Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 10, с. 627 – 639

Некоторые фундаментальные и прикладные аспекты случайной лазерной генерации (Миниобзор)

А. Д. Кудрявцева, Т. В. Миронова[1)], М. А. Шевченко, Н. В. Чернега, С. Ф. Уманская

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 4 августа 2025 г.
После переработки 4 октября 2025 г.
Принята к публикации 18 октября 2025 г.

В данной статье представлен обзор последних достижений в области случайной лазерной генерации в пространственно-неоднородных системах. Основное внимание уделяется случайным рамановским лазерам, генерации второй гармоники и генерации многофотонно-возбуждаемого лазерного излучения. В статье рассматриваются как фундаментальные принципы случайной лазерной генерации, так и наиболее интересные практические приложения, в частности, связанные с использованием случайных лазеров в качестве источников излучения для получения высококачественных изображений без спеклов, а также с медицинскими приложениями для диагностики и терапии. Также представлены недавние экспериментальные результаты авторов, в частности, по временным характеристикам случайного рамановского лазерного излучения.

DOI: 10.31857/S0370274X25110157

Введение. Лазеры, как известно, состоят из трех основных частей: источника накачки, активной среды с усилением и оптического резонатора, представляющего собой два плоских или сферических зеркала. Теория лазеров изучена и описана во многих учебниках [1–3], а сами лазеры находят огромное количество практических применений в различных областях. Изобретение мазера [4, 5] и первых лазеров в начале 1960-х гг. [6–9] вызвало большой интерес в научном сообществе и привело к активной разработке новых типов источников электромагнитного излучения подобного типа. В частности, проводились исследования по созданию беззеркальных лазеров. В 1967 году Р. В. Амбарцумян, лауреат Нобелевской премии Н. Г. Басов, П. Г. Крюков и В. С. Летохов продемонстрировали "лазер с нерезонансной обратной связью" [10], в котором одно из зеркал резонатора было заменено рассеивающей средой. В том же году В. С. Летохов опубликовал теоретическую работу [11], в которой рассматривалась генерация лазера в неоднородной среде с отрицательным показателем поглощения. В 1970 году вышла еще одна работа тех же авторов [12], в которой также рассматривались новые конфигурации лазера, в том числе на рассеивающей среде с усилением. В [11, 12] было получено условие порога вынужденного излучения для неоднородной среды, определено значение минимальной ширины спектра генерируемого излучения, исследованы процесс сужения спектральной линии и динамика установления стационарного режима. Удивительно, насколько Р. В. Амбарцумян и В. С. Летохов с коллегами опередили свое время: интерес к таким источникам возник лишь в 1990–2000-х гг., а многие вопросы были затронуты в их работах гораздо раньше. В экспериментальных работах лазерное усиление в неоднородных средах впервые было отмечено на примере комбинационно-активной среды – порошка стильбена. В [13] наблюдался резкий нелинейный рост интенсивности вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) с ростом энергии накачки, который авторы связывали с лазерной генерацией в диспергирующей среде, где рассеяние на частицах играет роль обратной связи, и ссылались на работу В. С. Летохова. В 1986 году В. М. Маркушев и его коллеги сообщили о возможности создания порошкового лазера в среде, в состав которой входят неодимовые порошкообразные люминофоры [14]. При этом авторы наблюдали резкое увеличение интенсивности люминесценции, сужение линии и сокращение длительности свечения неодимовых порошкообразных люминофоров, что свидетельствует об индуцированном процессе. Поворотным моментом в области лазерной генерации в сильно рассеивающих средах стала публикация Н. М. Лаванди и др. [15], в кото-

[1)]e-mail: mironovatv@lebedev.ru

рой продемонстрирован лазерный эффект в водной суспензии наночастиц TiO2 с красителем родамин 640. После публикации этой работы и обсуждения в [16] появился и стал широко использоваться термин "случайный лазер". В 1997 году Д. С. Вирсма продемонстрировал андерсоновскую локализацию фотонов в таких системах [17]. Поскольку андерсоновская локализация основана на эффекте интерференции, а интерференция – общее волновое явление, естественно распространить электронную локализацию на локализацию фотонов в неупорядоченных средах. Основываясь на этом эффекте, Х. Као и др. [18] продемонстрировали, что замкнутые траектории фотонов (когда длина свободного пробега сравнима с длиной волны или меньше нее, а усиление превышает потери в таком замкнутом контуре) являются аналогом резонатора. Это приводит к формированию отдельных узких пиков в спектре излучения. Так, в [18] впервые показано, что длина свободного пробега фотона в неоднородной среде является важным параметром случайной лазерной генерации (*random laser* – RL), характеризующим процесс взаимодействия возбуждающего излучения с такой средой. В настоящее время в зависимости от значений длины свободного пробега фотона l, размера активной среды L и длины волны возбуждающего электромагнитного излучения λ различают три режима распространения света в неоднородной среде: локализованный ($l < \lambda$), диффузный ($\lambda < l < L$) и баллистический ($L \approx l$) [19]. В случае $l < \lambda$ случайные лазеры называются лазерами с когерентной или резонансной обратной связью, а при $\lambda < l < L$ обратная связь называется некогерентной или нерезонансной [20, 21]. Случайная лазерная генерация с некогерентной обратной связью возникает в результате спонтанного усиленного излучения и увеличения длины взаимодействия света в рассеивающей среде. Когда длина взаимодействия света с рассеивающей средой превышает длину усиления, возникает случайная лазерная генерация. Существует мнение, что некогерентный режим случайной лазерной генерации представляет собой спонтанное усиленное излучение из-за отсутствия отдельных мод, однако в [22] авторы подчеркивают более высокие значения порога и временной когерентности при случайной лазерной генерации в диффузных средах. Кроме того, в [23] показано различие в статистике спонтанного усиленного излучения и лазерной генерации в слаборассеивающей системе.

В случае когерентной обратной связи усиление происходит по замкнутым траекториям, называемым кольцевыми резонаторами. В таких резонаторах свет может распространяться циклически несколько раз или образовывать множество неповторяющихся замкнутых траекторий с достаточно большим временем взаимодействия. Случайная генерация в таких средах приводит к появлению отдельных узких спектральных пиков над фоном излучения при достижении порога генерации. Различие в спектрах излучения света в случаях когерентного и некогерентного режимов случайной лазерной генерации показано на рис. 1.

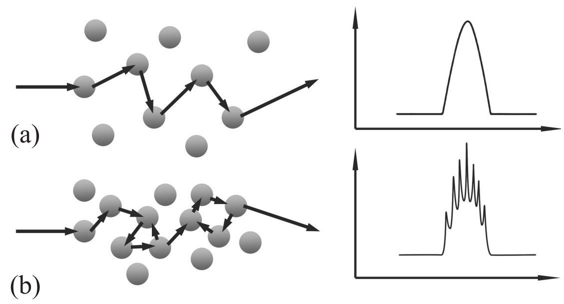

Рис. 1. Схематическое изображение распространения света в диффузной среде (a) и в локализованной среде (b), а также схематические соответствующие спектры случайной лазерной генерации

В случае некогерентной обратной связи в спектре наблюдается один пик, тогда как в случае когерентной обратной связи наблюдается несколько отдельных узких пиков в пределах ширины усиления. Для определения длины свободного пробега в неоднородной среде используется явление когерентного обратного рассеяния света [17, 24, 25]. Когерентное обратное рассеяние представляет собой конструктивную интерференцию волн, распространяющихся в противоположных направлениях по одной и той же траектории, что приводит к увеличению средней интенсивности рассеянного света в направлении, противоположном падающему излучению. Интенсивность увеличивается примерно вдвое по сравнению с фоном, а когерентно усиленное излучение распространяется в конусе с угловой шириной, обратно пропорциональной длине свободного пробега фотона в среде ($\theta \sim \lambda/l$).

Классификация случайных лазеров. Огромное разнообразие случайных лазеров можно классифицировать не только по типу обратной связи (когерентная или некогерентная), но и по принципу действия: может использоваться как однофотонное возбуждение (флуоресценция или рамановское рассеяние), так и многофотонное возбуждение (апконверсия). Классификация случайных лазеров представлена в табл. 1.

Таблица 1. Классификация случайных лазеров

Gain medium	Scatterer	Threshold	Remarks and use	Reference
π-conjugated polymer		0.6 mJ/mm^2	Imaging	78
ZnO nanopowders			Incoherent RL emission	79
$Ba(NO_3)_2$		18 MW cm^2	Resonant Raman RL	80
AlGaN multiple quantum wells and aluminum nanoparticles			Deep ultraviolet disinfection	67
Ag nanoparticles	Silicon nanowire array	Function of the length of Si nanowires	Incoherent and coherent depending on the resistivity of the boron doped p-type Si wafers	81
Carotene	Natural fibrous cellulose of the carrot	130 W cm^2	Continuous-wave excitation Polarization retains the source polarization state Use: bio-sensing, imaging, and spectroscopy	82
TiN nanoparticles	Nematic liquid crystals	0.2 mJ/cm^2	Amplified spontaneous emission and coherent peaks	83
Rare earth element nanopowders	Bragg grating scatterers		Continuous-wave-pumped random fiber laser	84
Random lasers with dyes as the gain medium				
Graphene quantum dots (GQDs)			Resonant RL emission, controllable direction	85
Kaolinite nanoclay		40 mJ p/pulse		86
Nematic liquid crystals			Controllable linear polarization	38
Alumina particles		57 mJ	Incoherent output	87
Electrospun polymer fibers with dual size diameter distribution		97 mJ	Incoherent output	88
Electrospun fiber structures		1–5 mJ p/pulse	Coherent and incoherent peaks	89
Silica nanoparticles		15–95 mJ/cm^2	Incoherent peaks	90
Nanoporous channels of metal-organic framework particles		0.67 mJ/cm^2	Coherent peaks	91
Au–Ag nanowires		0.013–0.03 MW/cm^2	Coherent RL	92
Micropapilla structure		1.15 mJ/cm^2	Coherent emission	93
Electrospun polymer fiber doped with TiO_2		10^{-5}–10^{-4} mJ/cm^2	Incoherent RL output	94
Electrospun single-mode polymer nanofibre		120–325 nJ	Multi-mode emission with sharp peaks	95
Ferromagnetic nematic liquid crystals		10 nJ	Coherent RL emission	96
Graphene quantum dots		70–40 mJ/cm^2	Coherent peaks	97
Biological tissues			Coherent and incoherent random lasing	98, 99, 51
Liquid crystal		1.1 mJ per pulse	High spatial incoherence. Use: speckle-free imaging	100
Polymer-stabilised cholesteric liquid crystal			Wavelength can be tuned (~ 100 nm) with the electric field	101
Porous zirconia		3 MW/cm^2		102
Biocompatible hydrogel		20 μJ	Very low threshold, wavelength can be tuned by varying the temperature. Use: phototherapy, temperature sensor	56
Silver nanoprisms			Resonance coupling between photons emitted by R6G and localized surface plasmons of Ag NPRs. Use: flexible displays	58
TiO_2 + porous alumina membrane loaded in the nanochannels with hybrid polymer nanowires			Controllable direction	39
TiO_2 nanowires			Controllable by electric field	32

Первыми случайными лазерами официально считаются коллоидные системы на красителях [15], но, по сути, этот эффект впервые наблюдался в [13, 14, 26] как ВКР света в порошках. В последующих исследованиях случайная лазерная генерация была получена в самых разных средах (см. табл. 1). В качестве активной среды могут быть использованы полупроводники, молекулы красителей, ионы редкоземельных элементов, фотонные кристаллы, квантовые точки, нанопорошки редкоземельных элементов и даже холодные атомы [27]. Для обеспечения обратной связи исследователи используют широкий спектр рассеивающих сред, некоторые из которых, например, порошки и полимерные матрицы, могут служить как усиливающей, так и рассеивающей средой. К другим типам рассеивающих сред относятся суспензии, фотонные структуры, поверхностные induplasmonные структуры, микрорезонаторы, полимерные матрицы, биологические ткани, жидкие кристаллы, металлические нанокластеры. Управляя длиной свободного пробега в неоднородной среде, можно настраивать порог случайной генерации и ее моду. Например, порог случайной генерации [28] или длину волны [29] удалось изменить путем изгиба гибкой подложки. Другие возможности получения случайных лазеров с заданными характеристиками: изменение температуры [30], замораживание суспензии наночастиц [31], приложение электрического [32] или магнитного [33] поля для управления степенью упорядоченности рассеивателей.

Обычно случайное лазерное излучение не поляризовано. Для получения поляризованного излучения случайной лазерной генерации можно использовать анизотропные волноводы [34], анизотропное поглощение [35] или анизотропное рассеяние [36]. В случайных лазерах на жидких кристаллах анизотропия достигается за счет ориентации молекул жидких кристаллов [37]. В [38] были получены лазерные пучки с различными направлениями поляризации, а также исследовалось влияние внешнего электрического поля на степень поляризации.

Направленность генерации также можно контролировать. Например, в [39] направленное случайное лазерное излучение было получено с использованием пористой мембраны из оксида алюминия, в наноканалах с гибридными полимерными нанопроволоками.

Область теоретических исследований, посвященная изучению процесса генерации случайных лазеров, продолжает успешно развиваться. Так, большой интерес представляет теоретическое рассмотрение случайных лазеров на основе материалов в виде сложных сетчатых структур [40–42]. Такие структуры могут представлять собой случайные или безмасштабные сети, в узлах которых расположены микрорезонаторы с квантовыми двухуровневыми системами, например, квантовыми точками. В [40, 41] получен модовый состав излучения таких систем в зависимости от их статистических свойств. Полученные теоретические результаты подтверждаются экспериментами для нановолоконных систем. Работы [43–45] также посвящены детальному исследованию случайных лазеров.

В работе [27] получены интересные результаты экспериментального подтверждения случайной генерации в контролируемом холодном атомном паре с использованием рамановского усиления. Результаты этой работы могут быть применены в астрофизике для понимания процессов усиления светового или микроволнового излучения, которое естественным образом происходит в звездных газах и планетарных атмосферах [46, 47].

Применение случайных лазеров. Случайные лазеры широко используются во многих областях науки и техники благодаря простоте изготовления, возможности изменения рабочей длины волны и возможности создания активных сред различной формы. Большинство случайных лазеров характеризуются низкой стоимостью и малыми габаритами. Поскольку рабочим элементом таких источников, как правило, является система, состоящая из микро- и наночастиц, сравнительно легко создавать компактные и мобильные системы с заданными пространственными характеристиками, варьируя их размеры и форму. Генерация случайного лазера может происходить практически в любой неоднородной среде с характерными размерами в микро- и нанометровом масштабе путем добавления красителя или комбинационно-активного вещества. Например, используя сильную гетерогенность костей и биологических тканей, можно использовать случайную генерацию лазерного излучения для исследования костей и других биологических объектов, а также для диагностики раковых опухолей в тканях [48–54]. Исследования [51, 52] показали, что, добавляя органический краситель в ткани человека, можно диагностировать раковые опухоли по спектрам случайной генерации лазерного излучения, поскольку опухолевые ткани обладают гетерогенностью, отличной от гетерогенности здоровых тканей.

Помимо диагностики заболеваний, интенсивно развивается использование случайной лазерной генерации для создания различных биологических сенсоров. Например, в [55] показано, что можно определить концентрацию дофамина, вызывающего агрегацию золотых частиц в присутствии ионов меди. С увеличением концентрации происходит изменение спектров лазерной генерации, которое достаточно легко регистрируется. Показано, что интенсивность излучения красителя при различных концентрациях дофамина изменяется. Таким образом, спектральный анализ случайной лазерной генерации в таких системах позволяет определить концентрацию вещества.

Одним из преимуществ случайных лазеров является возможность создания таких источников на гибких подложках. Гибкие случайные лазеры представляют большой интерес для создания различных оптических сенсоров и устройств [56–60]. Такие системы обычно создаются на основе пористой структуры полимеров или гидрогелей с внедренными в них красителями. В [56] предложен гибкий случайный лазер на основе биосовместимого гидрогеля с внедренным в его структуру красителем родамин 6G для использования в фототерапии. Авторы демонстрируют очень низкий порог случайной лазерной генерации в такой системе (около 20 мкДж), что позволяет избежать повреждения кожи. В данной работе также продемонстрирована зависимость длины волны основного пика люминесценции красителя от температуры, что позволяет использовать данный случайный лазер в качестве датчика температуры. Учитывая высокую эластичность и прозрачность гидрогелей, чувствительность таких систем к температуре имеет большое значение для медицинских приложений.

Другим перспективным применением случайных лазеров на гибких подложках является создание гибких дисплеев. В [58] такое устройство было предложено и реализовано.

Поскольку случайные лазеры характеризуются низкой пространственной когерентностью, широким угловым распределением и высокой яркостью, одним из основных применений случайных лазеров является их использование в качестве источников освещения для визуализации [61–65]. Низкая пространственная когерентность случайных лазеров приводит к отсутствию спекл-структуры. Это позволяет получать изображения с высоким разрешением, что было реализовано во многих работах. Например, в [66] показано, что изображение, полученное с помощью обычного лазера, имеет достаточно высокий уровень спекл-шума, в то время как изображение, полученное с помощью случайного лазера, имеет низкий уровень спекл-шума, незаметный для человеческого глаза.

Помимо получения изображений статических объектов, случайные лазеры могут быть использованы для визуализации быстропротекающих процессов. В работе [66] Б. Хокр и др. продемонстрировали случайный лазер, в котором в качестве усиливающей и рассеивающей среды использовалось ВКР-активное вещество (порошок сульфата бария), для визуализации лазерного пробоя в воде.

В эксперименте, описанном в [66], лазерные импульсы с длинами волн 1064 и 532 нм, длительностью 50 пс и частотой повторения 10 Гц направлялись вдоль одной линии. Излучение 1064 нм отделялось и фокусировалось в водную кювету для обеспечения пробоя. Импульс 532 нм проходил через линию задержки и фокусировался на порошок сульфата бария. Случайное лазерное излучение от сульфата бария направлялось светоделителем для подсветки лазерно-индуцированного пробоя. Лазерный пробой визуализировался на ПЗС. Для подавления излучения плазмы и линий ВКР более высоких порядков использовался полосовой фильтр 560 нм. Важно, что эта установка имеет линию задержки для регистрации изображений в разные моменты времени. Качество визуализации с помощью случайной лазерной генерации сравнивалось с другими источниками, в данной работе использовались люминесценция красителя родамина 590 и импульсный лазер с длиной волны 532 нм. Недостатком использования флуоресценции красителя для визуализации является низкое временное разрешение, обусловленное относительно большой продолжительностью флуоресценции красителя. Низкое временное разрешение приводит к практически полной потере мелких деталей, видимых при использовании случайного лазера. Лазер с длиной волны 532 нм обеспечивает хорошее временное разрешение, но пространственная когерентность источника ухудшает изображение из-за образования спеклов, несмотря на очень низкий уровень рассеяния в системе. В результате мелкие детали в центре пробоя плохо различимы.

Среди медицинских приложений случайных лазеров следует отметить работу [67], где впервые излучение случайного лазера в глубоком ультрафиолетовом диапазоне было применено для дезинфекции. Генерация была реализована с использованием множественных квантовых ям на основе наночастиц AlGaN и алюминия в качестве активной среды и плазмонных рассеивающих центров. Экспериментальная демонстрация взаимодействия такого лазера с биологической тканью показала возможность практического применения его в качестве источника дезинфицирующего света.

Исследование временной динамики случайных ВКР-лазеров. Показано, что преимуществами использования неоднородных ВКР-активных сред для генерации случайных лазеров, используемых для визуализации быстрых процессов, являются низкая пространственная когерентность, высокая яркость и кратковременность генерации. Исследование временной динамики случайных лазеров, использующих ВКР в качестве усилителя, является важной задачей. В [68] авторы теоретически исследовали временную динамику случайного ВКР-лазера на основе порошка сульфата бария для трех стоксовых компонент ВКР. В [69] они провели экспериментальное исследование, но только для первой стоксовой компоненты. Длительность импульса первой стоксовой компоненты такого источника составляет около 1 нс, а эффективность преобразования – около 1 % [70]. Ниже представлен краткий обзор наших работ [31, 71–74], в которых получены следующие достижения. При исследовании ВКР света в порошке нитрата бария впервые экспериментально получено рекордно высокое значение коэффициента преобразования в первую стоксову компоненту (30 %) для неоднородных сред. При исследовании временной динамики стоксовых компонент ВКР света в $Ba(NO_3)_2$ обнаружена временная задержка первой стоксовой компоненты, линейно зависящая от энергии накачки, что ранее не наблюдалось в неоднородных средах. Разработанным и реализованным в ходе работы новым приемом является использование свойства коллоидной суспензии образовывать области повышенной концентрации для усиления вторичного излучения: генерации второй гармоники (ГВГ) и люминесценции. Предложен и реализован новый метод снижения порога случайной лазерной генерации при увеличении концентрации частиц, возникающих на границе раздела фаз при замораживании суспензии.

В работе [71] исследовалась случайная рамановская генерация в порошке нитрата бария. Для определения режима генерации лазера измерялась длина свободного пробега в образце. На рисунке 2 показана схема установки для когерентного обратного рассеяния света и профиль интенсивности (конус), полученный в $Ba(NO_3)_2$ [71].

Измеренная таким образом длина свободного пробега в порошке $Ba(NO_3)_2$ составляет $l \cong 5.4$ мкм, что соответствует режиму слабого рассеяния, когда некогерентная обратная связь играет основную роль в эффекте рамановской случайной лазерной генерации.

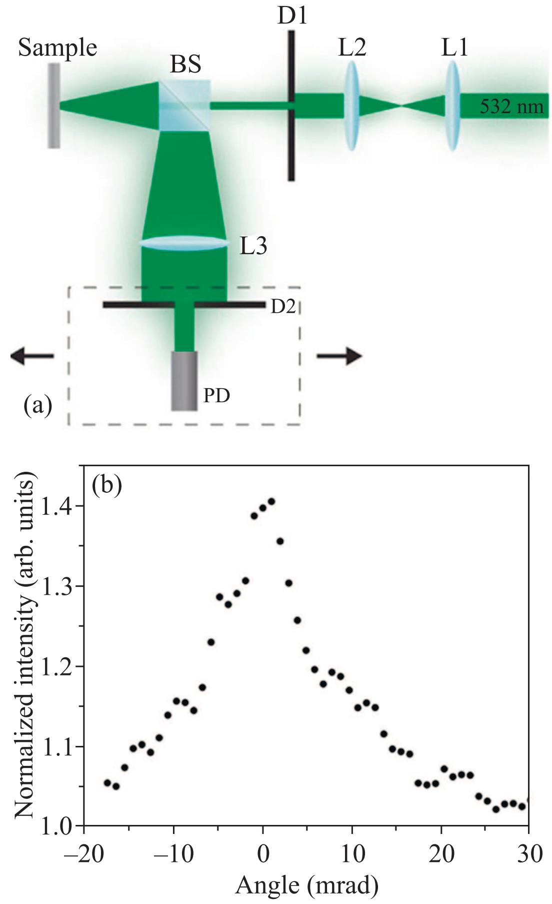

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Схема эксперимента (L1, L2, L3 – линзы, D1, D2 - диафрагмы, BS – светоделитель, PD – фотодетектор) и (b) – конус обратного рассеяния для порошка $Ba(NO_3)_2$ на длине волны 532 нм

В работе [71] также исследовались энергетические, спектральные, пространственные и временные характеристики случайного рамановского лазера в $Ba(NO_3)_2$. Мы использовали два временных режима: стационарный, когда длительность импульса накачки значительно больше времени дефазировки рамановской вибронной моды, и переходный, когда импульс накачки значительно короче. Для исследования этих режимов мы использовали два источника накачки: вторую гармонику Nd:YAG-лазера с модуляцией добротности (532 нм, 11 нс, 0.2 Дж, 10 Гц) и вторую гармонику Nd:YAG-лазера с синхронизацией мод (532 нм, 30 пс, 25 мДж, 10 Гц). Используя пикосекундное возбуждение, нам удалось обнаружить две стоксовы и одну антистоксову компоненту в $Ba(NO_3)_2$. При наносекундном возбуждении наблюдалась только одна стоксова компонента. Это рассеяние соответствовало ВКР-активной моде A_g со сдвигом частоты 1047 см$^{-1}$. Пороговые интенсивности накачки для генерации составляли 0.48, 3.5 и 4.5 ГВт/см^2 для 1-й стоксовой, 2-й стоксовой и антистоксовой компонент соответственно в случае пикосекундной накачки и 0.02 ГВт/см^2 для 1-й стоксовой компоненты в наносекундном режиме. При охлаждении образца до температуры жидкого азота пороговое значение 1-й стоксовой компоненты уменьшалось до значения 0.35 ГВт/см^2 как при пикосекундной, так и при наносекундной накачке. Температурные зависимости интенсивностей ВКР-компонент, возбуждаемых импульсами с обеими длительностями выше пороговой, представлены на рис. 3. Измерения проводились при максимальной энергии импульса без фокусировки на образце.

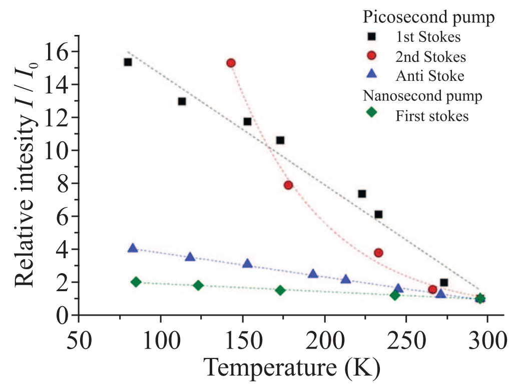

Рис. 3. (Цветной онлайн) Температурные зависимости относительной интенсивности компонент ВКР для нано- и пикосекундных мод. По вертикальной оси отложено отношение интенсивности рассеянной компоненты при заданной температуре к ее интенсивности при комнатной температуре

Динамика эффективности преобразования первой стоксовой компоненты с ростом интенсивности накачки при комнатной температуре и температуре жидкого азота представлена на рис.4. При интенсивности 2.9 ГВт/см^2 эффективность преобразования при температуре жидкого азота по сравнению с комнатной температурой увеличилась почти вдвое, с 15.5 % до 28 %, достигнув максимума, а затем начала снижаться, что может быть связано с преобразованием энергии в компоненты более высокого порядка. Максимальная эффективность 30 % была достигнута при интенсивности накачки 5.2 ГВт/см^2 при комнатной температуре. Полученный результат превышает эффективность преобразования первой стоксовой компоненты в 25 %, полученную для кристалла диаметром 50 мм при пикосекундной интенсивности накачки 2 ГВт/см^2 [22].

В работе [71] исследовалась временная динамика двух стоксовых и одной антистоксовой ВКР-компонент случайного лазера на основе порошка

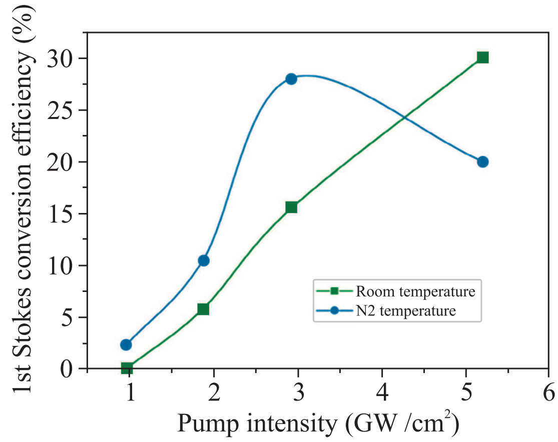

Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимость эффективности преобразования 1-й стоксовой компоненты от интенсивности пикосекундной накачки при комнатной температуре и температуре жидкого азота

нитрата бария. Результаты представлены на рис. 5. Во временной динамике наблюдались компрессия ВКР и задержка всех стоксовых компонент. Длительности импульса лазера накачки, импульса накачки, прошедшего через образец, первой и второй стоксовой и антистоксовой компонент составляли 30, 38, 32, 22 и 19 пс соответственно. Полученные экспериментальные данные качественно согласуются с теоретическими расчетами для аналогичной ВКР-активной среды, представленными в [68].

Интересным эффектом, обнаруженным во временной динамике свечения порошка $Ba(NO_3)_2$, является линейная зависимость временной задержки первой стоксовой компоненты от плотности мощности возбуждающего лазера (рис. 5b). Подобный эффект ранее наблюдался в объемных кристаллах [75, 76], но не наблюдался в порошковых средах. Зависимость задержки импульса первой стоксовой компоненты ВКР случайного лазера на порошке нитрата бария от энергии импульса накачки позволит отказаться от использования дорогостоящих линий задержки в экспериментах по визуализации с временным разрешением. Наблюдаемое изменение задержки импульса обусловлено изменением групповой скорости вследствие изменения показателя преломления в условиях рамановского резонатора. Эти условия реализуются при распространении в среде двух импульсов с разностью частот, равной частоте рамановского перехода. При этом величина временной задержки стоксова импульса относительно исходного лазерного импульса линейно зависит от интенсивности, или, что то же самое, от коэффициента преобразования. Данный эффект может найти большое практическое применение как для со-

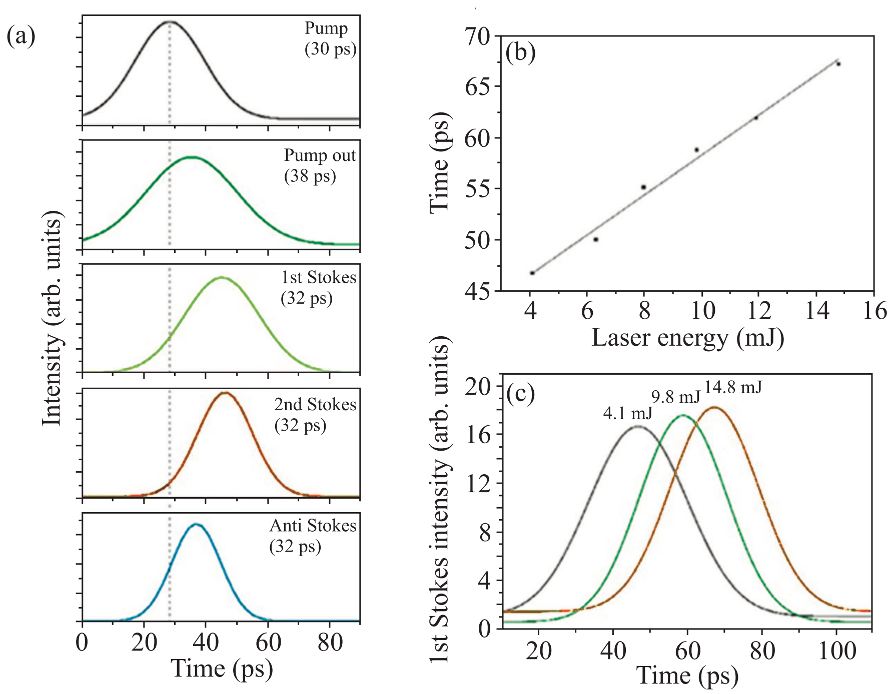

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Временные характеристики падающего и прошедшего через образец импульса накачки, 1-я, 2-я и антистоксова компоненты ВКР в порошке; (b) – зависимость временной задержки 1-й стоксовой компоненты от энергии накачки; (c) – зависимость интенсивности импульсов 1-й стоксовой компоненты от временной задержки для различных энергий накачки

здания линий задержки, так и для использования в технике получения высококачественных оптических изображений с регулируемой задержкой, что крайне важно для анализа сильно неоднородных систем.

Повышение эффективности оптических процессов путем направленного замораживания суспензий наночастиц. В работах [31, 72–74] исследованы свойства излучения, возбуждаемого лазерными импульсами в суспензиях при их замораживании. Изучение замерзания водных суспензий важно для контроля и управления различными процессами в природе, промышленности, биологии и медицине. Необходимо знать характеристики суспензии, такие как вязкость жидкости, концентрация частиц, их размер, форму и упругие свойства, а также внешние условия (величину и направление градиента температуры), которые определяют скорость фронта замерзания и направление его распространения.

При очень низких скоростях затвердевания ($v \ll \ll v_{\rm cr}$) частицы полностью увлекаются фронтом. По мере увеличения скорости частицы все меньше захватываются фронтом, образуя при этом различные структуры.

Значение критической скорости фронта затвердевания $v_{\rm cr}$ [77] определяется радиусом твердой частицы, средним расстоянием между молекулами в жидкой фазе, толщиной жидкого слоя между поверхностью раздела твердое тело–жидкость и частицей, а также динамической вязкостью жидкости. Более мелкие частицы соответствуют большей критической скорости и, следовательно, могут быть значительно легче перенесены на поверхность фронтом замерзания. В [74] нами продемонстрирован метод увеличения интенсивности люминесценции микрокристаллов при замораживании водной суспензии частиц за счет увеличения их концентрации вблизи фронта замораживания. В качестве образцов использовались микрочастицы лазерных кристаллов рубина и титан-сапфира, полученные механическим дроблением. Размер частиц варьировался от сотен нанометров до нескольких микрометров. Люминесценция возбуждалась второй гармоникой пикосекундного Nd:YAG-лазера (длина волны 532 нм, длительность импульса 30 пс, максимальная энергия 8.5 мДж, частота 10 Гц). Для охлаждения образцов использовался элемент Пельтье. При охлаждении только дна кюветы с суспензией частицы концентрируются в приповерхностном слое. При одновременном охлаждении кюветы со всех сторон частицы концентрируются в центре приповерхностного слоя в объеме радиусом от 0.5 до 1 мм в зависимости от концентрации частиц в суспензии (рис. 6).

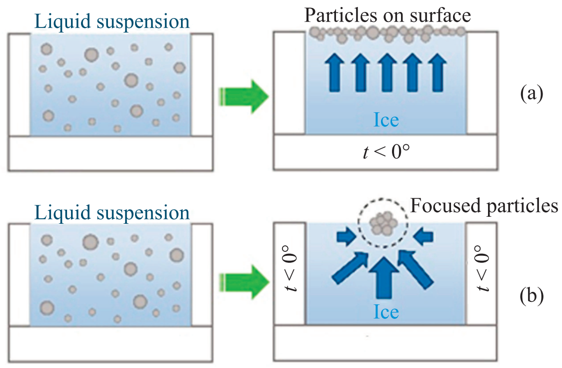

Рис. 6. (Цветной онлайн) Схематическое изображение двух конфигураций до и после замерзания суспензии. Синие стрелки показывают направление движения ледяного фронта. (a) – Образование слоя частиц на поверхности. (b) – Образование точечного ансамбля частиц при замерзании суспензии

В условиях проведенного нами эксперимента люминесценция в жидкой суспензии микрочастиц не наблюдалась. Люминесценция наблюдалась в микрокристаллах как рубина, так и титан-сапфира при охлаждении образцов ниже 0 °C. Показано, что зависимость интенсивности люминесценции от энергии накачки линейна, а от концентрации – нелинейна. Длительность люминесценции составила 3.0 мс в микрокристаллах рубина и 3.5 мс в микрокристаллах титан-сапфира, что хорошо согласуется с теоретическими оценками. Увеличение концентрации частиц на фронте замораживания и, как следствие, повышение эффективности люминесценции позволяет использовать этот эффект для дистанционного мониторинга процесса фазового перехода. Упаковка люминесцентных частиц методом замораживания может быть использована для перестраиваемой случайной лазерной генерации или для повышения эффективности различных нелинейно-оптических эффектов в суспензиях частиц.

В работе [72] нами получено значительное увеличение эффективности ГВГ в суспензии частиц ниобата лития (LiNbO3) при замораживании при нано- и пикосекундных длительностях импульсов накачки. Усиление обусловлено образованием плотноупакованных структур в процессе затвердевания. В данном исследовании использовались образцы в виде порошка, водной суспензии и тонкого слоя частиц, нанесенных на стеклянную подложку. При определенной концентрации частиц ниобата лития в суспензии ($\sim 10^8$ м$^{-3}$) для каждой длительности импульса накачки сигнал ГВГ не наблюдался. Затем суспензия охлаждалась, и после замораживания в спектре появлялась компонента, соответствующая ГВГ.

На рисунке 7 показано угловое распределение для жидкой суспензии, тонкого слоя частиц на стеклянной подложке (толщина ~ 10 мкм) и порошка (толщина 2 мм) при пикосекундной накачке. Излучение в суспензии преимущественно сонаправлено с накачкой. В случае тонкого слоя частиц направленность уменьшается, и рассеяние происходит также в обратном направлении. С увеличением толщины слоя коэффициент рассеяния увеличивается в пользу обратного направления, что соответствует теоретическим расчетам для стационарной диффузионной модели ГВГ в многократно рассеивающих средах [20]. Эффективности преобразования во вторую гармонику для жидкой суспензии, тонкого слоя частиц и порошка составили 10^{-4}, 10^{-3} и 0.1 % соответственно. Для порошка также показана угловая зависимость интенсивности излучения на длине волны накачки.

В [31] направленное замораживание суспензии наночастиц ZnO использовалось для повышения эффективности случайной лазерной генерации. Управление случайной лазерной генерацией достигалось путем увеличения концентрации частиц на поверхности раздела фаз при замораживании суспензии наночастиц ZnO. Размер частиц составлял от 40 до 80 нм. В качестве источника накачки использовался Nd:YAG-лазер (30 пс, основная частота 1064 нм, частота повторения импульсов 10 Гц, диаметр лазерного пятна 7 мм). Максимальная энергия импульса составляла 25, 15 и 10 мДж на основной, второй и третьей гармониках соответственно. Управляемое замораживание осуществлялось с помощью элемента Пельтье. Спектры регистрировались с помощью мини-спектрометра Ocean HDX. При возбуждении излучением с длиной волны 355 нм (третья гармоника) наблюдалась линия люминесценции на длине волны 382 нм, что соответствует излучению вблизи края зоны. Для замороженной суспензии пороговое значение на порядок ниже, чем для жидкой суспензии. При возбуждении образца второй гармоникой (532 нм) была зарегистрирована двухфотонная возбужденная люминесценция с максимальной длиной волны 385 нм.

При достижении порогового значения энергии случайной генерации 1.1 мДж (0.52 Вт/см^2) наблюдалось значительное увеличение интенсивности и сужение линии с 15 нм до 3 нм. Для жидкой суспен-

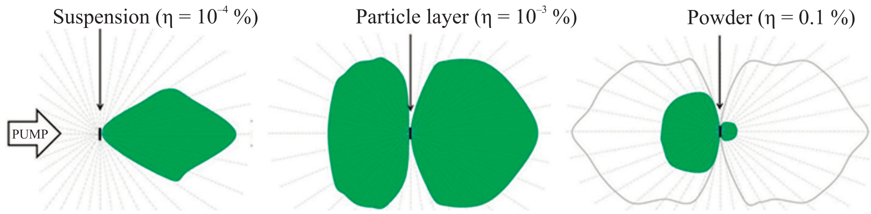

Рис. 7. (Цветной онлайн) Угловое распределение излучения второй гармоники для жидкой суспензии, тонкого слоя частиц на стеклянной подложке и порошка при пикосекундной накачке. Для порошка также показана угловая зависимость интенсивности излучения на длине волны накачки.

зии пороговое значение не достигалось, а значение полуширины (16 нм) оставалось постоянным до достижения максимальной энергии накачки 10 мДж. Эффективность многофотонных процессов имеет тенденцию к снижению с увеличением числа поглощенных фотонов. В нашем случае наблюдалось снижение эффективности процесса ап-конверсии при случайной генерации в слое частиц оксида цинка на поверхности замороженной суспензии. Порог случайной генерации при переходе от однофотонного к двухфотонному поглощению уменьшился в 5 раз. При трехфотонном поглощении при длине волны возбуждения 1064 нм люминесценция в жидкой суспензии или после ее замораживания не наблюдалась, в отличие от случая порошка [73]. Однако в спектре наблюдалась компонента, соответствующая второй гармонике (532 нм). ZnO является нецентросимметричным кристаллом с тетраэдрической структурой, что делает его перспективным материалом для получения нелинейных оптических эффектов второго порядка. Интенсивность сигнала второй гармоники после замораживания суспензии увеличилась более чем на порядок (рис. 8a). На рисунке 8b представлена зависимость интенсивности ГВГ от энергии накачки для замороженной суспензии. Экспериментально полученная зависимость для случая замороженной суспензии близка к квадратичной с показателем степени $n = 1.9$.

В данной работе показано, что формирование слоя наночастиц ZnO на поверхности льда в результате направленного замораживания суспензии приводит к увеличению эффективности возбуждения одно- и двухфотонной люминесценции, а также второй гармоники, при одновременном снижении порога случайной лазерной генерации. Данный метод предлагает механизм управления длиной свободного пробега рассеянных фотонов при случайной лазерной генерации в жидких суспензиях, что позволяет переключать режим генерации. Управление параметрами фронта замораживания позволяет регулировать геометрию образующегося слоя частиц. Кроме того, авторы предполагают, что данный эффект может найти применение в детектировании фазовых переходов, изучении динамики формирования пористой структуры с использованием метода ледяного шаблонирования, а также для повышения эффективности различных нелинейно-оптических процессов для нано- и субмикронных частиц в суспензиях.

Заключение. В статье представлен обзор современного состояния исследований в области случайной лазерной генерации. Особое внимание уделено экспериментальным исследованиям, имеющим потенциальное практическое значение. Представлена классификация случайных лазеров по принципам действия, типам сред усиления и обратной связи, возможностям и способам управления параметрами генерации, такими как порог генерации, длина волны и направление поляризации. Кратко рассмотрены некоторые области применения случайных лазеров, включая медицину и диагностику, фотонные устройства, сенсоры и дисплейную технику. Основное внимание уделено взаимодействию лазерного излучения с неоднородными активными средами, приводящему к таким явлениям, как рамановская случайная лазерная генерация, ГВГ и многофотонно-возбуждаемая лазерная генерация. Рассмотрен эффект образования слоя повышенной концентрации частиц на границе раздела фаз при замораживании суспензии, приводящий к существенному повышению эффективности различных типов нелинейно-оптических процессов.

Представлены также результаты исследования временных характеристик случайной рамановской генерации, а именно, длительности и задержки стоксовых и антистоксовых импульсов в сравнении с характеристиками импульса накачки. Задержка первой стоксовой компоненты относительно импульса накачки от интенсивности накачки оказалась линейной. В данной работе мы попытались показать, что, несмотря на более чем шестидесятилетнюю историю исследований в области случайной лазерной гене-

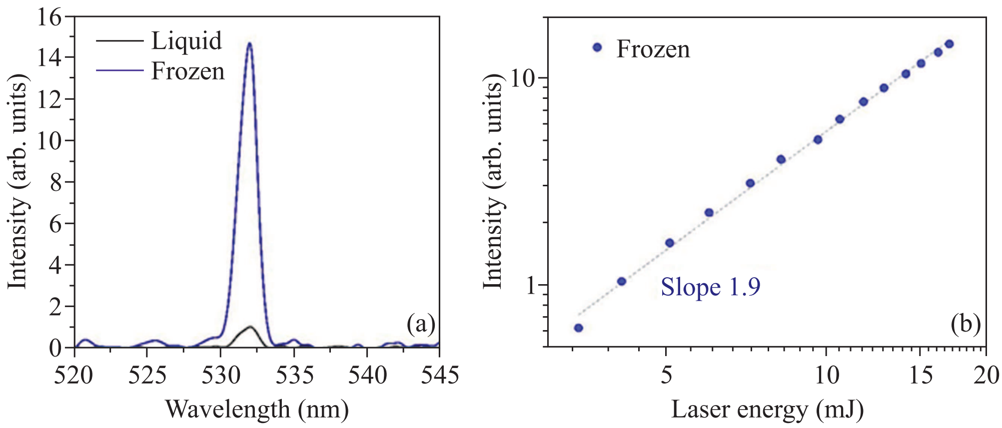

Рис. 8. (Цветной онлайн) (a) – Спектры жидкой и замороженной суспензии частиц ZnO при возбуждении 1064 нм с энергией 18.65 мДж; (b) – Зависимость интенсивности второй гармоники от энергии лазера накачки для замороженной суспензии при возбуждении 1064 нм

рации, эти исследования сохраняют свою актуальность и сегодня, прежде всего благодаря широкому спектру практических приложений.

Финансирование работы. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант # 19-79-30086-П).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. A. Yariv, *Quantum Electronics*, 3rd edition, Wiley, N.Y. (2020).
2. O. Svelto, *Principles of lasers*, Springer, N. Y. (2010), v. 1, p. 52.
3. W. T. Silfvast and P. J. H. Tjossem, Am. J. Phys. **65**, 932 (1997); doi: 10.1119/1.18690.
4. A. L. Shawlow and C. H. Townes, Phys. Rev. **112**(6), 1940 (1958); doi: 10.1103/PhysRev.112.1940.
5. N. G. Basov and A. M. Prokhorov, JETP **27**, 431 (1954).
6. T. H. Maiman, Nature **4736**, 493 (1960).
7. A. Javan, W. R. Bennett, and D. R. Herriott, Phys. Rev. Lett. **6**(3), 106 (1961).
8. E. Snitzer and R. Woodcock, Appl. Phys. Lett. **6**(3), 45 (1965); doi: 10.1063/1.1754157.
9. R. N. Hall, Solid State Electron. **6**, 405 (1963); doi: 10.1016/0038-1101(63)90024-8.
10. R. V. Ambartsumyan, N. G. Basov, P. G. Kryukov, and V. S. Letokhov, IEEE J. Quantum Electron. **QE-2**(9), 442 (1966).
11. V. S. Letokhov, Sov. Phys. JETP **26**, 835 (1967).
12. R. V. Ambartsumyan, N. G. Basov, P. G. Kryukov, and V. S. Letokhov, Prog. Quantum Electron. **107** (1970).
13. G. V. Peregudov, E. N. Ragozin, and V. A. Chirkov, Sov. JETP **63**, 421 (1972).
14. V. M. Markushev, V. F. Zolin and Ch. M. Briskina, Sov. J. Quantum Electron. **13**, 427 (1986).
15. N. M. Lawandy, R. M. Balachandran, A. S. L. Gomes, and E. Sauvain, Nature **368**, 436 (1994).
16. N. M. Lawandy, R. M. Balachandran, and A. Lagendijk, Nature **373**(6511), 204 (1995).
17. D. S. Wiersma, P. Bartolini, A. Lagendijk, and R. Righini, Nature **390**(6661), 671 (1997).
18. H. Cao, Y. G. Zhao, S. T. Ho, E. W. Seelig, Q. H. Wang, and R. P. H. Chang, Phys. Rev. Lett. **82**, 2278 (1999).
19. H. Cao, J. Phys. A. Math. Gen. **38**, 10497 (2005); doi: 10.1088/0305-4470/38/49/004.
20. A. N. Azmi, W. Z. W. Ismail, H. A. Hassan, M. M. Halim, N. Zainal, O. L. Muskens, and W. M. W. A. Kamil, ACS Sensors **7**(14), 914 (2022).
21. A. S. L. Gomes, A. L. Moura, C. B. de Araujo, and E. P. Raposo, Progress in Quantum Electronics **78**, 100343 (2021).
22. V. M. Papadakis, A. Stassinopoulos, D. Anglos, S. H. Anastasiadis, E. P. Giannelis, and D. G. Papazoglou, J. Opt. Soc. Am. B **24**(1), 31 (2007).
23. X. Wu and H. Cao, Phys. Rev. A – At. Mol. Opt. Phys. **77**, 013832 (2008).
24. R. Corey, M. Kissner, and P. Saulnier, Am. J. Phys. **63**, 560 (1995).
25. N. M. Estakhri, N. Mohammadi Estakhri, and T. B. Norris, Sci. Rep. **12**(1), 22256 (2022).
26. V. A. Zubov, G. B. Peregudov, M. M. Sushchinskii, V. A. Chirkov, and T. K. Shuvalov, Soviet JETP Lett. **5**, 150 (1967).
27. Q. Baudouin, N. Mercadier, V. Guarrera, W. Guerin, and R. Kaiser, Nature Phys. **9**, 357 (2013).
28. Y. J. Lee, T. W. Yeh, P. Nagarjuna, C. C. Tseng, and J. Y. Yi, APL Mater. **7**, 061105 (2019).

29. X. Li, H. Liu, X. Xu, B. Yang, H. Yuan, J. Guo, F. Sang, and Y. Jin, ACS Appl. Mater. Interfaces **12**(8), 10050 (2020).
30. M. Trivedi, D. Saxena, W. K. Ng, R. Sapienza, and G. Volpe, Nature Phys. **18**(8), 939 (2022).
31. S. F. Umanskaya, M. A. Shevchenko, N. V. Tcherniega, A. N. Maresev, A. A. Matrokhin, M. A. Karpov, and V. V. Voronova, J. Russ. Laser Res. **44**(6), 691 (2023).
32. P. P. Donahue, C. Zhang, N. Nye, J. Miller, C. Y. Wang, R. Tang, D. Christodoulides, C. D. Keating, and Z. Liu, ACS Nano **12**, 7343 (2018).
33. C. Y. Tsai, Y. M. Liao, W. C. Liao, W. J. Lin, P. Perumal, H. H. Hu, S. Y. Lin, C. H. Chang, S. Y. Cai, T. M. Sun, H. I. Lin, G. Haider and Y. F. Chen, Adv. Mater. Technol. **2**, 1700170 (2017).
34. E. S. Leong, S. F. Yu, A. Abiyasa, and S. P. Lau, Appl. Phys. Lett. **88**, 091116 (2006).
35. C. Wu, P. Tsay, H. Cheng, and S. Bai, J. Appl. Phys. **95**, 417 (2004).
36. Y. Ni, L. Gao, A. Miroshnichenko, and C. Qiu, Opt. Express **21**, 8091 (2013).
37. G. Qu, X. Zhang, S. Li, L. Lu, J. Gao, B. Yu, S. Wu, Q. Zhang, and Z. Hu, Phys. Chem. Chem. Phys. **25**, 48 (2023).
38. L. Ye, C. Zhao, Y. Feng, B. Gu, Y. Cui, and Y. Lu, Nanoscale Res. Lett. **12**, 1 (2017).
39. H.W. Shin, S.Y. Cho, K.H. Choi, S.L. Oh, and Y.R. Kim, Appl. Phys. Lett. **88**, 86 (2006).
40. A. Yu. Bazhenov, M. M. Nikitina, D. V. Tsarev, and A. P. Alodjants, JETP Lett. **117**(11), 814 (2023).
41. D. V. Tsarev, E. S. Morugin, and A. P. Alodjants, JETP Lett. **120**(5), 315 (2024).
42. J. Andreasen, A. A. Asatryan, L. C. Botten, M. A. Byrne, H. Cao, L. Ge, L. Labonté, P. Sebbah, A. D. Stone, H. E. Türeci, and C. Vanneste, Adv. Opt. Photonics **3**, 88 (2011).
43. Yu. V. Yuanov, A. A. Zyablovsky, E. S. Andrianov, I. V. Doronin, A. A. Pukhov, A. P. Vinogradov, and A. A. Lisyansky, JETP Lett. **112**(11), 688 (2020).
44. M. Gaio, D. Saxena, J. Bertolotti, D. Pisignano, A. Camposeo, and R. Sapienza, Nat. Commun. **10**, 226 (2019).
45. L. M. Massaro, S. Gentilini, A. Portone, A. Camposeo, D. Pisignano, C. Conti, and N. Ghofraniha, ACS Photonics **8**(1), 376 (2021).
46. V.S. Letokhov, IEEE J. Quantum Electron. **8**, 615 (1972).
47. M.A. Johnson, M.A. Betz, R.A. McLaren, E.C. Sutton, and C.H. Townes, ApJ **208**, L145 (1976)
48. Q. Song, Z. Xu, S. H. Choi, X. Sun, S. Xia, O. Akkus, and Y. L. Kim, Biomed. Opt. Express **5**, 1401 (2010).
49. Q. Song, S. Xiao, Z. Xu, J. Liu, X. Sun, V. Drachev, V. Shalaev, O. Akkus, and Y. L. Kim, Opt. Lett. **35**(9), 1425 (2010).
50. D. Huang, M. Xu, X. Liu, M. Yang, T. Yi, C. Wang, T. Li, and S. Liu, Laser Phys. Lett. **13**, 065603 (2016).
51. R. C. Polson and Z. V. Vardeny, Appl. Phys. Lett. **85**(7), 1289 (2004).
52. Y. Wang, Z. Duan, Z. Qiu, P. Zhang, J. Wu, D. Zhang and T. Xiang, Sci. Rep. **7**, 8385 (2017).
53. D. Zhang, Y. Wang, J. Tang, and H. Mu, J. Appl. Phys. **125**, 203102 (2019).
54. S. de Armas-Rillo, F. Fumagallo-Reading, D. Luis-Ravelo, B. Abdul-Jalbar, T. Gonzalez-Hernandez, and F. Lahoz. Sensors **21**, 3825 (2021).
55. W. Z. Wan Ismail, G. Liu, K. Zhang, E. M. Goldys, and J. M. Dawes. Opt. Express **24**(2), A85 (2016).
56. X. Meng, J. Ma, K. Xie, L. Hong, J. Zhang, and Z. Hu, Opt. Mater. **115**, 111027 (2021).
57. Y. Hou, Z. Zhou, C. Zhang, J. Tang, Y. Fan, F.-F. Xu, and Y. S. Zhao, Sci. China Mater. **64**, 2805 (2021).
58. Y.-J. Lee, C.-Y. Chou, Z.-P. Yang, T. B. H. Nguyen, Y.-C. Yao, T.-W. Yeh, M.-T. Tsai, and H.-C. Kuo, Nanoscale **10**(22), 10403 (2018).
59. V. D. Ta, D. T. Le, T. L. Ngo, and X. T. Nguyen, Opt. Commun. **524**, 128594 (2022).
60. W. Gao, T. Wang, J. Xu, P. Zeng, W. Zhang, Y. Yao, C. Chen, M. Li, and S. F. Yu, Small **17**(39), 2103065 (2021).
61. J. Tong, X. Shi, L. Niu, X. Zhang, C. Chen, L. Han, S. Zhang, and T. Zhai, Nanotechnology **31**(46), 465204 2020.
62. B. Redding, M. A. Choma, and H. Cao, Nat. Photonics **6**, 355 2012.
63. S. W. Chen, J. Y. Lu, B. Y. Hung, M. Chiesa, P. H. Tung, J. H. Lin, and T. C. K. Yang, Opt. Express **29**(2), 2065 (2021).
64. Y. Wan, Z. Li, Z. Liu, Y. Yang, H. Wang, X. Liu, and Y. Cai, Nanophotonics **12**(23), 4307 (2023).
65. Z. Xie, K. Xie, T. Hu, J. Ma, J. Zhang, R. Ma, and Z. Hu, Opt. Express **28**(4), 5179 (2020).
66. B. H. Hokr, J. V. Thompson, J. N. Bixler, D. T. Nodurft, G. D. Noojin, B. Redding, and V. V. Yakovlev, Sci. Rep. **7**(1), 44572 (2017).
67. C. Hou, M. Kuo, P. Lin, M. Wu, C. Huang, T. Lin, and Y. Chen, Optics & Laser Technology **170**, 110173 (2024).
68. B. H. Hokr, J. N. Bixler, and V. V. Yakovlev, Appl. Phys. A Mater. Sci. Process. **117**(2), 681 (2014).
69. B.H. Hokr, A. Cerjan, J.V. Thompson, L. Yuan, S.F. Liew, J.N. Bixler, and V.V. Yakovlev, *Nonlinear Frequency Generation and Conversion: Materials, Devices, and Applications XV*, SPIE (2016), v. 9731, p. 149; doi: 10.1117/12.2212911.
70. B.H. Hokr, J.N. Bixler, M.T. Cone, J.D. Mason, H.T. Beier, G.D. Noojin, and V.V. Yakovlev, Nat. Commun. **5**(1), 4356 (2014).

71. M. A. Shevchenko, K. I. Zemskov, M. A. Karpov, A. D. Kudryavtseva, A. N. Maresev, N. V. Tcherniega, and S. F. Umanskaya, Opt. Commun. **508**, 127795 (2022).
72. A. A. Matrokhin, M. A. Shevchenko, S. F. Umanskaya, M. V. Tareeva, A. D. Kudryavtseva, and N. V. Tcherniega, Photonics **9**(10), 705, (2022).
73. M. A. Shevchenko, S. F. Umanskaya, S. D. Abdurakhmonov, N. V. Tcherniega, and S. S. Gras'kin, Bull. Lebedev Phys. Inst. **49**, 55 (2022).
74. M. A. Shevchenko, S. F. Umanskaya, K. I. Zemskov, N. V. Tcherniega, and A. D. Kudryavtseva, IEEE J. Quantum Electron. **60**(2), 1 (2024).
75. K. Lee and N. M. Lawandy, Appl. Phys. Lett. **78**(6), 703 (2001).
76. G. Qin, R. Jose, and Y. Ohishi, J. Appl. Phys. **101**(9) (2007).
77. R. Mondal and G. Kumaraswamy, Materials Advances **3**(7), 3041 (2022).
78. A. Tulek, R. C. Polson, and Z. V. Vardeny, Nat. Phys. **6**, 303 (2010).
79. J. Tian, G. Weng, Y. Wang, X. Hu, S. Chen, and J. Chu, ACS Appl. Nano Mater. **2**, 1909 (2019).
80. P. Srisamran, P. Pewkhom, S. Boonsit, P. Kalasuwan, P. van Dommelen, and C. Daengngam, J. Phys.: Conf. Ser. **1719**, 012083 (2021).
81. Z. Xu, H. Zhang, C. Chen, G. Aziz, J. Zhang, X. Zhang, J. Deng, T. Zhai, and X. Zhang, RSC Adv. **9**, 28642 (2019).
82. V. S. Gummaluri, S. R. Krishnan, and C. Vijayan, Opt. Lett. **43**, 5865 (2018).
83. Y. Wan and L. Deng, Appl. Sci. **10**, 199 (2019).
84. B. C. Lima, A. S. L. Gomes, P. I. R. Pincheira, A. L. Moura, M. Gagne, E. P. Raposo, C. B. de Arau'jo, and R. Kashyap, J. Opt. Soc. Am. B **34**, 293 (2017).
85. A. Ghasempour Ardakani and M. Shahvandpour, Phys. B **616**, 413133 (2021).
86. N. Padiyakkuth, R. Antoine, and N. Kalarikkal, Opt. Mater. **129**, 112408 (2022).
87. D. Cao, D. Huang, X. Zhang, S. Zeng, J. Parbey, S. Liu, C. Wang, T. Yi, and T. Li, Laser Phys. **28**, 25801 (2018).
88. M. C. A. De Oliveira, L. De Souza Menezes, P. I. R. Pincheira, C. Rojas-Ulloa, N. R. Gomez, H. P. De Oliveira, and A. S. Leonidas Gomes, Nanoscale Adv. **1**, 728 (2019).
89. L. F. Sciuti, L. A. Mercante, D. S. Correa, and L. De Boni, J. Lumin. **224**, 117281 (2020).
90. V. D. Ta, T. T. Nguyen, T. H. L. Nghiem, H. N. Tran, A. T. Le, N. T. Dao, P. D. Duong, and H. H. Mai, Opt. Commun. **475**, 126207 (2020).
91. B. Xu, Z. Gao, Y. Wei, Y. Liu, X. Sun, W. Zhang, X. Wang, Z. Wang, and X. Meng, Nanoscale **12**, 4833 (2020).
92. X. Shi, Y. Bian, J. Tong, D. Liu, J. Zhou, and Z. Wang, Opt. Express **28**, 13576 (2020).
93. X. Li, H. Liu, X. Xu, B. Yang, H. Yuan, J. Guo, F. Sang, and Y. Jin, ACS Appl. Mater. Interfaces **12**, 10050 (2020).
94. M. C. A. de Oliveira, F. W. S. de Sousa Jr., F. A. Santos, L. M. G. Abegao, M. A. R. C. Alencar, J. J. Rodrigues Jr., and H. P. de Oliveira, Opt. Mater. **101**, 109722 (2020).
95. M. Gaio, D. Saxena, J. Bertolotti, D. Pisignano, A. Camposeo, and R. Sapienza, Nat. Commun. **10**, 1 (2019).
96. T. Naruta, T. Akita, Y. Uchida, D. Lisjak, A. Mertelj, and N. Nishiyama, Opt. Express. **27**, 24426 (2019).
97. P. Rafieipour, A. G. Ardakani, and F. Daneshmand, Laser Phys. **30**, 115003 (2020).
98. D. Zhang, Y. Wang, J. Tang, and H. Mu, J. Appl. Phys. **125**, 203102 (2019).
99. M. Hohmann, D. Dörner, F. Mehari, C. Chen, M. Späth, S. Müller, H. Albrecht, F. Klämpfl, and M. Schmidt, Biomed. Opt. Express. **10**, 807 (2019).
100. T.-H. Yang, C.-W. Chen, H.-C. Jau, T.-M. Feng, C.-W. Wu, C.-T. Wang, and T.-H. Lin, Appl. Phys. Lett. **114**, 191105 (2019).
101. H. Lu, L. Yang, L. Xia, J. Kong, M. Xu, J. Zhu, L. Qiu, and Z. Hu, Liq. Cryst. **48**, 255 (2021).
102. Y. Sakurayama, T. Onodera, Y. Araki, T. Wada, and H. Oikawa, RSC Adv. **11**, 32030 (2021).