーの応用

さて、ランダムレーザーは光源として使えるものだろうか。ランダムレーザーの光は、“通常のレーザーよりはコヒーレンスが劣るが、蛍光灯よりはよい”，といういい方もされる。Cao らは、粒子径 50 nm 程度の ZnO 粒子が凝集した大きさ約 $1\ \mu\text{m}$ のクラスターでランダムレーザー動作を確認している¹³⁾。発振モード数は媒質の大きさに依存するため、クラスターでは単一モード発振が可能になる利点がある。このような微小ランダムレーザーでは出力が弱いので、ランダムレーザーによる発振器と通常の増幅器を組み合わせたハイブリッド型の共振器構造も提案されている²⁶⁾。また、通常のレーザーのエンドミラーをランダム媒質で置き換えたスペックルミラーの報告もある²⁷⁾。図 4 (a) に示されるように、光はランダム媒質中では長い経路を伝播し、わずかな波長の変化でも大きく反射率が変化する。スペックルミラーではこの周波数選択性が利用されている。ランダムレーザーの実験は光励起によるポンピングがほとんどであるが、電流注入型の半導体レーザーでもキャビティー内にランダムな空間構造を作り入出力特性を改善しようとする試みもある²⁸⁾。そのほか、ディスプレイへの応用や、ランダムレーザーのサンプル固有の、しかし、不規則な発振パターンを認証技術へ応用する可能性も提案されている。また、アップコンバージョンや LD (laser diode) 励起によるランダムレーザー、金属コロイドや光硬化性樹脂構造などを散乱体に用いる研究、開発なども進められている。

利得をもったランダム媒質のなかでの物理現象への応用も興味深い。その代表は光のアンダーソン局在であろう。吸収は長い散乱経路の干渉を抑え局在状態を破壊するが、利得は、その逆、すなわち波の干渉を増強する効果がある。スペックルに現れる高次の相関⁹⁾も修正を受けるであろう。非線形性をもったランダム光学媒質中での光の輸送

現象は興味深い問題である。

最近では、良質なフォトニック結晶の作製技術の進展が目覚しく、フォトニック結晶レーザーの研究も盛んである²⁹⁾。また、準結晶³⁰⁾ やコレステリック液晶³¹⁾ などでもレーザー動作が報告されている。そもそも、フォトニック結晶構造は、ブロッホ状態への変調波長と平均自由行程のあいだに Ioffe-Regel の条件が満たされることで、光のアンダーソン局在が実現しうる系として提案されたという1つの経緯もある¹⁾。ランダムレーザーも、このようなナノ構造誘電体媒質中でのレーザーの仲間とみなすこともできる。そのフィードバック機構についてコンセンサスができるにはもう少し研究が必要かもしれないが、ランダム光学系も大いに世の中の役に立つことを期待したい。

静岡大学工学部、大坪順次教授には、文献 26)、28) をご教授いただき感謝いたします。

文 献

- 1) P. Sheng ed.: *Scattering and Localization of Classical Waves in Random Media* (World Scientific, Singapore, 1990).
- 2) 富田 誠：“乱れた光学媒質中での光の揺らぎとアンダーソン局在”，日本物理学会誌，**11** (1991) 927-933.
- 3) S. John, 家 康弘訳：“もうひとつのアンダーソン局在”，パリティ，**6** (1991) 14-27.
- 4) A. Kurita, Y. Kanematsu, M. Watanabe, K. Hirata and T. Kushida: “Wavelength- and angle-selective optical memory effect by interference of multiple-scattered light,” *Phys. Rev. Lett.*, **83** (1999) 1582-1585.
- 5) M. Tomita, K. Ono and S. Tatsuno: “Time development of a persistent hole burning in multiple-scattering media,” *Phys. Rev. E*, **70** (2004) 046606.
- 6) V. S. Letokhov and Zh. Eksp: “Generation of light by a scattering medium with negative resonance absorption,” *Sov. Phys. JETP*, **26** (1968) 835-840.
- 7) N. M. Lawandy, R. M. Balachandran, A. S. L. Gomes and E. Sauvain: “Laser action in strongly scattering media,” *Nature*, **368** (1994) 436-438.
- 8) H. Cao, Y. G. Zhao, S. T. Ho, E. W. Seelig, Q. H. Wang and R. P. H. Chang: “Random laser action in semiconductor powder,” *Phys. Rev. Lett.*, **82** (1999) 2278-2281.
- 9) H. Cao, J. Y. Xu, D. Z. Zhang, S.-H. Chang, S. T. Ho, E. W. Seelig, X. Liu and R. P. H. Chang: “Spatial confinement of laser light in active random media,” *Phys. Rev. Lett.*, **84** (2000) 5584-5587.
- 10) C. M. Soukoulis, X. Jiang, J. Y. Xu and H. Cao: “Dynamic response and relaxation oscillations in random lasers,” *Phys. Rev. B*, **65** (2002) 041103(R).
- 11) L. Florescu and S. John: “Photon statistics and coherence in light emission from a random laser,” *Phys. Rev. Lett.*, **93** (2004) 013602.
- 12) S. F. Yu, C. Yuen, S. P. Lau, W. I. Park and G. C. Yi: “Random laser action in ZnO nanorod arrays embedded in ZnO epilayers,” *Appl. Phys. Lett.*, **84** (2004) 3241-3243.
- 13) H. Cao, J. Y. Xu, E. W. Seelig and R. P. H. Chang: “Microlaser made of disordered media,” *Appl. Phys. Lett.*, **76**

- (2000) 2997-2999.
- 14) B. Liu, A. Yamilov, Y. Ling, J. Y. Xu and H. Cao: "Dynamic nonlinear effect on lasing in a random medium," *Phys. Rev. Lett.*, **91** (2003) 063903.
 - 15) S. Mujumdar, M. Ricci, R. Torre and D. S. Wiersma: "Amplified extended modes in random lasers," *Phys. Rev. Lett.*, **93** (2004) 053903.
 - 16) R. C. Polson and Z. V. Vardeny: "Organic random lasers in the weak-scattering regime," *Phys. Rev. B*, **71** (2005) 045205.
 - 17) V. Milner and A. Z. Genack: "Photon localization laser: Low-threshold lasing in a random amplifying layered medium via wave localization," *Phys. Rev. Lett.*, **94** (2005) 073901.
 - 18) V. M. Apalkov, M. E. Raikh and B. Shapiro: "Random resonators and prelocalized modes in disordered dielectric films," *Phys. Rev. Lett.*, **89** (2002) 016802.
 - 19) A. L. Burin, M. A. Ratner, H. Cao and R. P. H. Chang: "Model for a random laser," *Phys. Rev. Lett.*, **87** (2001) 215503.
 - 20) 川崎雅司, 大友 明: "ZnO ナノ結晶からの室温励起子レーザー発振", *固体物理*, **33** (1998) 59-64.
 - 21) A. A. Chabanov, M. Stoytchev and A. Z. Genack: "Statistical signatures of photon localization," *Nature*, **404** (2000) 850-853.
 - 22) S. Li, Z. J. Wang, L. S. Chen, X. Sun and T. F. George: "Collective behavior and disorder-induced resonator of random lasers," *Appl. Phys. Lett.*, **86** (2005) 171109.
 - 23) X. Jiang and C. M. Soukoulis: "Time dependent theory for random lasers," *Phys. Rev. Lett.*, **85** (2000) 70-73.
 - 24) S. Gottardo, S. Cavalieri, O. Yaroshchuk and D. S. Wiersma: "Quasi-two-dimensional diffusive random laser action," *Phys. Rev. Lett.*, **93** (2004) 263901.
 - 25) T. Ito and M. Tomita: "Polarization-dependent laser action in a two-dimensional random medium," *Phys. Rev. E*, **66** (2002) 027601.
 - 26) S. F. Yu and E. S. P. Leong: "High power single-mode ZnO thin film random laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, **40** (2004) 1186-1194.
 - 27) P. C. de Oliveira, J. A. McGreevy and N. M. Lawandy: "Speckle-mirror laser," *Opt. Lett.*, **22** (1997) 700-702.
 - 28) M. J. Chen, J. L. Yen, J. Y. Li, J. F. Chang, S. C. Tsai and C. S. Tsai: "Stimulated emission in a nanostructured silicon pn junction diode using current injection," *Appl. Phys. Lett.*, **84** (2004) 2163-2165.
 - 29) 応用物理編集委員会: "フォトリック結晶の新展開", *応用物理*, **74** (2005) 146-185.
 - 30) M. Notomi, H. Suzuki, T. Tamamura and K. Edagawa: "Lasing action due to the two-dimensional quasiperiodicity of photonic quasicrystals with a penrose lattice," *Phys. Rev. Lett.*, **92** (2004) 123906.
 - 31) J. Schmidtke, W. Stille and H. Finkelmann: "Defect mode emission of a dye doped cholesteric polymer network," *Phys. Rev. Lett.*, **90** (2003) 083902.

(2005年6月9日受理)