

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Нелинейная и линейная адаптивная оптика для коррекции лазерных пучков*

С.Г. Гаранин, Ф.А. Стариков

Обзор посвящён исследованиям и применениям средств нелинейной и линейной адаптивной оптики для улучшения качества пучка излучения мощных лазеров, в том числе в условиях оптически неоднородной среды распространения. Применение нелинейной адаптивной оптики связано с обращением волнового фронта при вынужденном рассеянии Мандельштама–Бриллюэна в сфокусированных пучках. Рассматриваются проблемы получения самообращения волнового фронта высокого качества и достижения дифракционной расходимости излучения на примере двухпроходного взрывного фотодиссоционного йодного лазера, созданного на заре квантовой электроники и во многом определившего энергетические горизонты её развития. Линейная адаптивная оптика связана с активным воздействием на фазу излучения с помощью методов, основанных как на определении фазы, так и с применением оптимизационных алгоритмов. В случае многоканальных лазеров рассматривается проблема их когерентного сложения, а в случае одноканального лазера — управление волновым фронтом с помощью деформируемых зеркал. Обсуждаются особенности адаптивного управления фазой в случае непрерывного и импульсного излучения.

Ключевые слова: мощные лазеры, вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна, адаптивная оптика, фазовое сложение лазерных пучков

PACS numbers: 42.55.–f, 42.60.By, 42.65.Es, 42.65.Hw, 42.68.Wt

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.04.039958>

Содержание

1. Введение (303).
 2. Теория и расчётные модели (304).
 - 2.1. Лазерное усиление. 2.2. Вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна.
 3. Нелинейная адаптивная оптика (309).
 - 3.1. Взрывной фотодиссоционный йодный лазер. 3.2. Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии Мандельштама–Бриллюэна. 3.3. Взрывной фотодиссоционный йодный лазер с обращением волнового фронта. 3.4. Вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна вихревых пучков
 4. Линейная адаптивная оптика (318).
 - 4.1. Когерентное фазовое сложение многоканального излучения.
 - 4.2. Управление фазой с помощью гибких зеркал.
 5. Заключение (325).
- Список литературы (326).

1. Введение

Основная задача лазера — обеспечение требуемого уровня силы излучения и его интенсивности в пятне фокусировки, для чего требуется наращивать энергетику и уменьшать угловую расходимость излучения. Росту энергетики препятствуют физические ограничения в активной среде лазера, лучевые нагрузки на среду и оптические элементы. Угловая расходимость не может быть ниже дифракционного предела λ/D , где λ — длина волны, D — размер пучка, который ограничен сверху по физическим, технологическим и экономическим причинам. Но, как правило, даже при относительно малых D достижению дифракционной расходимости препятствуют оптические неоднородности в активной среде лазера и на трассе распространения излучения. Поэтому ключевой задачей является создание оптических систем для снижения расходимости пучка, при этом без существенных потерь энергии. Для её решения применяются методы адаптивной оптики — научного направления, широкого по набору используемых методов и подходов, которые трудно вместить в рамки одного обзора или даже книги.

В литературе есть некоторый терминологический произвол в отношении понятия "адаптивная оптика". В широкой трактовке она связана с управляемым воздействием оптической системы на поле излучения для приспособления его к заданным условиям. Она имеет важные применения в науке, технике, медицине и промышленности.

С.Г. Гаранин^(1,а), Ф.А. Стариков^(1,2,б)

⁽¹⁾ Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, просп. Мира 37, 607188 Саров, Нижегородская обл., Российская Федерация

⁽²⁾ Саровский физико-технический институт — филиал Национального исследовательского ядерного университета МИФИ, ул. Духова 6, 607186 Саров, Нижегородская обл., Российская Федерация

E-mail: ^(а) SGGaranin@vniief.ru, ^(б) FAStarikov@vniief.ru

Статья поступила 29 июня 2025 г.

* Статья написана на основе доклада, представленного на Научной сессии Отделения физических наук Российской академии наук, 2 апреля 2025 г. (см. УФН 196 (3) 302 (2026))

ленности, нацеленные, так или иначе, на повышение эффективности беспроводной передачи энергии или информации. Настоящий обзор посвящён, в основном, адаптивной оптике для мощных лазеров, волновой фронт излучения которых сильно аберрирован.

Работу адаптивной оптической системы можно строить на нелинейных или линейных эффектах, поэтому можно говорить о нелинейной и линейной адаптивной оптике (последняя часто называется просто адаптивной оптикой). Есть ряд нелинейных эффектов для управления пучком [1]. Наиболее подходящий из них для случая лазера с большим коэффициентом усиления — вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюэна (ВРМБ), которое имеет широкое применение и перспективы в оптике и фотонике (см. обзоры [2–5]). Применительно к мощным лазерам применение ВРМБ связано с обращением волнового фронта (ОВФ) [6–9]. При ОВФ лазерный пучок возбуждает в ВРМБ-активной среде гиперзвуковую волну и отражается от неё назад таким образом, что отражённая волна сопряжена лазерной волне, т.е. имеет ту же амплитудно-фазовую структуру, распространяясь во встречном направлении. Это позволяет в двухпроходной схеме усиления автоматически компенсировать оптические неоднородности лазера и среды на втором проходе.

Линейная адаптивная оптика, берущая начало от работ [10, 11], связана с контролируемым изменением волнового фронта пучка излучения с помощью управляемых оптических элементов [12–15]. Надо отметить, что линейная адаптивная оптика имеет много применений, не связанных с лазером, например, в астрономических наблюдениях с помощью наземных телескопов [14, 15]. Целый ряд применений не связан с мощным лазером, например, в офтальмологии [16], оптической связи [17], биологии [18]. Фазовый контроль может осуществляться путём сдвига, наклона фазы и формирования поверхностей фазы более высокого порядка. Управление сдвигом фазы актуально при когерентном сложении многоканального излучения. В одноканальном пучке наклонами фазы можно управлять поворотным плоским зеркалом, а изменение формы фазовой поверхности связано с применением деформируемых зеркал [12, 14, 15, 19].

Обозначая рамки применения нелинейной и линейной адаптивной оптики с точки зрения длительности импульса излучения, легко увидеть, что эти подходы являются достаточно комплементарными. Рекордные параметры, достигнутые на лазерных установках по всему миру, лежат в интервале от непрерывного режима с мощностью в десятки киловатт до фемтосекундных импульсов петаваттной пиковой мощности. ВРМБ является пороговым процессом (с точки зрения достижения заметного уровня отражения) [7–9], и пороговая мощность находится на уровне 50–100 кВт в типичных условиях, поэтому в непрерывных лазерах применять ВРМБ проблематично. ВРМБ можно использовать при длительности импульса короче 1 нс, где достижимы пиковые значения мощности, заметно превышающие порог ВРМБ. В то же время, минимальное время отклика ВРМБ-сред обычно более ~ 1 нс [7–9]. Поэтому в области короче 1 нс также невозможно использовать ВРМБ, так как среда не успевает отслеживать изменения лазерного поля. Исходя из этого, применение ВРМБ эффективно для импульсных лазеров с длительностью импульса ориентировочно от 1 нс до 1 мс. Важно, что при ВРМБ коррекция лазерного поля (т.е. ОВФ) идёт в режиме реального времени.

Экологические ниши линейной адаптивной оптики находятся, соответственно, в области непрерывного излучения, где мощность излучения мала, чтобы возбудить эффективное ВРМБ, и в области импульсов короче 1 нс, для которой ВРМБ-среда слишком инертна. В случае коротких импульсов адаптивная оптика не может осуществлять коррекцию в режиме реального времени, здесь возможна только интегральная за импульс статическая фазовая коррекция, поскольку быстродействие адаптивной системы существенно ниже. Поэтому, во-первых, стабильность работы лазера от импульса к импульсу и, во-вторых, малое изменение оптических неоднородностей за время импульса имеют здесь решающее значение. В непрерывных же лазерах фазовая коррекция в режиме реального времени возможна только при относительно медленных искажениях волнового фронта (заметно более 1 мс), что связано с конечностью времени отклика элементов адаптивной системы и компьютерной математической обработки.

Обзор построен следующим образом. В разделе 2 сформулированы физико-математические модели усиления спонтанного излучения в лазерной среде и ВРМБ-среде, используемые для расчётного моделирования экспериментов. Раздел 3 посвящён нелинейной адаптивной оптике. В качестве примера в разделе 3.1 описывается взрывной фотодиссоционный йодный лазер (ВФДЛ). В разделе 3.2 рассмотрено ОВФ при ВРМБ в сфокусированных пучках со случайной фазовой пластиной и растром микролинз. В разделе 3.3 приводятся результаты исследования ВФДЛ с ОВФ сверхвысокого качества. В разделе 3.4 рассматривается ВРМБ сфокусированных вихревых лазерных пучков. Раздел 4 связан с линейной адаптивной оптикой. Рассматривается когерентное сложение многоканального излучения непрерывных оптоволоконных лазеров (раздел 4.1) и управление фазой излучения с помощью гибких адаптивных зеркал в случае непрерывных и импульсных лазеров (раздел 4.2).

2. Теория и расчётные модели

Сочетание эксперимента и расчётно-теоретического анализа, как правило, является залогом успеха при проведении физических исследований. Особое значение приобретает расчётное моделирование крупных лазерных экспериментов, когда каждый физический опыт является во многом уникальным и требует длительной и трудоёмкой подготовки.

Рассматривая как процессы вынужденного усиления излучения на дискретно-дискретных переходах в возбуждённых атомах (т.е. лазерный эффект), так и процессы вынужденного рассеяния излучения на флуктуациях плотности в нелинейных средах (т.е. ВРМБ), в части описания динамики излучения мы опираемся на систему классических уравнений Максвелла (см., например, [20]):

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{D} &= 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \left(\frac{4\pi}{c} \right) \sigma \mathbf{E} + \left(\frac{1}{c} \right) \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= - \left(\frac{1}{c} \right) \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \end{aligned} \quad (1)$$

где \mathbf{B} и \mathbf{D} — магнитная и электрическая индукция, \mathbf{E} и \mathbf{H} — напряжённость электрического и магнитного полей, c — скорость света в вакууме, σ — удельная электропроводность среды.

При лазерном эффекте, т.е. при наличии излучающих атомов и рефракции излучения в изотропной поляризуемой среде, подразумевается, что слагаемое в третьем уравнении системы (1), связанное с проводимостью, феноменологически учитывает потери, возникающие за счёт поглощения, обусловленного всеми электронными переходами, кроме рассматриваемого лазерного перехода. В случае ВРМБ излучения в среде выполняется условие $\sigma = 0$, т.е. среда предполагается прозрачной для излучения.

Рассматриваемые ниже среды немагнитные, а материальное уравнение для электрической индукции выглядит следующим образом [20]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}' . \quad (2)$$

В случае лазерного эффекта ε в (2) есть диэлектрическая проницаемость среды, характеризующая её диэлектрические свойства, обусловленные всеми переходами кроме лазерного, а поляризация (дипольный момент единицы объёма) среды, связанная с лазерным переходом, выделена и обозначена через \mathbf{P}' . В случае же ВРМБ $\mathbf{P}' = 0$, и функция ε играет роль полной диэлектрической проницаемости ВРМБ-среды.

С учётом поперечности световых волн и в приближении квазиоптики (см., например, [21]) система уравнений Максвелла (1) с учётом (2) сводится к одному уравнению, которое определяет динамику поля излучения в нелинейной среде:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\varepsilon \mathbf{E})}{\partial t^2} - \frac{4\pi}{c} \frac{\partial (\sigma \mathbf{E})}{\partial t} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}'}{\partial t^2} . \quad (3)$$

Дальнейшая адаптация уравнения (3) для случаев лазерного усиления и ВРМБ излучения носит разный характер.

2.1. Лазерное усиление

Поскольку в случае лазерного усиления характеристики среды σ и ε изменяются медленнее по сравнению с полем \mathbf{E} , то в (3) их можно вынести из под знака производной. Определим показатель преломления среды $n = \varepsilon^{1/2}$, связанный со всеми переходами, кроме рассматриваемого лазерного перехода. Введём коэффициент поглощения $\kappa = 4\pi\sigma/cn$ так, что в отсутствие поляризации среды плотность потока плоской волны при распространении вдоль оси z уменьшается как $\exp(-\kappa z)$. Тогда (3) принимает вид волнового уравнения с затуханием и неоднородной правой частью:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \kappa \frac{n}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}'}{\partial t^2} . \quad (4)$$

Для описания многих когерентных резонансных взаимодействий существенны лишь два лазерных уровня, хотя лазерная среда имеет сложную разветвленную энергетическую структуру. Поэтому приближение двухуровневой среды при описании её взаимодействия с излучением зачастую является хорошим первым приближением [22]. Для поляризации \mathbf{P}' и инверсии населённостей $\Delta N = N_u - N_l$ в случае изотропной двухуровневой среды

справедливы уравнения [20, 22]:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{P}'}{\partial t^2} + \frac{2}{\tau_2} \frac{\partial \mathbf{P}'}{\partial t} + \omega_0^2 \mathbf{P}' = -\frac{2\omega_0}{3\hbar} |\mathbf{d}_{ul}|^2 \Delta N \mathbf{E} , \quad (5)$$

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} + \frac{\Delta N - \Delta N_0}{\tau_1} = \frac{2}{\hbar\omega_0} \mathbf{E} \frac{\partial \mathbf{P}'}{\partial t} , \quad (6)$$

где τ_1 и τ_2 — времена продольной и поперечной релаксации соответственно, ω_0 — частота лазерного перехода $l-u$, \mathbf{d}_{ul} — матричный элемент оператора дипольного момента перехода $u-l$, N_u и N_l — населённости верхнего и нижнего лазерных уровней, ΔN_0 — инверсия населённостей в отсутствие излучения. В (5), (6) использовано условие $n^2 \cong 1$, характерное для газовых лазерных сред.

Время поперечной релаксации τ_2 является характерным временем экспоненциального затухания диполя, в котором отражаются как радиационные, так и столкновительные процессы, приводящие к дефазировке и уширяющие лоренцевский контур спектральной линии. Уравнение (6) определяет баланс энергии в системе и связывает изменение запасенной энергии с изменением поляризации и полем. Распределение ΔN_0 зависит от условий накачки рабочей среды. Время продольной релаксации τ_1 характеризует скорость затухания энергии и зависит от констант элементарных процессов в среде.

Упрощение системы (4)–(6) состоит в переходе к квазиоптическому приближению, когда лазерное излучение рассматривается как "квазиплоская и квазимонохроматическая волна" [23]. Следует отметить, что лазерное излучение является узконаправленным. В случае лазера-генератора это является следствием протяжённости лазерной среды и наличия открытого резонатора (в беззеркальном лазере формирование пучка обеспечивает только протяжённость среды). В случае лазера-усилителя на его вход подаётся пучок с малой расходимостью.

Положим, что поляризация (ориентация вектора напряжённости поля) излучения существенно не меняется при его распространении, так что вместо векторного уравнения (4) можно пользоваться скалярным волновым уравнением. Подход предусматривает усиление как прошедшего извне входного излучения, так и родившегося в самой среде спонтанного шума. Этот факт, как и наличие отражающих зеркал, требует рассматривать усиление двух потоков, распространяющихся во взаимно противоположных направлениях. Амплитуда таких "почти плоских волн" меняется вдоль оси распространения z медленно и размеры лазерного пучка в поперечной плоскости (x, y) много меньше характерных размеров по оси z . Величины, относящиеся к противоположным потокам, снабдим индексами "+" и "–". Тогда решение уравнения (4) ищем в виде двух волн, распространяющихся в противоположных направлениях вдоль оси z :

$$\mathbf{E}(\mathbf{R}, t) = \mathbf{i}_z \text{Re} [A_+(\mathbf{r}, z, t) \exp(-ikz + i\omega t) + A_-(\mathbf{r}, z, t) \exp(+ikz + i\omega t)] . \quad (7)$$

Здесь комплексные функции A_+ и A_- — медленно меняющиеся амплитуды полей лазерного излучения, $\mathbf{r} = \mathbf{i}_x x + \mathbf{i}_y y$ — поперечный радиус-вектор. Величина ω в (7) есть характерная частота излучения с узкой спектральной линией, $k = n_0\omega/c$ — характерное волновое число, n_0 — среднее значение показателя преломления. Таким образом, полагаем, что волновое число k ме-

няется в среде значительно слабее, чем амплитуда полей A_+ и A_- , а характерное время изменения A_+ и A_- существенно превышает период колебаний.

Аналогично полагается, что связанная с рассматриваемым переходом поляризация \mathbf{P}' изменяется так же, как и электрическое поле \mathbf{E} :

$$\mathbf{P}'(\mathbf{R}, t) = \mathbf{i}_p \operatorname{Re} [p_+(\mathbf{r}, z, t) \exp(-ikz + i\omega t) + p_-(\mathbf{r}, z, t) \exp(+ikz + i\omega t)]. \quad (8)$$

где p_+ и p_- — комплексные функции координат и времени, медленно меняющиеся по сравнению с экспоненциальным множителем.

Подставим (7) и (8) в (4)–(6) и положим, что характерная частота излучения ω близка к частоте перехода ω_0 . Так как $\varepsilon \cong 1$, то учёт неоднородности ε целесообразен только в слагаемом, ответственном за рефракцию. Изменение инверсии населённостей ΔN на расстояниях порядка длины волны и за времена порядка периода колебаний излучения пренебрежимо малы. При учёте этих предположений из (4)–(6) получаем систему укороченных уравнений:

$$\left[\pm \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{i}{2k} \nabla_{\perp}^2 + \frac{ik}{2} (\varepsilon - 1) + \frac{\kappa}{2} \right] A_{\pm} = \frac{k}{2i} p_{\pm}, \quad (9)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau_2} \right] p_{\pm} = \frac{i\alpha}{k\tau_2} A_{\pm} + S_{\pm}, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} + \frac{\Delta N - \Delta N_0}{\tau_1} = -\frac{2}{\hbar c} \operatorname{Im} (A_+^* p_+ + A_-^* p_-), \quad (11)$$

где ∇_{\perp}^2 — лапласиан по поперечным координатам.

Мы учитываем усиление собственного спонтанного излучения вместе с внешним входным излучением, уровень которого определяется в граничных условиях. Следует отметить, что в полуклассическом подходе невозможно строго учесть спонтанное излучение света, которое, согласно квантовой электродинамике, проистекает из флуктуаций вакуума. Но, тем не менее, описание спонтанного излучения возможно в усовершенствованном полуклассическом подходе, дополненном определённой логикой вакуумных флуктуаций [24]. Было показано [25], что описание усиленного спонтанного излучения определяется системой уравнений для операторов поля и поляризации, которая формально идентична полуклассической системе уравнений (для одного потока излучения) с дополнительной флуктуационной силой Ланжевена S в правой части уравнения для поляризации среды. В нашем случае двух потоков излучения к обоим уравнениям для p_+ и p_- в (10) добавлены феноменологически соответствующие статистически независимые дельта-коррелированные слагаемые S_+ и S_- :

$$\langle S_{\pm}(\mathbf{r}_1, z_1, t_1) S_{\pm}^*(\mathbf{r}_2, z_2, t_2) \rangle = \frac{2}{\tau_2} 16\pi c \frac{|\mathbf{d}_{ul}|^2}{3} N_u \delta^{(2)}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \times \delta(z_1 - z_2) \delta(t_1 - t_2). \quad (12)$$

В (10) также использовано условие $\Delta\omega = \omega_0 - \omega = 0$, т.е. несущая частота излучения выбирается равной частоте лазерного перехода, которая предполагается постоянной у всего ансамбля излучателей, т.е. механизм уширения линии имеет однородный характер. Если пренебречь лэмбовскими провалами, то дополнительное

неоднородное (доплеровское) уширение можно учесть в рамках лоренцевского контура. В противном случае, если доплеровское уширение существенно, требуется решать ряд уравнений для p_+ и p_- в (10), каждое из которых характеризуется своей расстройкой частоты $\Delta\omega$. При этом в правой части уравнений для полей A_+ и A_- в (11) будет стоять сумма величин p_+ и p_- с разными $\Delta\omega$, причём каждая из величин будет входить в сумму с весом, соответствующим неоднородному (гауссову) профилю линии при данной температуре. Мы не используем многогрупповой подход, так как основное внимание уделяется рассмотрению пространственных эффектов при динамике излучения, и в случае ВФДЛ доплеровское уширение линии заметно меньше лоренцевского.

Кроме того, в (10) введён коэффициент усиления излучения на лазерном переходе в единицах обратной длины в виде $\alpha = \sigma \Delta N$, где $\sigma = 4\pi k \tau_2 |\mathbf{d}_{ul}|^2 / 3\hbar$ — сечение радиационного перехода при $\omega = \omega_0$ [26]. Далее, используя связь вектора Пойнтинга с напряжённостью поля, для удобства нормировки амплитуды полей A_+ , A_- домножены на $\sqrt{c/8\pi}$, чтобы плотности потоков энергии излучения (в Вт см⁻²) были равны $J_{\pm} = |A_{\pm}|^2$. Амплитуды поляризаций p_+ , p_- домножены на величину $\sqrt{2\pi c}$.

Система уравнений (9)–(11) базируется на подходе, который в соответствии с традицией в англоязычной литературе называется подходом Максвелла–Блоха [22]. Параболические уравнения (9) вместе с уравнениями (10), (11) образуют замкнутую систему уравнений, описывающих взаимодействие лазерного излучения с двухуровневой квантовой средой с учётом переходных процессов, связанных с конечностью времён τ_1 и τ_2 .

Для решения системы уравнений (9)–(11) нужна информация о пространственно-временном распределении *нерелаксированной* инверсии населённостей в отсутствие излучения ΔN_0 . Данная величина определяется условиями накачки и особенностями энергетической структуры лазерной среды, и для практических условий оценить её непросто. На практике, в условиях конкретной многоуровневой среды, вместо одного уравнения (11) необходимо рассматривать систему уравнений динамики населённостей всех значимых энергетических уровней, кинетика которых может влиять на инверсию на лазерном переходе. В случае ВФДЛ это кинетика фотохимических процессов, химических реакций, излучательных и безызлучательных электронных переходов. Таких уровней обычно оказывается достаточно много, и их количество выбирается в зависимости от желаемой точности. Также нужно иметь в виду дополнительные обстоятельства, ухудшающие точность расчётов (точность скоростей реакций, спектроскопических констант и т.д.). В общем случае система локальных балансных уравнений кинетики для M энергетических уровней имеет вид:

$$\frac{dN_i}{dt} = D_i + \sum_j K_{ji} N_j - (\delta_{iu} - \delta_{il}) \frac{1}{\hbar c} \operatorname{Im} [A_+^* p_+ + A_-^* p_-], \quad (13)$$

$$i = 1, \dots, u, \dots, l, \dots, M.$$

Здесь K_{ji} — релаксационная матрица скоростей различных элементарных процессов; D_i — поток электронов в состоянии i из континуума и состояний, не учитываемых релаксационной матрицей. Инверсия населённостей находится из соотношения $\Delta N = N_u - g_u N_l / g_l$ в предположении возможного вырождения лазерных уровней (g_u и g_l — статвеса верхнего и нижнего лазерных уровней).

Аналитическое решение уравнений (9)–(11) возможно в простейших случаях, практическая ценность их невелика, так как в реальных условиях распределения параметров среды носят сложный пространственно-временной характер. В связи с этим представляется актуальным построение соответствующих численных моделей [27, 28]. Согласованное и одновременное решение системы уравнений (9), (10) с кинетикой населённости часто осложняется тем, что модель последней нельзя изначально свести к одному уравнению для инверсии (11), а требуется решать систему уравнений кинетики (13), которых может быть достаточно много. Это может привести к нереально большим временам расчёта. Поэтому во многих практических ситуациях система уравнений (13) предварительно решается отдельно в пренебрежении стимулированным излучением на лазерном переходе.

Вообще говоря, возможны три уровня подхода при определении параметров среды. Во-первых, для этих целей может быть использована экспериментальная информация, если таковая существует в достаточно подробных деталях. Во-вторых, можно использовать модельные профили параметров среды, используя априорные соображения и теоретические оценки. Такой подход целесообразен для установления общих закономерностей динамики излучения, но недостаточен для моделирования конкретных систем. В-третьих, создаются специальные модели и программы термо-, гидродинамики и многоуровневой кинетики населённости — это именно тот случай, когда определение параметров среды становится отдельной проблемой [29]. Так или иначе, результатом решения кинетической проблемы является пространственно-временное распределение ε , κ и коэффициента усиления на лазерном переходе в приближении слабого сигнала (т.е. в отсутствие стимулированного излучения). Формула для последнего выглядит как $\alpha_0 = \sigma \Delta N_{r0}$, где величина ΔN_{r0} отличается от ΔN_0 тем, что в ней учтена релаксация инверсии.

При дальнейшем рассмотрении динамики лазерного излучения полученные распределения ε и κ используются при интегрировании (9). Корректный учёт усиления в (10) включает два случая. В первом случае рассматривается усиление линейное. Приближение линейного усиления имеет место, когда интенсивность лазерного излучения в среде существенно меньше интенсивности насыщения $J_{\text{sat}} = \hbar \omega k^2 / (2\pi \tau_1 \tau_2 A_{ul})$, где A_{ul} — вероятность спонтанного радиационного перехода между верхним u и нижним l лазерными уровнями. В этом случае проводится интегрирование уравнений (9), (10) с заданным распределением коэффициента усиления слабого сигнала α_0 , полученным в результате решения системы (13).

Второй случай реализуется, когда условие линейного усиления не выполняется, потоки усиленного излучения существенны, тогда необходимо согласованное решение уравнений (9)–(11). Величина ΔN_0 неизвестна, но имеется результат решения полной системы уравнений кинетики (13) — пространственно-временное распределение инверсии населённости ΔN_{r0} . Поскольку в этой величине, полученной также в отсутствие излучения, уже учтена релаксация инверсии, то из (13) можно получить уравнение для инверсии в виде:

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} = \frac{\partial \Delta N_{r0}}{\partial t} - \frac{1 + g_u/g_l}{\hbar c} \text{Im} (A_+^* p_+ + A_-^* p_-). \quad (14)$$

Далее в процессе решения уравнения (14) определяется коэффициент усиления $\alpha = \sigma \Delta N$ при одновременном решении с (9), (10).

Начальные условия для поляризааций и обоих спонтанных источников имеют вид [27, 28]:

$$\langle p_{\pm 0}(\mathbf{r}_1, z_1) p_{\pm 0}^*(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle = \left(\frac{4j_s}{k^2} \right) F_s(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(z_1 - z_2),$$

$$\langle S_{\pm}(\mathbf{r}_1, z_1, t_1) S_{\pm}^*(\mathbf{r}_2, z_2, t_2) \rangle = \left(\frac{2}{\tau_2} \right) \langle p_{\pm 0}(\mathbf{r}_1, z_1) p_{\pm 0}^*(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle \times \delta(t_1 - t_2),$$

где $F_s(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ — безразмерная поперечная корреляционная функция, которая даёт единичную яркость спонтанного излучения, j_s — мощность спонтанного излучения с единицы объёма среды в единичный телесный угол (измеряемая в Вт см⁻³ ср⁻¹), равная $j_s = \hbar \omega A_{ul} N_u / (4\pi) = \hbar \omega^3 f_{ul} N_u / (2\pi m c^3)$, где A_{ul} и f_{ul} — вероятность и сила осциллятора спонтанного перехода $u \rightarrow l$ [30].

В пренебрежении переходными процессами, когда величины p_+ и p_- просто выражаются через амплитуды полей, система (9)–(11) сводится к уравнениям (9) и (11) или (14).

2.2. Вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюэна

ВРМБ имеет место при воздействии интенсивного лазерного излучения на среду и характеризуется взаимодействием среды на поле (через рассеяние) и поля на среду (через эффект электрострикции). Естественно, вещество не может успевать реагировать на изменение поля в лазерной волне, распространяющейся со скоростью света. Процесс ВРМБ начинается со стадии спонтанного рассеяния лазерного излучения на тепловых флуктуациях среды, которые распространяются с акустической скоростью и затухают. Благодаря эффекту Доплера отражённая от неоднородности плотности волна приобретает частотный сдвиг. Лазерная волна и рассеянная волна образуют интерференционную картину интенсивности в среде, которая распространяется более медленно, с акустической скоростью. Она начинает в свою очередь через механизм электрострикции не только поддерживать затухающие флуктуации среды, но и раскачивать акустическую волну при условии достаточно высокой интенсивности лазерной накачки. Рассеяние излучения на акустической волне принимает характер параметрического усиления [31]. Рассеяние возможно под любыми углами, но наибольшее усиление наблюдается в протяжённом канале лазерного пучка, который и образует область усиления.

В случае ВРМБ излучения среда предполагается прозрачной для излучения, т.е. $\sigma = 0$ (имеется в виду нерезонансное поглощение, не связанное с перекачкой энергии из падающей волны в рассеянную волну). Кроме того, $\mathbf{P}' = 0$ в (3), и функция ε играет роль полной диэлектрической проницаемости ВРМБ-среды $\varepsilon = n^2$, где n — показатель преломления. При этом акустические колебания среды отслеживают осцилляции суммарного поля \mathbf{E} , поэтому ε в (3) нельзя выносить из-под знака производной. В результате (3) принимает вид:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\varepsilon \mathbf{E})}{\partial t^2} = 0. \quad (15)$$

Считаем, что различные нелинейные процессы в среде развиваются независимо друг от друга, и нелинейный отклик среды достаточно слаб. Введём малые отклонения плотности ρ , давления p и диэлектрической проницаемости от равновесных значений:

$$\rho = \rho_0 + \rho', \quad p = p_0 + p', \quad \varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon' \quad (16)$$

при выполнении условий $\rho' \ll \rho_0$, $p' \ll p_0$, $\varepsilon' \ll \varepsilon_0$. Равновесная скорость движения среды равна нулю: $\mathbf{v} = \mathbf{v}'$.

В разложении отклонения диэлектрической проницаемости по флуктуациям давления ограничимся лишь первым членом: $\varepsilon' = p'(\partial\varepsilon/\partial p)_s$, или же в общепринятых обозначениях

$$\varepsilon' = \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_s \left(\frac{\partial\rho}{\partial p}\right)_s p' = \rho \left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\right)_s \frac{p'}{\rho(\partial p/\partial\rho)_s} = Y\beta_s p',$$

где $Y = \rho(\partial\varepsilon/\partial\rho)_s$ — параметр нелинейной связи, $\beta_s = 1/(\rho v_s^2)$ — сжимаемость среды, $v_s^2 = (\partial p/\partial\rho)_s$, v_s — адиабатическая скорость звука. Между плотностью и давлением существует линейная связь $p' = (\partial p/\partial\rho)_s \rho' = v_s^2 \rho'$.

Если считать, что средние диэлектрические свойства невозмущённой среды достаточно медленно меняются за период колебаний поля, то (15) с учётом (16) переписывается в виде:

$$\frac{n_0^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{Y\beta_s}{c^2} \frac{\partial^2 (p' \mathbf{E})}{\partial t^2}, \quad (17)$$

где $n_0^2 = \varepsilon_0$, n_0 — медленно меняющийся показатель преломления среды, не возмущённый звуком.

Для описания процесса ВРМБ необходимо одновременно решать уравнение распространения электромагнитного поля в диэлектрике (17) и уравнения, описывающие состояние среды с учётом вязкости, что является принципиальным, поскольку величина вязкого затухания определяет амплитуду звуковой волны и, следовательно, эффективность резонансного рассеяния. Эти последние уравнения сводятся к волновому уравнению для изменения давления [31]:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \nabla^2 \left(v_s^2 p' + \Gamma \frac{\partial p'}{\partial t} - \frac{Y}{8\pi\rho\beta_s} \mathbf{E}^2 \right) = 0. \quad (18)$$

В (18) для характеристики затухания неоднородностей давления (плотности) введена постоянная затухания $\Gamma = (4\eta/3 + \eta')/\rho_0$, где η и η' — сдвиговая и объёмная вязкости. Для газовой среды более точным является выражение для Γ с учётом теплообмена, когда процесс уже не будет строго адиабатическим: $\Gamma = [4\eta/3 + \eta' + A(1/c_V - 1/c_P)]/\rho_0$, где A — теплопроводность среды, c_P и c_V удельные теплоёмкости при постоянном давлении и объёме. Неоднородное слагаемое с \mathbf{E}^2 в (18) отражает действие электрострикционных сил со стороны поля на ВРМБ-среду.

Система (17), (18), как и система (4)–(6), является базовой для последующего укорочения уравнений аналогично разделу 2.2. Решения (17), (18) представляются в виде "почти плоских" волн с медленно меняющимися амплитудами.

Рассеянное излучение имеет частотный сдвиг по отношению к падающему лазерному излучению с частотой

ω_L [31]

$$\Omega = \pm 2n_0 \frac{v_s}{c} \omega_L \sin \frac{\theta}{2}, \quad (19)$$

где θ — угол рассеяния. При обратном рассеянии ($\theta = \pi$) частота максимальна; оценка для оптического диапазона длин волн показывает, что Ω лежит в гиперзвуковом диапазоне 1–100 ГГц. Стоксова компонента имеет отрицательный частотный сдвиг, а антистоксова компонента исключается из рассмотрения ввиду неэффективности её вынужденного рассеяния [31]. Выбор геометрии активной среды в задачах ВРМБ (вытянутой в направлении распространения лазерного пучка накачки) обеспечивает преимущественное отражение стоксовой компоненты почти строго назад. Поэтому стоксовое поле в скалярном приближении можно представить в виде суммы двух волн, бегущих вдоль оси z навстречу друг другу:

$$\mathbf{E} = \mathbf{i}_e \text{Re} [A_L \exp(i(\omega_L t - k_L z)) + A_S \exp(i(\omega_S t + k_S z))], \quad (20)$$

где индекс "L" относится к лазерной волне, а индекс "S" — к отражённой стоксовой.

Частота гиперзвуковой волны равна стоксову сдвигу: $\omega_L = \omega_S + \Omega$. При ВРМБ выполняется условие Брэгга для соответствующих волновых векторов: $\mathbf{k}_L = \mathbf{k}_S + \mathbf{q}$. В соответствии с данными условиями резонансная гиперзвуковая волна, соответствующая записи световых волн (20), имеет вид:

$$p' = \text{Re } p \exp(i(\Omega t - qz)), \quad (21)$$

где Ω и $q \approx 2k_L$ — частота и волновое число гиперзвука, p — комплексная амплитуда давления в гиперзвуковой волне.

Амплитуды лазерного и стоксова полей A_L и A_S и гиперзвукового поля p будем считать плавно меняющимися на расстояниях порядка длин волн света и гиперзвука, которые одного порядка. При этом величины A_L , A_S и p будут всегда медленно меняющимися на фоне осцилляций световых полей, но не всегда в масштабах осцилляций гиперзвука в силу того, что длины волн света и гиперзвука близки, а Ω существенно меньше ω_L .

Произведя подстановку (20), (21) в систему (17), (18), сгруппировав выражения при соответствующих экспонентах и пренебрегая вторыми производными от медленных амплитуд и быстро осциллирующими слагаемыми, получим следующую систему укороченных уравнений [32–35]:

$$\frac{n_0}{c} \frac{\partial A_L}{\partial t} + \frac{\partial A_L}{\partial z} + \frac{i}{2k_L} \nabla_{\perp}^2 A_L + \frac{ik}{2} \left(\frac{n^2}{n_0^2} - 1 \right) A_L = -\frac{i}{2} p A_S, \quad (22)$$

$$\frac{n_0}{c} \frac{\partial A_S}{\partial t} + \frac{\partial A_S}{\partial z} + \frac{i}{2k_S} \nabla_{\perp}^2 A_S + \frac{ik}{2} \left(\frac{n^2}{n_0^2} - 1 \right) A_S = -\frac{i}{2} p^* A_L, \quad (23)$$

$$\frac{1}{2i\Omega} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} + \left(1 + \frac{1}{i\Omega\tau} \right) \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{p}{\tau} = -\frac{ig}{\tau} A_L A_S^* + S, \quad (24)$$

где $k = k_L \cong k_S$, $\tau = 2/(\Gamma q^2)$ — время затухания гиперзвука (или время жизни фононов),

$$g = \left(\frac{Y}{n_0 c} \right)^2 \frac{\omega \tau \Omega}{4 \rho_0 v_s^2} = \left(\frac{Y}{n_0 c} \right)^2 \frac{n_0 \omega^2 \tau}{2 \rho_0 c v_s} \quad (25)$$

— коэффициент усиления ВРМБ. На практике часто используется экспериментально определенное время затухания гиперзвука, что оказывается более точным, чем оценка с использованием газодинамических констант.

В (22)–(24) медленно меняющаяся величина показателя преломления обозначена через n и в ней выделено постоянное среднее значение показателя преломления, которое обозначено через n_0 и определяется из соотношения $k_L = n_0 \omega_L / c$. Амплитуды полей в (22)–(24) домножены на $\sqrt{n_0 c / 8\pi}$, т.е. нормированы так, что плотности потоков (в Вт см⁻²) равны $J_L = |A_L|^2$, $J_S = |A_S|^2$. Амплитуда изменения давления p в гиперзвуковой волне домножена на величину $Y \beta_s \omega_L / (2 n_0 c)$, ниже будем называть её амплитудой гиперзвука.

Кроме того, система уравнений (22)–(24) описывает усиление стокового излучения, которое рождается в среде в результате рассеяния лазерного поля на хаотических тепловых флуктуациях давления. В связи с этим в уравнение для амплитуды гиперзвука (24) по аналогии с (10), феноменологически вводится дельта-коррелированная сила Ланжевена S [36, 37].

В уравнениях для полей (22), (23) наряду с усилением вследствие параметрической раскачки гиперзвуковых колебаний учитывается рефракция благодаря неоднородности показателя преломления n , не связанной с вариациями плотности в гиперзвуковой волне. Рефракция может быть как линейной, так и нелинейной, когда n зависит от интенсивности лазерного и стокового излучения.

Характер взаимодействия лазерной волны с ВРМБ-средой существенно зависит от соотношения характерных времён задачи. Пусть τ_c — характерное время изменения амплитуды лазерной волны. Со средой связаны два характерных времени: период гиперзвуковых колебаний $T = 2\pi/\Omega$ и время релаксации гиперзвука τ . Как следует из вышесказанного, характерные значения T лежат в диапазоне от десятков пикосекунд до единиц наносекунд. В типичных ситуациях T много меньше τ , так как в обратном случае волна гиперзвука затухает, не успевая сформироваться. Поэтому уравнение (24) описывает ВРМБ сравнительно коротких или широкополосных лазерных импульсов, когда τ_c сравнимо или не превышает τ существенно. Для более длинных или узкополосных лазерных импульсов длительностью более десятка наносекунд время τ_c может существенно превышать τ . Тогда величины A_L , A_S и p будут медленно меняться на фоне осциллирующих не только световых полей, но и гиперзвука, и уравнение (24) можно упростить, пренебрегая слагаемым с второй производной и используя условие $(\Omega\tau)^2 \gg 1$:

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{p}{\tau} = -i \frac{g}{\tau} A_L A_S^* + S. \quad (26)$$

Корреляционные характеристики силы Ланжевена и случайные начальные условия p_0 и \dot{p}_0 должны быть такими, чтобы в отсутствие излучения в среде средний уровень флуктуаций амплитуды гиперзвука и их время корреляции в каждой точке пространства оставались

постоянными во времени. Это определяется соотношениями [32–35]:

$$\langle p_0(\mathbf{r}_1, z_1) p_0(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle = 4\kappa F_s(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \delta(z_1 - z_2),$$

$$\langle \dot{p}_0(\mathbf{r}_1, z_1) \dot{p}_0(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle = \Omega^2 \langle p_0(\mathbf{r}_1, z_1) p_0(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle,$$

$$\langle p_0(\mathbf{r}_1, z_1) \dot{p}_0(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle = 0,$$

$$\langle S(\mathbf{r}_1, z_1, t_1) S^*(\mathbf{r}_2, z_2, t_2) \rangle = \left(\frac{2}{\tau} \right) \langle p_0(\mathbf{r}_1, z_1) p_0(\mathbf{r}_2, z_2) \rangle \times \delta(t_1 - t_2),$$

где κ — коэффициент спонтанного рассеяния лазерного излучения, измеряемый в см⁻¹ ср⁻¹, $F_p(r_1 - r_2)$ — безразмерная поперечная корреляционная функция, которая даёт единичную яркость стокового излучения, полученного в результате спонтанного рассеяния. Коэффициент κ берётся из экспериментальных данных или оценивается из выражения для газообразной среды как $\kappa = 4\pi^2(n_0 - 1)^2 / (\lambda^4 N_0)$, где N_0 — концентрация молекул газа [38].

Аналогичная по своим возможностям модель, но основанная на модовом разложении световых полей, описана в [39]. В [39] рассмотрен случай длинных лазерных импульсов (уравнение (26)) и проведены исследования ВРМБ, аналогичные [32]. Их результаты согласуются с данными [32].

Уравнения (22)–(24) или (22), (23), (26) описывают ВРМБ в изотропных средах с различным показателем преломления, но ниже рассматриваются газовые среды, для которых выполняется условие $n \cong n_0 \approx 1$. В этом случае система уравнений в случае ВРМБ длинных узкополосных импульсов (22), (23), (26) имеет много общего с системой уравнений в случае лазерного усиления (9), (10). Сходство уравнений для поляризации (10) и амплитуды гиперзвука (26) обусловлено тем, что скорость света существенно выше скорости звука, и движением гиперзвуковой волны за интересующие нас времена взаимодействия можно пренебречь.

3. Нелинейная адаптивная оптика

Схемы ОВФ в двухпроходных импульсных лазерах любого типа имеют много сходства, обзор работ по лазерным системам с ОВФ при ВРМБ можно найти в [40]. В качестве примера мощного лазера мы рассмотрим взрывной фотодиссоционный йодный лазер (ВФДЛ). Он был создан на заре квантовой электроники и во многом обозначил горизонты её развития с точки зрения достижения предельной энергии импульса лазерных устройств.

3.1. Взрывной фотодиссоционный йодный лазер

Исследования ВФДЛ с накачкой светом фронта ударной волны (УВ) были начаты в середине 1960-х годов по инициативе Н.Г. Басова, Ю.Б. Харитона, Я.Б. Зельдовича, С.Б. Кормера. ВФДЛ обладает уникальными характеристиками по энергетике и, соответственно, потенциальной силе излучения.

ВФДЛ — это газовый лазер на атомарном йоде, исходной активной средой которого служат перфторалкилийодиды C_3F_7I , C_2F_5I , CF_3I . Идея возбуждения атомов путём фотодиссоциации более сложных молекул при



Рис. 1. Варианты ВФДЛ с диаметром активной области 150 мм (а), 500 мм (б) и 1200 мм (в).

их облучении световым потоком принадлежит С.Г. Раутиану и И.И. Собельману (1961 г.), детальное изложение кинетики работы йодного лазера содержится в монографии [41]. Основная конфигурация атома йода $5s^25p^5$ является частично заполненной и даёт два состояния тонкой структуры $^2P_{1/2}$ и $^2P_{3/2}$ на языке LS -связи. В основе механизма накачки активной среды лежит процесс фотодиссоциации молекулы перфторалкилийодида при поглощении светового излучения в спектральной области с центральной частотой около 270 нм и шириной около 40 нм. В результате фотодиссоциации атом йода отщепляется, оказываясь в возбужденном состоянии $^2P_{1/2}$, причём квантовый выход близок к единице для всей полосы поглощения, особенно для C_3F_7I . Генерация лазерного излучения идёт на переходе йода $^2P_{1/2} - ^2P_{3/2}$ основной электронной конфигурации. Переход является магнитно-дипольным, так как электрический дипольный переход запрещён по чётности, поэтому верхний лазерный уровень достаточно стабилен. Это позволяет накапливать возбужденные атомы в состоянии $^2P_{1/2}$, а затем генерировать короткий импульс стимулированного излучения. Верхний лазерный уровень расщеплен на два подуровня сверхтонкой структуры с квантовыми числами полного углового момента $F = 3$ и 2 (спин ядра атома йода равен $5/2$). Нижний лазерный уровень, соответственно, расщеплен на четыре подуровня с $F = 4, 3, 2$ и 1 . Правило отбора $\Delta F = 0, \pm 1$ приводит к спектру из шести линий. Наиболее сильная линия в спектре между верхним $F = 3$ и нижним $F = 4$ подуровнями ($\lambda = 1,315$ мкм).

Источником излучения накачки взрывного фотодиссоционного йодного лазера является фронт УВ, бегущий в газе с высокой яркостной температурой после срабатывания взрывчатого вещества (ВВ) специальной конфигурации. Высокая энергоёмкость ВВ и температура источника делает УВ более эффективным механизмом создания инверсной населённости по сравнению с ламповыми источниками [42] и позволяет накачивать большие объёмы среды. Максимальной яркостью характеризуются УВ в благородных газах. Активное вещество может добавляться непосредственно в благородный газ. Варианты ВФДЛ на C_3F_7I с накачкой светом фронта УВ с диаметром активной области 150, 500 и 1200 мм показаны на рис. 1. Первые два варианта, "сходящийся" и "расходящийся" (по типу УВ), позволяют достичь выходную энергию 1 кДж и 50 кДж соответственно. Сечение "сходящегося" варианта ВФДЛ показано на рис. 2. В третьем варианте достигнута рекордно высокая энергия излучения, до 1 МДж [43]. Обеспечив дифракционную расходимость ВФДЛ, можно достичь силу излучения $\sim 10^{18}$ Дж sr^{-1} .

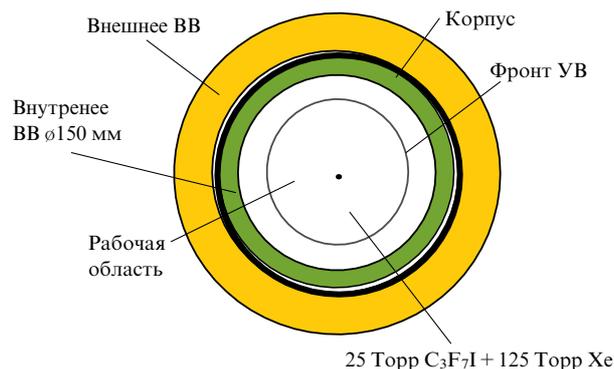


Рис. 2. Сечение "сходящегося" варианта ВФДЛ с диаметром активной области 150 мм.

ВФДЛ до настоящего времени — самый высокоэнергетичный одноканальный лазер в мире. Но проблема заключается в реализации его громадного потенциала, так как расходимость излучения мощного ВФДЛ-генератора существенно превышала дифракционный предел. В случае ВФДЛ с энергией ~ 1 МДж, имеющего длину активной среды 30 м, направленность излучения была низкой, половина энергии содержалась в угле $\sim 10^{-2}$ рад. Расходимость излучения была, таким образом, больше дифракционной в $\sim 10^4$ раз.

Диаграмма направленности излучения оптических лазеров и методы её уменьшения зависят от характера оптических неоднородностей [44, 45]. Исследованиям оптических неоднородностей в йодных лазерах было посвящено большое число работ [46–58]. Анализ показал, что основной причиной большой расходимости ВФДЛ-генератора является наличие градиента показателя преломления перед фронтом УВ. В случае ВФДЛ с энергией ~ 1 МДж перепад показателя преломления в слое фотодиссоциации перед УВ достигает $\Delta n \approx 2 \times 10^{-6}$. Экспериментальная расходимость $\sim 10^{-2}$ рад объясняется существенно трёхмерными эффектами отклонения лучей в активной среде с неоднородной зоной усиления и фокусирующим профилем показателя преломления (Г.Г. Кочемасов).

Ясно, что множество проходов излучения по оптически неоднородной активной среде в резонаторе способствует росту расходимости. Поэтому съём энергии за один проход или использование нерезонансной обратной связи в резонаторе, когда накопление сдвига фазы идёт хаотически и более медленно, представляются более предпочтительными для ВФДЛ с большими объёмами активной среды. В результате в схемах "задающий генератор (ЗГ) + усилитель" и "лазер с угловым селектором и нерезонансной обратной связью" для ВФДЛ с

выходной энергией излучения 0,1 МДж в принципе можно снизить расходимость до $\sim 10^{-4}$ рад, т.е. на два порядка величины. Эта расходимость в основном определяется угловым отклонением луча $L\nabla n$ после одного прохода среды длиной L и является предельной для лазера без применения коррекции волнового фронта.

Ясно, что простое наращивание длины активной среды L неэффективно, так как при линейном росте выходной энергии с увеличением L сила излучения будет падать обратно пропорционально L за счёт линейного роста расходимости $L\nabla n$. Наращивание апертуры усилителя также неэффективно из-за проблем с изготовлением безабберационных крупногабаритных оптических элементов.

3.2. Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии Манделштама – Бриллюэна

Снижение расходимости излучения ВФДЛ может быть связано только с применением адаптивной коррекции волнового фронта. Линейная адаптивная оптика неприменима, так как время изменения неоднородностей показателя преломления среды составляет $\sim 0,1 - 1$ мкс. В связи с этим для коррекции волнового фронта целесообразно применить методы на основе нелинейных процессов, таких как вынужденные рассеяния, трёхволновое и четырёхволновое взаимодействия с временами релаксации 1 – 10 нс (см. [1] и цитируемую там литературу).

Наиболее привлекательным подходом является компенсация оптических неоднородностей в двухпроходных лазерных усилителях. Для мощных лазеров представляет особый интерес открытое в начале 1970-х гг. В.В. Рагульским с сотрудниками и интерпретированное Б.Я. Зельдовичем явление ОВФ (точнее, самообращения) при ВРМБ лазерного излучения [6]. В случае ОВФ при ВРМБ максимум отражения стоксовой волны наблюдается во встречном направлении. Важно, что из всех шумовых стоксовых волн максимальное усиление имеет волна, комплексно сопряженная волне лазерной накачки, что и составляет суть ОВФ.

Таким образом, в двухпроходной системе "ЗГ + усилитель" излучение ЗГ с плоским волновым фронтом проходит через усилитель и оптический тракт лазерной системы, усиливаясь и подвергаясь искажениям, далее попадает в ВРМБ-зеркало, где возбуждает отражённую стоксову волну с волновым фронтом, в идеале комплексно сопряженным к падающей волне. Неоднородности отраженной волны должны, таким образом, автоматически компенсироваться в процессе обратного прохода по усилителю и тракту, и при этом не требуется сложная юстировка системы. Из-за малости частотного сдвига стоксова излучения оно не выходит из линии усиления. Возможность получения дифракционной расходимости лазера с оптически неоднородной средой за счёт ОВФ при ВРМБ была предложена в 1971 г. (но опубликована позже [59]) и продемонстрирована для рубинового лазера [60]. Кроме того, явлением ОВФ можно охватить не только лазерную систему, но и всю трассу от

лазера до удалённой мишени [61]. Принципиальную возможность реализовать этот подход продемонстрировали эксперименты [62, 63].

3.2.1. ВРМБ-зеркало со случайной фазовой пластиной. Принципиальное обоснование ОВФ при ВРМБ в [6] носило качественный характер. В реальности отраженное от ВРМБ-зеркала излучение является комбинацией обращённой волны и шумовых мод, вклад которых может существенно меняться в разных ситуациях. ВРМБ-зеркало представляет собой активную к ВРМБ среду и систему фокусировки лазерного излучения в данную среду. Стандартным было использование в ОВФ-зеркале случайной фазовой пластины, расположенной перед фокусирующей линзой [6–9, 64–66], с помощью которой явление ОВФ и было открыто (рис. 3а).

Лазерный пучок с абберациями после прохождения такой пластины приобретает мелкомасштабную спекл-структуру. Использование ВРМБ-среды в виде длинного светопровода для обеспечения многих переотражений накачки от его стенок позволяет получить минимум шумов и близкое к идеалу качество ОВФ (коэффициент усиления обращённой волны вдвое больше по сравнению с необращёнными модами), как показали эксперименты и расчёты в приближении стационарного линейного ВРМБ [67–71] и ВРМБ с насыщением [72, 73]. Но при заметных потоках излучения мощного лазера возникает проблема лучевой прочности светопровода. Чтобы избавиться от этого, лазерный спекл-пучок было предложено фокусировать в кювету с жидкой или газообразной ВРМБ-средой, т.е. реализовывать ОВФ в сфокусированных пучках [74, 75] (рис. 3б). Однако колоколообразная огибающая лазерного пучка ярче подчеркивается в стоксовом пучке. Как показал первый анализ, это приводит к увеличению роли шумовых стоксовых мод и снижению качества ОВФ, особенно в околопороговых условиях ВРМБ, когда усиление носит линейный характер [76–78] (превышение в коэффициенте усиления обращённой волны над необращёнными модами составляет уже не два, а полтора раза). Хотя необращённые моды испытывают меньшее усиление, но благодаря их количеству они заметно снижают качество обращения, характеризующее нормированным интегралом перекрытия:

$$h(z, t) = \frac{|\iint A_L(\mathbf{r}, z, t) A_S(\mathbf{r}, z, t) d\mathbf{r}|^2}{\iint |A_L(\mathbf{r}, z, t)|^2 d\mathbf{r} \iint |A_S(\mathbf{r}, z, t)|^2 d\mathbf{r}}. \quad (27)$$

В экспериментах 1980-х гг. по компенсации искажений в мощных двухпроходных ВФДЛ [79] дифракционной расходимости достичь не удалось. Причина заключалась, главным образом, в том, что с помощью классического подхода к системе фокусировки было невозможно создать в ВРМБ-среде структуру лазерного поля, оптимальную для селекции обращённой стоксовой компоненты.

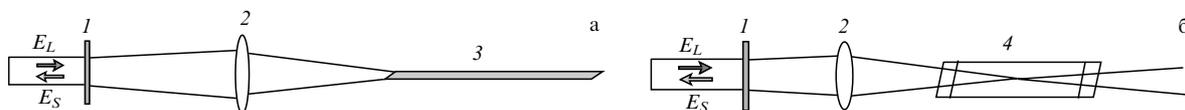


Рис. 3. Схема ОВФ с ВРМБ-средой в светопроводе и объёмной кювете: 1 — случайная фазовая пластинка, 2 — фокусирующая линза, 3 — светопровод, 4 — кювета.

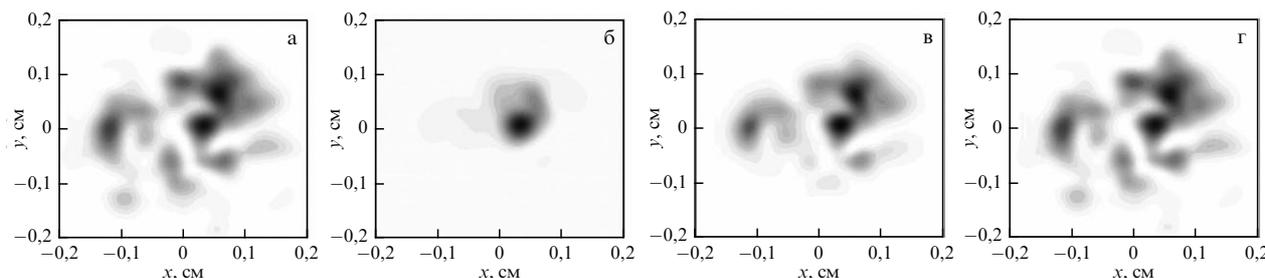


Рис. 4. Поперечные распределения лазерной J_L при $\xi = 5$ (а) и стоксовой интенсивности J_S при $R = 3\%$, $h = 45\%$ (б); $R = 63\%$, $h = 68\%$ (в); $R = 94\%$, $h = 88\%$ (г) на входе кюветы ВРМБ.

Явная зависимость качества работы двухпроходного лазера с ОВФ от лазерных параметров и особенностей фокусировки потребовала более тщательных исследований работы самого ВРМБ-зеркала, которые стали широко проводиться с импульсной лазерной накачкой нано- и микросекундного диапазона в лабораторных условиях [80]. Экспериментальная отработка ВРМБ-зеркала, особенно в случае мощных и специфических систем как ВФДЛ, затруднительна без развития расчётно-теоретической базы. Все это инициировало переход к углублённому расчётно-теоретическому изучению ВРМБ в сфокусированных пучках. Такой анализ должен включать такие аспекты как многомерность, насыщение ВРМБ и нестационарные переходные процессы, связанные с конечным временем затухания гиперзвука. Решались упрощённые системы уравнений ВРМБ, которые позволяли рассматривать два основных класса задач.

В первом классе задач акцент делался на учёте многомерности (вначале 2D, а позже — 3D) среды, но в условиях линейного (ненасыщенного) ВРМБ [81–85] и в стационарном приближении. Игнорирование насыщения является идеализацией, ибо в экспериментах оно проявляется практически всегда в той или иной мере, более того, работа в насыщенном режиме является одной из целей эксперимента, так как при этом возрастает коэффициент отражения ВРМБ-зеркала. Ограниченность подхода преодолевалась в моделях при учёте насыщения ВРМБ [86–94], но в стационарных и чаще всего для 2D случая.

Во втором классе задач делался упор на учёте нестационарности, однако в жертву приносилась многомерность. Нестационарность начинает влиять, если длительность лазерного импульса или время его нарастания не превышают время релаксации гиперзвука значительно. Так как последнее лежит в диапазоне единиц–десятков наносекунд для большинства интересующих жидкостей и газов (см., например, [95]), то включение нестационарности в модель в большинстве случаев автоматически подразумевает учёт переходных процессов, связанных с конечностью времени релаксации гиперзвука. Учёт нестационарности, необходимый и для лучшего понимания процесса ВРМБ, был реализован в одномерных переходных моделях как линейного ВРМБ [96, 97], так и с насыщением ВРМБ [98–102]. В одномерных задачах можно оценить энергетические характеристики и временную структуру стоксова излучения в зависимости от параметров активной среды, но невозможно исследовать поперечную структуру световых пучков, что составляет суть ОВФ.

В расчётно-теоретической модели и компьютерной программе нестационарного ВРМБ [32–35], учитываю-

щей основные физические эффекты, удалось приблизиться к экспериментальным ситуациям. Модель основана на решении нестационарных параболических уравнений для лазерного и стоксова полей (22), (23) и нестационарного уравнения для амплитуды гиперзвука как первого (26), так и второго (24) порядка. Во втором случае имеется возможность изучать ВРМБ коротких импульсов или широкополосного излучения. Модель учитывает переходные процессы, трёхмерность среды, случайный источник гиперзвукового шума в объёме, дифракцию, рефракцию, паразитное поглощение и самодействие излучения (тепловая самофокусировка и стрикционная самофокусировка), влияние стоксова излучения на лазерное (насыщение ВРМБ).

Нестационарные 3D расчёты ВРМБ в сфокусированных пучках [32–35] позволили исследовать процесс формирования стоксова излучения от шумовой стадии до глубокого насыщения ВРМБ и дали результаты, касающиеся как фундаментальных, так и практических аспектов ОВФ. На рисунке 4 показаны поперечные распределения плотности потока лазерного и стоксова излучения на входе кюветы в различные моменты времени, в которые наблюдаются соответствующие коэффициенты обращения h и отражения R . Расходимость лазерного излучения в $\xi = 5$ раз превышает дифракционный предел. На околопороговой стадии линейного ВРМБ стоксов пучок "втягивается" в яркий спекл накачки благодаря экспоненциальному усилению, и лишь при глубоком насыщении он близок к лазерному. В расчётах была подтверждена особая роль насыщения ВРМБ в получении ОВФ высокого качества, которое формируется вблизи входного окна кюветы, где идёт наиболее активная перекачка лазерной энергии в стоксову волну. Было показано, что физические процессы, уменьшающие коэффициент отражения R (дефокусирующие аберрации, тепловая самодефокусировка, влияние переходных процессов при коротком импульсе), снижают коэффициент обращения h . Наоборот, процессы, увеличивающие R (подфокусирующие аберрации, стрикционная самофокусировка), увеличивают и h .

Было также показано, что наличие шумового источника гиперзвука в ВРМБ-среде не позволяет в строгом смысле реализовать стационарный режим отражения при постоянной накачке — параметры стоксова излучения испытывают редкие и глубокие флуктуации во времени. Причиной этих возмущений является неустойчивость гиперзвуковой решётки со стороны перетяжки лазерного пучка. Фаза гиперзвуковой решётки сбивается из-за редких больших флуктуаций гиперзвукового шума вблизи перетяжки, далее возмущение фазы смещается к

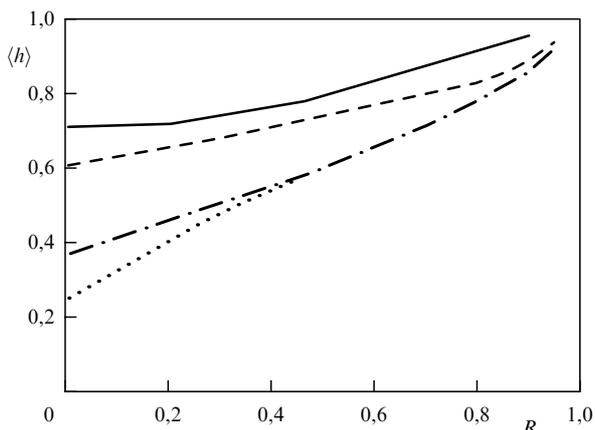


Рис. 5. Зависимость среднего коэффициента обращения от коэффициента отражения лазерного излучения R при превышении расходимости над дифракционным пределом $\xi = 1$ — сплошная линия, $\xi = 2$ — штрих, $\xi = 5$ — штрих-пунктир и $\xi = 10$ — пунктир.

входному окну, что заканчивается формированием новой гиперзвуковой решётки.

В расчётах было найдено, что при заданном коэффициенте отражения лазерного излучения качество ОВФ монотонно (в отличие от ранних представлений [6]) снижается с ростом расходимости накачки, а при фиксированной лазерной расходимости — монотонно растёт с увеличением коэффициента отражения (рис. 5). Главный вывод расчётов заключается в том, что в околопороговом режиме линейного ВРМБ коэффициент обращения сфокусированного лазерного пучка не превышает 60–70 % для идеального гауссова пучка и существенно снижается в случае искажённых пучков (а для их коррекции и предназначено ОВФ). Близкое к идеалу качество ОВФ ($h > 90\%$) достигается лишь при глубоком насыщении ($R > 90-95\%$), когда существует риск развития конкурирующих паразитных нелинейных процессов в ВРМБ-среде (ВКР, самовоздействие, оптический пробой) [64–66]. Отсюда ясно, что получить высокое качество ОВФ в ВРМБ-зеркале со случайной фазовой пластиной в широком диапазоне мощностей лазерного излучения проблематично.

3.2.2. ВРМБ-зеркало с растром микролинз. Предпосылкой к усовершенствованию ВРМБ-зеркала явились экспериментальные исследования схемы [103, 104], где вместо случайной фазовой пластины [6] использовалась упорядоченная фазовая пластина — растр микролинз, каждая

из которых представляла собой двухуровневую зонную пластинку [105]. В случае регулярного раstra имеется возможность контролируемого изменения его характеристик, что расширяет спектр условий фокусировки накачки в кювету.

В схеме ВРМБ-зеркала на рис. 6а лазерное излучение с расходимостью θ_L вводится в пространственный фильтр (конфокальный угловой селектор), в плоскости диафрагмы которого осуществляется угловая селекция излучения. Угол пропускания селектора $\theta_{sel} > \theta_L$, поэтому лазерное излучение проходит через селектор без обрезания. Затем лазерный пучок идёт на упорядоченный растр микролинз с квадратной упаковкой и диаметром микролинзы d . Далее главная линза с фокусным расстоянием F фокусирует лазерный пучок в кювету ВРМБ. Лазерная интенсивность после прохождения раstra имеет характерные особенности распределения в двух областях пространства: фокальные области фокусирующей линзы (зона I) и малых линз раstra (зона II) (рис. 6а и б).

Если при случайной фазовой пластине стоксов пучок в дальней зоне состоит из узкого пика с обращённой компонентой и широкоугольного необращённого крыла, то в случае раstra стоксово излучение образует картину эквидистантных узких пиков (рис. 6в). В центральном пике заключена обращённая компонента, а боковые пики излучения отсекаются с помощью углового селектора.

Серия экспериментов по ВФДЛ с ВРМБ-зеркалом с растром микролинз продемонстрировала возможность улучшить направленность излучения в "сходящемся" варианте ВФДЛ при рабочей апертуре усилителя диаметром 150 мм [10–108]. Однако система работала нестабильно, и число Штреля излучения было невысоким.

Расчёты показали, что качество ОВФ весьма чувствительно к положению кюветы ВРМБ относительно фокусирующей линзы [109] (рис. 7). Анализ расчётных данных позволил обнаружить эффект рекордно низкого зашумления стоксова пучка. Суть его в том, что угловая селекция стоксова излучения позволяет достичь почти идеального качества ОВФ, если входное окно кюветы ВРМБ расположено в определённой промежуточной области между зонами I и II. Там формируется периодическое распределение лазерной интенсивности, которое практически не зависит от характера крупномасштабных (по сравнению с d) искажений лазерного пучка [109] (см. рис. 7). Коэффициент обращения отселектированного стоксова излучения при этом превышает 90–95% при любой лазерной интенсивности, начиная с пороговой. Смещение ВРМБ-кюветы из оптимального положения

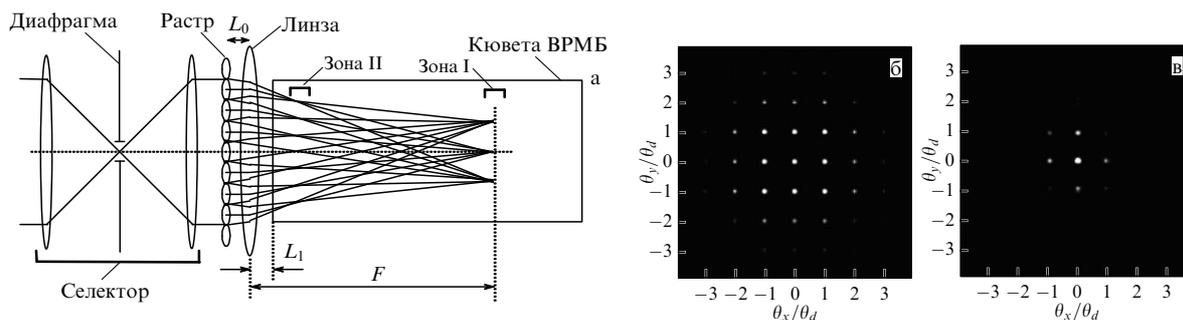


Рис. 6. Схема ВРМБ-зеркала с растром микролинз (а) и типичная интенсивность лазерного излучения в зоне I (б) и стоксова излучения в плоскости диафрагмы селектора (в).

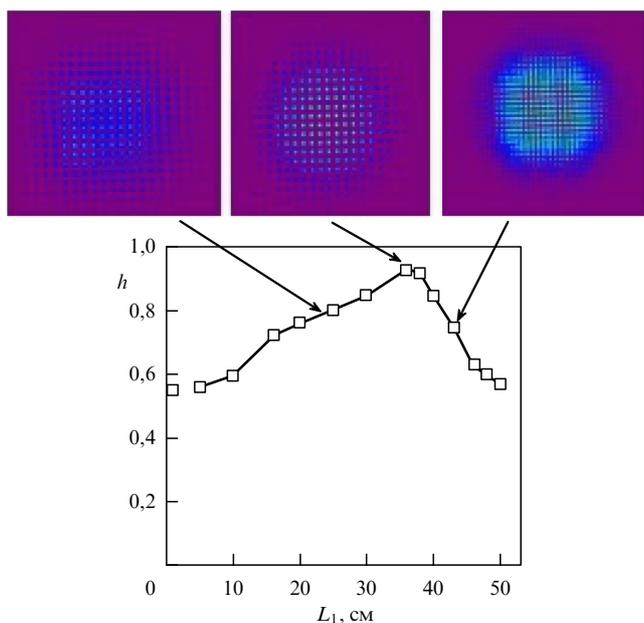


Рис. 7. Расчётные зависимости коэффициента обращения h (квадраты) после селекции от расстояния между линзой и кюветой ВРМБ L_1 при линейном усилении. Сверху показаны экспериментальные распределения накачки в показанных стрелками поперечных плоскостях.

приводит к ощутимому снижению качества ОВФ. Таким образом, в оптимальной конфигурации ВРМБ-зеркала центральный стоков пик в дальней зоне на рис. 6в максимально близок к обращённой компоненте.

Экспериментальные данные оказались в полном согласии с результатами расчётов ВРМБ по коэффициентам отражения и пропускания селектора [32, 33, 110] и по коэффициенту обращения [111, 112]. В экспериментах использовались сверхчистые кюветы ВРМБ (электронно-лучевая сварка, индиевые прокладки) с газовой смесью высокого давления (десятки атм Xe + 1,5 атм SF₆). Восьми- и 16-уровневые киноформные растры микролинз имели световую апертуру 100 мм при минимальном размере микролинзы 120 мкм.

Для повышения коэффициента селекции была оптимизирована конфигурация ВРМБ зеркала, при которой в кювете располагаются фокальные области малых линз растра и главной линзы в обратной последовательности [111]. Такая конфигурация позволяет сохранить превосходное качество ОВФ и повысить и стабилизировать коэффициент пропускания селектора [113]. Качество ОВФ остаётся на высоком уровне независимо от нестационарных условий [114] и характера искажений лазерного пучка, падающего на растр.

С использованием разработанного ВРМБ-зеркала за счёт ОВФ сверхвысокого качества в лабораторных условиях была продемонстрирована дифракционная расходимость в двухпроходном импульсно-периодическом Nd:YAG лазере без деградации во времени [114]. Продемонстрировано ОВФ двух- и четырёхканального импульсных лазерных пучков при нестационарном ВРМБ в двухпроходной схеме усиления Nd:YAG лазера в лабораторных условиях [115].

3.3. Взрывной фотодиссоционный йодный лазер с обращением волнового фронта

Принципиальная схема ВФДЛ с ВРМБ-зеркалом показана на рис. 8. ВФДЛ с лазерной смесью 25 Торр C₃F₇I и 125 Торр Хе представляет собой двухпроходную лазерную систему, работающую по принципу "ЗГ + усилитель мощности". В экспериментах [106–108] лазерный усилительный каскад состоял из двух усилителей У1 и У2. Длина усилителей и расстояние между ними L_{12} являются предметом оптимизации. ВРМБ-зеркало находится на расстоянии L_{23} от правого, ближайшего к ней торца усилителя У2. В силу особенностей ВФДЛ расстояние L_{23} достаточно велико и составляет несколько десятков метров с тем, чтобы снизить вероятность повреждения оптических элементов селектора и диагностической аппаратуры осколками при взрыве ВВ.

В процессе первого прохода излучения по тракту его волновой фронт приобретает искажения из-за наличия оптических неоднородностей в активной среде, аберраций широкоапертурных оптических элементов и атмосферной турбулентности. ВРМБ-зеркало отражает стоково поле излучения, которое имеет фазовый фронт, комплексно сопряжённый полю накачки на входе в ВРМБ-зеркало. Селектор отсекает высокоугловую несопряжённую компоненту стокова излучения. Таким образом, при усилении стоковой волны в усилителях У2 и У1 параллельно идёт компенсация влияния оптических неоднородностей усилителей. В результате выходное усиленное стоково излучение имеет качество пучка, как у пучка излучения ЗГ, т.е. близко к дифракционному. С помощью пространственных развязок излучение выводится из системы. Такова схема работы ВФДЛ в идеале, но в реальных условиях возникают обстоятельства, ухудшающие работу.

Анализ постановки экспериментов по ВФДЛ с ВРМБ-зеркалом с растром микролинз [106–108] с учётом обнаруженных новых особенностей ОВФ [109–114] показал, что конфигурация ВРМБ-зеркала в них не была оптимальной. Однако нестабильность силы и числа Штреля выходного излучения в экспериментах [106–108] может проистекать не только от неидеальной работы ВРМБ-зеркала, но и по другим причинам. Среди них нестационарность оптических неоднородностей усилите-

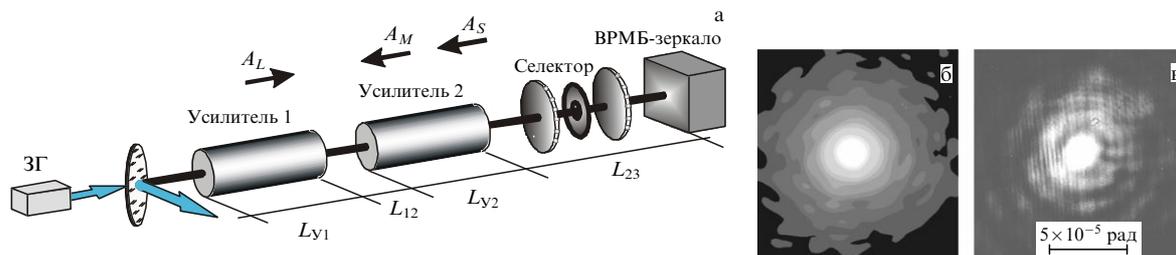


Рис. 8. Схема двухпроходного ВФДЛ с ВРМБ-зеркалом (а) и распределение энергии ВФДЛ в дальней зоне в расчёте (б) и эксперименте (в).

лей, что ведёт к неточности их компенсации даже при идеальной работе ВРМБ-зеркала. Далее, возможно усиление собственного спонтанного излучения в усилителях, что может играть роль при слабых входных сигналах. Наконец, возможны диффузно-зеркальные паразитные отражения излучения на окнах усилителей и других элементах схемы, что ведёт к самовозбуждению усилителей в условиях больших коэффициентов усиления ВФДЛ. Следовательно, в лазерной системе происходит формирование волны A_M с большой расходимостью, которая распространяется в противоположном полю A_L направлении, т.е. в направлении поля A_S (рис. 8а). Как показали расчёты, наиболее опасными с точки зрения паразитных отражений являются правое окно У2, левое окно У1, оптические элементы селектора и ВРМБ-зеркала. Высокий коэффициент усиления в лазерной среде ведёт к тому, что паразитная волна A_M может усиливаться достаточно существенно и снять инверсную населённость, пока полезный сигнал распространяется от усилителей к ВРМБ-зеркалу и обратно. Более того, отражение паразитной волны A_M на левом окне усилителя У1 приводит к тому, что к входному лазерному сигналу добавляется существенная паразитная компонента.

Все эти аспекты заметно усложняют понимание картины работы ВФДЛ, в связи с чем становится важным надёжное расчётное моделирование всей системы ВФДЛ с ВРМБ-зеркалом. В случае ВФДЛ в "сходящемся" варианте (рис. 1а и 2) время релаксации $\tau_2 \sim 1$ нс, поэтому при длительности импульса в микросекундном диапазоне переходными процессами в (9) можно пренебречь. Кроме того, необходимо добавить уравнение типа (9) для паразитной волны A_M .

Уравнения для амплитуд полей должны дополняться системой уравнений для населённостей уровней в балансом приближении, из которой находятся коэффициенты усиления α_L и α_S для уравнений (9). Подробное моделирование кинетики населённостей вместе с решением уравнения переноса проводилось в одномерной модели ВФДЛ [116]. Оно осложняется тем, что невелика точность используемых констант процессов для конкретных условий, что приводит в ряде случаев к существенному расхождению результатов расчётов энергии с данными эксперимента. Чтобы обойти данную трудность, систему локальных уравнений кинетики можно свести к уравнению для инверсии населённостей ΔN (ср. с (14)):

$$\frac{\Delta N(r, t)}{dt} = \frac{\Delta \tilde{N}_0(r, t)}{dt} - \frac{\Delta N(r, t)}{\hbar \omega} [\sigma_L(J_L + J_M) + \sigma_S J_S], \quad (28)$$

где $r^2 = x^2 + y^2$, $\Delta \tilde{N}_0$ — инверсия населённостей в отсутствии генерации, связанная с коэффициентом усиления слабого сигнала. Данная величина измерялась экспериментально посредством зондирования усилителя в различных точках его поперечного сечения маломощным пучком.

В расчётах учитываются рефракция излучения, паразитные отражения лазерного излучения от торцов усилителей и элементов оптической схемы, собственное усиленное спонтанное излучение усилителей, потери излучения в оптическом тракте, неоднородность усиления, рефракция излучения на оптических неоднородностях активной среды, вызываемых УВ. Предполагалось, что ВРМБ-зеркало с растром микролинз находится в оптимальной конфигурации и качество ОВФ идеально на основе исследований [109–114]. Зависимость коэффициента отражения ВРМБ-зеркала от лазерной мощности, падающей на кювету ВРМБ, бралась в виде [116]. Было изучено влияние параметров ВФДЛ (геометрия схемы, уровень паразитных отражений, мощность сигнала ЗГ, пороговая мощность ВРМБ) на эффективность его работы. При этом показано, что при ЗГ с ламповой накачкой паразитные отражения лазерного излучения от торцов усилителей и элементов оптической схемы с коэффициентом, превышающим 10^{-7} , существенно снижают силу выходного излучения. Специальные эксперименты показали, что в системе трудно обеспечить коэффициенты паразитных отражений, меньшие 10^{-6} . В расчётах найдено, что для подавления эффекта паразитных отражений требуется интенсивность излучения ЗГ на входе в усилитель У1, превышающая $10-20$ Вт см $^{-2}$. Так как интенсивность излучения лампового ЗГ находится на уровне 1 Вт см $^{-2}$, то для выполнения указанного требования был создан взрывной ЗГ. В результате оптимизации ВФДЛ была достигнута близкая к дифракционной угловая расходимость при $L_{y1} = L_{y2} = 1$ м, $L_{12} = 20$ м, $L_{23} = 65$ м (рис. 8а) с достижением числа Штреля выходного излучения $0,7$ [117, 118] (рис. 8б, в). При этом получено хорошее согласие результатов расчёта ВФДЛ с данными эксперимента по энергии, временной зависимости мощности и числу Штреля (рис. 9). Вследствие порогового характера ВРМБ в ВФДЛ реализуется импульсно-периодический режим, где период следования импульсов выходного излучения равен двойному времени прохода излучением от усилителя до кюветы ВРМБ.

Применение ОВФ при ВРМБ даёт возможность рассмотреть важный вопрос достижения сверхсильных электромагнитных полей лазерного излучения. Стан-

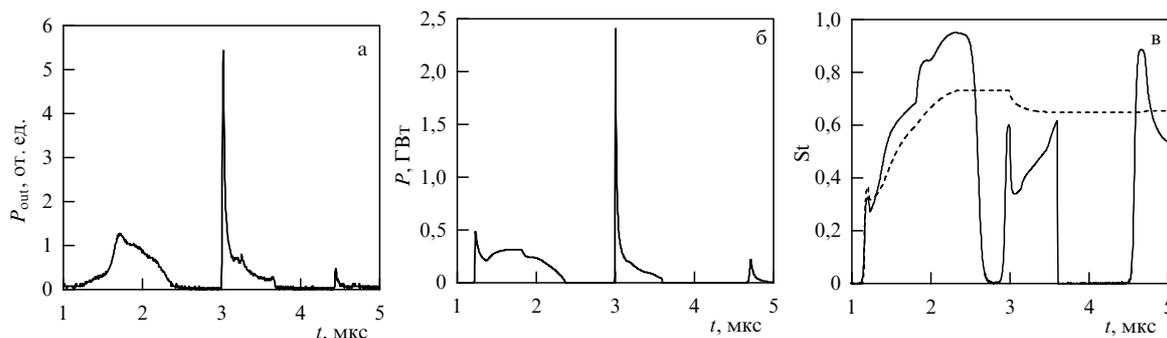


Рис. 9. Динамика экспериментальной (а) и расчётной (б) мощности и расчётного числа Штреля (в) излучения ВФДЛ. Пунктиром показана динамика среднего числа Штреля.



Рис. 10. Схема эксперимента по предельной фокусировке излучения (а) и пятно фокусировки без ОВФ (б) и с ОВФ (в).

дартный путь связан с укорочением лазерного импульса, с фемтосекундными лазерами. При энергии 10 Дж, длительности импульса десятки фемтосекунд и размере пятна фокусировки 10 мкм можно получить интенсивность $10^{20} - 10^{21}$ Вт см⁻². Но имеется и другой путь: получить относительно длинный импульс, но с большой апертурой и высокой энергией, и сфокусировать его в пятно предельно малого размера, масштаба длины волны, используя ОВФ при ВРМБ. Использование техники ОВФ здесь является ключевым. В этом случае, даже при довольно длинном импульсе, можно получить тот же уровень интенсивности, что и при стандартном подходе. Появляется ряд привлекательных особенностей: исследование поведения вещества в квазистационарных (по сравнению с характерными атомными временами релаксации) условиях, монохроматическое воздействие, исследование динамики процесса.

Такой эксперимент был проведён с ВФДЛ с ОВФ [119]. Его принципиальная схема показана на рис. 10а. Опорный слабый пучок ЗГ с плоским фазовым фронтом попадал в микрообъектив (по факту, микроскоп) с обратной стороны. Микрообъектив формировал очень малое пятно в его передней фокальной плоскости. Затем излучение шло на параболическое зеркало с отношением диаметра к фокусному расстоянию, равным около 1. Далее реализуется обычная двухпроходная схема с ОВФ. Картины лазерных пятен без использования и с использованием ОВФ при ВРМБ показаны на рис. 10б, в. Фокальное пятно при ОВФ по размеру близко к длине волны. В эксперименте при длительности импульса 1 нс и энергии 100 Дж интенсивность на мишени составила 3×10^{18} Вт см⁻², а напряжённость поля 5×10^{10} В см⁻¹, что существенно больше напряжённости в атоме водорода на борновском радиусе.

Развитие работ по ВФДЛ связано с решением важных проблем, одна из них связана с тем, как нарастить энергию и силу излучения. В условиях исчерпания потенциала активной среды основные надежды связаны с реализацией многоканального лазера. Если обеспечить фазировку излучения в N параллельных каналах, то кроме

роста мощности в N раз можно повысить силу излучения в N^2 раз. И ОВФ является одним из механизмов объединения лазеров [115, 120, 121]. Вторая проблема связана с доставкой излучения до приёмника в условиях оптически-неоднородной трассы распространения.

При переходе к двухканальному варианту ВФДЛ ВРМБ-зеркало позволяет естественным образом осуществить когерентное фазовое сложение излучения: фазировка есть частный случай ОВФ фрагментарного пучка. Принципиальная схема ВФДЛ в двухканальном варианте показана на рис. 11 [122]. Источник излучения ЗГ располагался в условиях турбулентной атмосферы на расстоянии 2,5 км от входа в блок усилителей, здесь же, в плоскости диафрагмы ЗГ, происходила регистрация усиленного стока излучения.

В экспериментальной схеме были реализованы условия высокого качества ОВФ [109–114]. Использовались два раstra восьмиуровневых дифракционных микролинз с размером 1 мм и фокусным расстоянием 9,5 см. На входе усилительных каналов было сформировано примерно одинаковое по интенсивности 4 Вт см⁻² излучение. В расчётную модель ВФДЛ включена трасса распространения излучения. Модель расчёта распространения излучения в турбулентной атмосфере изложена в [123]. В расчётах было получено, что при сфазированном входном сигнале от ЗГ переход от одного к двум каналам ВФДЛ даёт увеличение силы излучения в 4,4 раза в отсутствие влияния паразитных отражений от оптических элементов, а выходной энергии — в 2,1 раза независимо от их влияния. Это объясняется повышенным ростом коэффициента отражения ВРМБ-зеркала при двукратном увеличении мощности излучения накачки.

На рисунке 12а, б дано распределение энергии в ближней зоне излучения ЗГ, усиленного после первого прохода, и стока излучения, вышедшего из ВРМБ-зеркала, перед вторым проходом. Отражённое от ВРМБ-зеркала стока излучение в ближней зоне также состоит из двух круглых пятен, разделенных тем же пространственным интервалом, что достаточно впечатляюще символизирует смысл ОВФ.

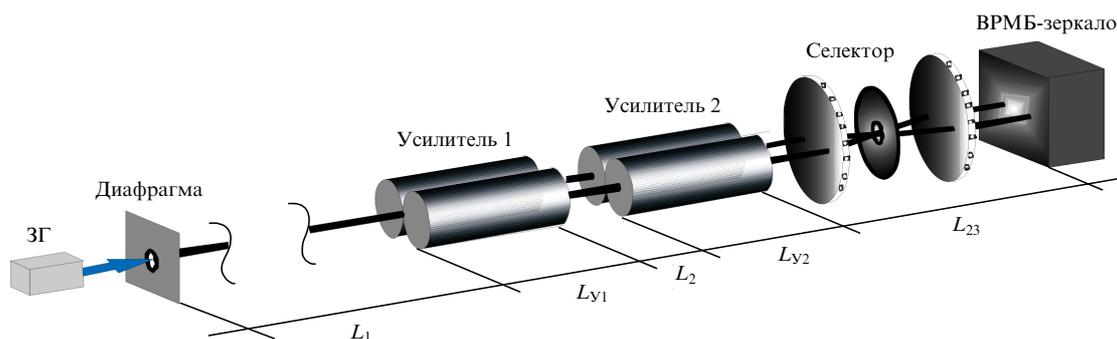


Рис. 11. Схема двухпроходного двухканального ВФДЛ с ВРМБ-зеркалом.

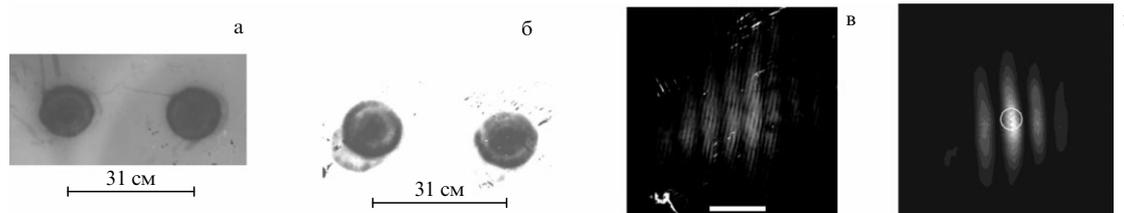


Рис. 12. Экспериментальное распределение энергии излучения накачки (а) и стоковса излучения (б) в ближней зоне и распределение энергии излучения ВФДЛ в плоскости диафрагмы 3Г в эксперименте (в) и расчёте при $C_n^2 = 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$ (г).

Излучение двух каналов ВФДЛ в плоскости диафрагмы 3Г на расстоянии 2,5 км от блока усилителей представляет собой интерференционную картину. Расстояние между полосами $\Delta x = \lambda L_1 / \delta$ при $L_1 = 2,5 \text{ км}$ и $\delta = 31 \text{ см}$ равно $\Delta x \approx 1,0 \text{ см}$, что близко к данным эксперимента. Общая ширина распределения, которая определяется картиной излучения от одного канала, и период интерференционной картины в эксперименте и расчёте находятся в хорошем соответствии (рис. 12в, г). Максимальная яркость излучения ВФДЛ наблюдается на оптической оси независимо от характера турбулентности. В расчётах показано, что замена ВРМБ-зеркала на обычное 100 % отражающее сферическое зеркало приводит к существенному размытию пучка в плоскости диафрагмы и его случайному сдвигу.

3.4. Вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюэна вихревых пучков

При исследовании процесса ВРМБ сфокусированных лазерных пучков со сложной пространственно-временной структурой особый интерес представляют пучки с винтовой дислокацией волнового фронта (вихревые моды Лагерра – Гаусса), фазовая поверхность которых представляет собой винт Архимеда [124]:

$$A_L(r, \varphi, z) = A_0 \frac{w_0}{w} \left(\frac{r}{w}\right)^m L_n^m\left(2 \frac{r^2}{w^2}\right) \exp(im\varphi) \times \exp\left(-\frac{r^2}{w^2} + \frac{izr^2}{z_0 w^2} - i(2n + m + 1) \arctg \frac{z}{z_0}\right), \tag{29}$$

где $L_n^m(x)$ — обобщённый полином Лагерра, m — топологический заряд оптического вихря. Мода Лагерра – Гаусса LG_n^m (29) есть решение уравнения (22) в случае однородной среды. На оси пучка интенсивность равна нулю, а фаза не определена. При круговом обходе особой точки по фазовой поверхности невозможно попасть в исходное положение. Наличие оптического вихря определяется по картине его интерференции, например, с наклонно падающей регулярной волной: в точке сингулярности рождается полоса и образуется "вилка". На рисунке 13 показаны лазерные пучки LG_0^1 и LG_1^1 и их фазовые портреты с характерными "вилками". Вихревые пучки представляют интерес в связи с тем, что хаотические вихри образуются при распространении пучка в случайно-неоднородных средах [6]. Их коррекция проблематична методами линейной адаптивной оптики с гибким адаптивным зеркалом вследствие разрывной фазовой поверхности.

Теоретический анализ по теории возмущений и расчёты при линейном стационарном [125] и нестационарном [126] ВРМБ вихревых лазерных пучков, непосредственно сфокусированных в ВРМБ-среду, показали, что ОВФ при ВРМБ в сфокусированных пучках не является универсальным явлением. Предсказанные явления при ВРМБ вихревых пучков были полностью подтверждены в экспериментах [127 – 129].

Во-первых, было показано, что ОВФ вихревых пучков не наблюдается из-за отсутствия селекции обращённой стоковсовой моды, так как коэффициенты усиления её и аналогичной моды с обратной спиральностью одинаковы. Например, в случае простейшей лазерной моды

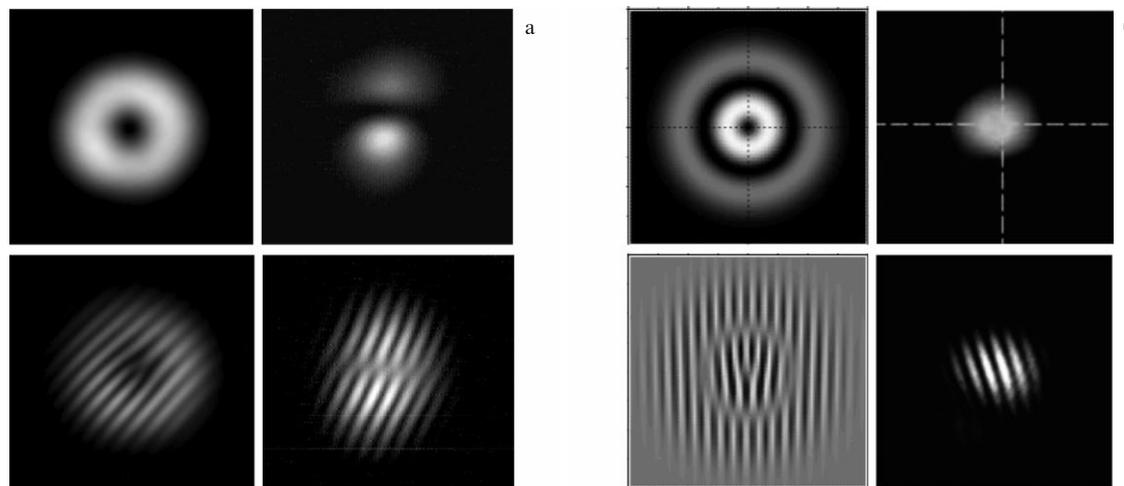


Рис. 13. Лазерный пучок LG_0^1 и стоковс пучок (а) и лазерный пучок LG_1^1 и стоковс пучок (б) в эксперименте. Интенсивность (верхний ряд) и фазовый портрет (нижний ряд).

LG_0^1 стоксов пучок представляет собой в основном случайную комбинацию двух мод LG_0^1 и LG_0^{-1} . Распределение интенсивности стокова пучка в дальней зоне напоминает искаженный $\sin^2(\varphi + \varphi_0)$, а фазовый портрет говорит о наличии краевой дислокации волнового фронта (рис. 13а). Для генерации вихревого пучка LG_0^1 [130] были разработаны специальные киноформные спиральные фазовые пластины [131].

Во-вторых, для достаточно широкого класса вихревых пучков (например, в случае лазерной моды LG_1^1 с двумя кольцами) наблюдается явление, которое может быть названо преобразованием волнового фронта (ПВФ) при ВРМБ. Его суть заключается в том, что в стоковом пучке наблюдается селекция единственной моды, но она не является сопряжённой лазерной моде, более того, она ортогональна ей. В режиме ВРМБ, близком к линейному, селектируемая мода является основной гауссовой модой LG_0^0 , её регулярность сохраняется и при глубоком насыщении ВРМБ. Регулярность стокова фазового фронта в эксперименте видна из рис. 13б. Коэффициент усиления моды LG_0^0 на 20 % превышает коэффициент усиления обращённой моды LG_1^1 и моды LG_1^{-1} [125, 126], что и обеспечивает ей селекцию. Формирование вихревого пучка LG_1^1 происходило на выходе задающего генератора с помощью перестраиваемого астигматического $\pi/2$ -конвертера, основанного на оптическом квадруполье [132].

Как показали теория и расчёты, с ростом n степень селекции основной гауссовой моды возрастает, и отношение коэффициентов усиления основной моды LG_0^0 и обращённой моды LG_n^m достигает 1,5. Более того, эффект ПВФ может наблюдаться и для невихревых пучков с $m = 0$ без осевого провала в распределении интенсивности. В расчётах установлено, что при ВРМБ вихревых пучков происходит генерация вихревых гиперзвуковых волн в ВРМБ-среде, структура которых наиболее близка к структуре лазерной волны. Действительно, в соответствии с оценкой $p \cong -ig_A L A_S^*$ на основе (26) фазовая структура гиперзвука содержит центральный вихрь с тем же зарядом, что и у накачки — при регулярной структуре стокова пучка. Полученный результат демонстрирует закон сохранения топологического заряда: суммарный заряд в системе "стоксова волна + волна гиперзвука" равен заряду входной лазерной моды.

Что касается ОВФ, то расчёты и эксперименты [127, 129] также показали, что высококачественное ОВФ вихревого пучка можно получить в ВРМБ-зеркале с растром микролинз (рис. 7а), разрушив устойчивую структуру пучка.

4. Линейная адаптивная оптика

Линейная адаптивная оптика, как указано выше, применяется для коррекции фазы непрерывного излучения и в области импульсов порядка 1 нс и короче. В непрерывных лазерах фазовая коррекция в режиме реального времени возможна только при относительно медленных искажениях волнового фронта. В случае коротких импульсов адаптивная фазовая коррекция проводится интегрально за время импульса, т.е. в статическом режиме.

4.1. Когерентное фазовое сложение многоканального излучения

Как отмечено выше, при полном использовании потенциала активной среды дальнейший рост лазерной энергии

и мощности возможен только при сложении нескольких каналов излучения. Последовательное сложение каналов обладает очевидными недостатками. Увеличение длины системы приводит к накоплению оптических неоднородностей, ухудшающих качество выходного излучения. К тому же нагрев и возникновение в активной среде различных нелинейных процессов могут стать причиной её разрушения. Поэтому очевидно, что создание мощных лазерных систем более эффективно при использовании параллельного сложения излучения. Кроме того, оно обладает ключевым достоинством, необходимым для приложений: при количестве каналов N мощность и энергия системы возрастают в N раз по сравнению с одноканальным случаем, а сила излучения может быть увеличена в N^2 раз из-за увеличения общей апертуры системы при условии строгого выравнивания фаз (фазировки) излучения в каналах. Фазовый контроль в многоканальных системах осуществляется в форме сдвига фазы при условии, что расходимость излучения в каждом канале близка к дифракционной. Для такого рода управления фазой используются электрооптические модуляторы [133], нелинейно-оптические элементы [134, 135], пьезооптические устройства или другие элементы [136, 137].

В последнее время в мире большими темпами идёт развитие непрерывных твердотельных лазеров с активными средами в виде легированных слэбов, дисков, волокон [138–140]. Оптоволоконные лазеры представляют особый интерес в связи с высоким КПД и получением относительно большой мощности при малом размере системы [141, 142]. Мощность одномодового оптоволоконного лазера порядка 10 кВт в конфигурации ЗГ+ усилитель [143], по-видимому, приближается к пределу по причине роста тепловых нагрузок, паразитных нелинейных явлений [144–147]. Для дальнейшего увеличения мощности можно применять некогерентное сложение излучения [148–150], но чтобы более радикально повысить силу излучения, необходимо складывать излучение каналов синфазно.

Возможность применения ОВФ при ВРМБ для фазировки непрерывных волоконных лазеров исследуется [151, 152], серьезным ограничением здесь является высокая пороговая мощность ВРМБ. Существует ряд линейных подходов для когерентного сложения многоканального непрерывного излучения [153–155], включающий пассивную и активную фазировку. Пассивные методы (объединение резонаторов, использование брэгговских решёток и т.д.) сложны в юстировке и конструкции, рассчитаны на малые мощности лазерного излучения [156, 157]. Активная когерентная фазировка включает методы с определением или без определения абсолютной либо относительной фазы.

При когерентной активной фазировке требуется один узкополосный одночастотный ЗГ для того, чтобы сбой фазы, связанные с конечной шириной лазерной спектральной линии, передавались синхронно на все каналы. Оптическая длина пути в каналах должна быть выровнена с точностью, существенно меньшей длины когерентности излучения ЗГ. Излучение ЗГ разветвляется, проходит через фазовые модуляторы и поступает в усилители. После усиления часть излучения с помощью ответвителя (светоделительной пластины) направляется в устройство анализа выходного излучения в каналах. В системах с определением фаз анализируются, например,

относительные фазы гетеродинным методом с использованием дополнительного канала. После определения фаз выполняются их требуемые сдвиги с помощью фазовых модуляторов.

В схеме когерентного сложения излучения с активной гетеродинной фазировкой получена мощность около 1 кВт при сложении пяти усилителей [158]. Фазовый контроль каждого элемента осуществлялся модулятором фазы на ниобате лития. Дополнительный опорный канал был сдвинут по частоте и интерферировал с частью сигнала от каждого канала. Детекторы регистрировали гетеродинный модуляционный сигнал, и электронная цепь измеряла относительную фазу для каждого канала. В [159] комбинировалось излучение восьми волоконных усилителей, а выходная мощность достигла 4 кВт. При когерентном сложении пять пучков с использованием дифракционного оптического элемента (ДОЭ) для объединения пучков получено 1,93 кВт выходной мощности при $M^2 = 1,1$ [160]. В [161] ДОЭ использовался для сложения двумерного массива из 3×5 волоконных усилителей с выходной мощностью 600 Вт при $M^2 = 1,1$. Выходная мощность 4,9 кВт получена при когерентном сложении с помощью ДОЭ излучения пяти волоконных усилителей мощностью 1,2 кВт [162]. Максимальное количество каналов — 48 — удалось сложить также с использованием когерентной активной фазировки [163, 164]. Ограничение на выходную мощность канала при когерентном сложении проистекает из того, что для обеспечения нужного уровня длины когерентности требуется достаточно узкая спектральная линия ЗГ, а чем уже линия, тем эффективнее в волокне возбуждается паразитное ВРМБ.

Стоит отметить, что принципы активной когерентной фазировки не ограничиваются спецификой волоконных лазеров, они могут быть использованы и в других непрерывных лазерных системах [165]. Лазерная система [166] состояла из семи усиливающих каналов с четырьмя усилителями в каждом канале с тонкими композитными слэбами из Nd:YAG с торцевой накачкой диодными матрицами. В каналах проводилось выравнивание фазы, а затем — фазовое сложение.

За концептуальную простоту гетеродинного подхода когерентной активной фазировки приходится платить сложной архитектурой устройства, связанной во многом с необходимостью измерения фаз на выходе системы. К тому же такая система очень чувствительна к шумам. И ещё важно отметить, что для решения ряда практических задач требуется сфокусировать излучение в условиях оптически неоднородной среды распространения лазерного излучения, например, атмосферы. Турбулентная атмосфера разрушает фазовую структуру многоканального пучка в процессе его распространения, даже если он и был сфазирован на выходе системы. Поэтому требуется задавать такое неоднородное распределение фаз в каналах на выходе, которое компенсирует оптические неоднородности атмосферы на трассе распространения излучения. Поскольку добиваются пятна минимального размера (максимальной интенсивности) на удалённом приёмнике, а оптические свойства среды неизвестны, то подход должен быть итеративным, связанным с нахождением экстремума целевой функции (метрики). Таким образом, приёмник излучения должен быть включён в петлю обратной связи. Если он расположен на относительно малом расстоянии и является со-

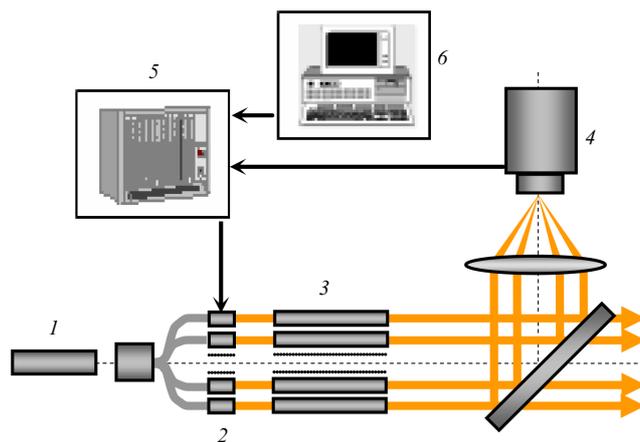


Рис. 14. Схема системы когерентного сложения: 1 — ЗГ, 2 — фазовые модуляторы, 3 — усилители, 4 — одноэлементный фотоприёмник, 5 — блок управления с микроконтроллером, 6 — компьютер.

трудняющимся, то обратную связь можно сделать проводной [134]. В противном случае при облучении мишени в петле обратной связи приёмник расположен вблизи излучающей системы и осуществляет оптический дистанционный контроль пятна облучения [167, 168].

На рисунке 14 показана схема системы итеративного когерентного сложения многоканального лазерного излучения.

Поскольку атмосферные искажения лазерного пучка носят динамический характер, возникает необходимость в быстрых и надежных подходах к управлению фазовыми сдвигами в каналах. Эту задачу могли бы решить активные когерентные методы без определения фазы (методы градиентного спуска, восхождения на холм, генетические алгоритмы и т.д.), но они обладают низким быстродействием. В связи с этим представляет интерес алгоритм стохастического параллельного градиентного спуска (СПГС), идея которого перенесена из теории искусственных нейронных сетей [169, 170], где он используется при машинном обучении, в адаптивную оптику [171, 172] для управления гибким зеркалом, а лишь позднее применена для задач фазировки многоканального излучения.

В работе [173] демонстрировалась когерентная фазировка на атмосферной трассе длиной около 400 м с сотрудняющейся мишенью. В работе [174] впервые осуществлено когерентное фазовое сложение в семиканальной системе узкополосных оптоволоконных итербиевых лазеров милливаттного уровня мощности в петле обратной связи с несотрудняющейся мишенью. Лазерная система находилась на высоте 15 м, приёмник излучения на высоте 40 м, расстояние между ними $L = 7$ км. При размере апертуры отдельного пучка на выходе $d = 3,3$ см размер полной апертуры составлял $D = 10,7$ см. Работа СПГС-контура по управлению сдвигами фазы на частоте 140 кГц сочеталась с относительно медленной подстройкой наклонов волнового фронта в каналах на частоте 3 кГц. Естественно, при высокой частоте работы в системе фазировки применяется одноэлементный фотоприёмник целевой функции и управление системой осуществляется не с помощью компьютера, а микроконтроллера, в котором "защита" программа алгоритма.

На эффективность фазировки влияет как пространственный, так и временной масштаб флуктуаций фазы

излучения в среде. В [175] с использованием изложенной в разделе 2.2 модели было продемонстрировано расчётно, что эффективность фазировки через турбулентную атмосферу высока, когда атмосферный радиус когерентности (параметр Фрида) [176]

$$r_0 = (0,423k^2 C_n^2 L)^{-3/5} \quad (30)$$

порядка или больше поперечного размера лазерного канала d . Измеренная в [174] структурная постоянная показателя преломления $C_n^2 = 6 \times 10^{-16} \text{ см}^{-2/3}$ соответствует параметру Фрида $r_0 = 8,4 \text{ см}$, т.е. заметно больше d и близко к D , что говорит о слабом влиянии турбулентности в экспериментах [174].

В работе [177] когерентное сложение в постановке [174] продемонстрировано в случае 21 канала с изменением параметра Фрида r_0 в диапазоне от $\sim 10 \text{ см}$ до $\sim 1,5 \text{ см}$, т.е. при $r_0/d \sim 3-0,5$. Согласно [175] число Штреля St сфокусированного излучения при $r_0/d \geq 1$ близко к идеалу, а при $r_0/d < 1$ начинает снижаться, оставаясь при $r_0/d \sim 0,5$ на достаточно высоком уровне $St \sim 0,6$. В [177] экспериментально подтверждены выводы [175] о требовании к пространственному разрешению системы когерентного фазового сложения. При $r_0/d \sim 0,5$ в эксперименте достигается достаточно высокий уровень фазовой коррекции. Интересно, что дисперсия Рытова, характеризующая уровень флуктуаций интенсивности излучения в однородной атмосфере [178],

$$\sigma_R^2 = 1,23 C_n^2 k^7/6 z^{11/6} = 2,91 \left[\frac{z}{kr_0^2} \right]^{5/6} \quad (31)$$

при $r_0 = 10-1,5 \text{ см}$ лежит в диапазоне $0,17-4$. При $\sigma_R^2 \geq 1$, как известно [178], реализуется режим сильных сцинтилляций, что позволило в [177] сделать вывод о достижении фазовой коррекции атмосферных турбулентных искажений при когерентном сложении даже в условиях сильной турбулентности. В режиме сильных сцинтилляций в лазерном пучке образуются множественные оптические вихри (см. раздел 3.4), спеклы и тёмные пятна. С точки зрения адаптивной оптики проблема сильных сцинтилляций заключается в трудностях при измерении волнового фронта излучения. Таким образом, "слепой", без измерения волнового фронта, итеративный СПГС-подход позволяет добиться определённого результата даже при существенном спекловании пучка.

Кроме пространственного разрешения системы фазировки большую роль играет её временное разрешение, недостаток которого приводит к снижению числа Штреля. СПГС-коррекция в [177], как и в [174], проводилась на частоте 140 кГц , при этом полученные экспериментальные значения числа Штреля лежали ниже расчётных значений. Время фазировки, т.е. сходимости СПГС-алгоритма, τ_{ph} в [177] составило $2-2,5 \text{ мс}$.

СПГС алгоритм в различных модификациях фактически представляет собой сочетание двух этапов итерации: случайного и "интеллектуального". На первом этапе осуществляются случайные малые сдвиги фаз в каналах, а на втором, "интеллектуальном" этапе проводится корректирующее воздействие. Алгоритм базируется на том, что частная производная от целевой функции по каждой переменной (т.е. фазе канала) в среднем пропорциональна смещению этой переменной

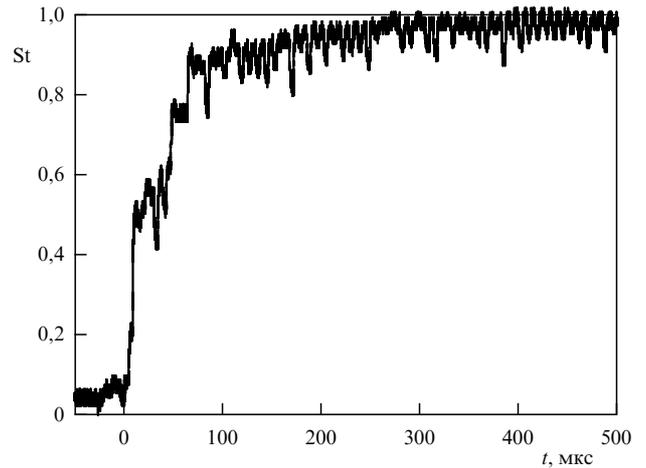


Рис. 15. Экспериментальная зависимость числа Штреля от времени при включении обратной связи.

и изменению целевой функции на первом этапе. Путём оптимизации динамической связи между параметрами стохастического параллельного градиентного (СПГ) алгоритма были найдены условия для повышения скорости сходимости целевой функции до 2-3 итераций на один лазерный канал [179]. В работе [180] экспериментально демонстрировалась СПГ фазировка семиканальной оптоволоконной лазерной системы с компенсацией её тепловых искажений при частоте 14 кГц , а в работе [181] достигнута частота работы 450 кГц . Время фазировки τ_{ph} по выходу на число Штреля $0,8$ равняется около $0,05 \text{ мс}$ (рис. 15).

В [181], при радикальном повышении быстродействия системы СПГ фазировки, расчётно и экспериментально исследовано влияние временного масштаба флуктуаций фазы в среде с динамическими оптическими неоднородностями на фазировку многоканального излучения и установлен критерий эффективности фазировки от соотношения между временем фазировки τ_{ph} и характерным временем изменения турбулентных флуктуаций фазы τ_{turb} . Показано, что увеличение среднего числа Штреля начинается при $\tau_{turb}/\tau_{ph} \approx 2$, а резкий рост эффективности компенсации динамических фазовых искажений на трассе распространения имеет место при $\tau_{turb}/\tau_{ph} \approx 20$. При $\tau_{turb}/\tau_{ph} > 20$ среднее число Штреля остаётся на достигнутом постоянном уровне, величина которого высока, если радиус когерентности r_0 порядка или больше размера апертуры канала d .

4.2. Управление фазой с помощью гибких зеркал

Рассмотрим конфигурацию стандартной замкнутой адаптивной оптической системы (рис. 16а) с адаптивным зеркалом, которое является её ключевым оптическим элементом. Параметры адаптивной системы во многом определяются возможностями и особенностями используемого зеркала (см. [182-185]). Одним из основных требований к адаптивным зеркалам является возможность компенсации максимального количества аберраций минимальным числом управляющих приводов. Поэтому главной характеристикой любого адаптивного зеркала является функция отклика его приводов, т.е. деформация поверхности корректора, вызванная воздействием одного привода при нулевых управляющих

сигналах на остальных приводах. При этом полагается, что общий изгиб поверхности представляет собой суперпозицию деформаций, инициируемых каждым приводом. Ещё одной характеристикой адаптивного зеркала является амплитуда перемещения зеркальной поверхности. В качестве критерия коррекции фазовых искажений принято число Штреля. Согласно критерию Марешаля [186] считается, что оптическая система хорошо сбалансирована, если число Штреля достигает 0,8. Необходимым условием обеспечения быстродействия адаптивной системы является высокая частота первого механического резонанса зеркала [187].

По функциям отклика все существующие типы адаптивных зеркал, предлагаемых с 1970–1980-х гг., можно разделить на две большие группы: зеркала с локальной и модальной функцией отклика. Ряд из них представляют лишь исторический интерес вследствие малой чувствительности, низкого быстродействия, низкой лучевой прочности.

К первой группе согласно конструктивным особенностям относятся секционированные корректоры (см., например, [188]), состоящие из нескольких подвижных зеркальных секций, которые в зависимости от конструкции могут смещаться в направлении, перпендикулярном поверхности, и наклоняться; мембранные корректоры [189, 190] с группой управляющих электродов; монокристаллические корректоры в виде блока из пьезокерамики с приклеенным тонким отполированным стеклянным зеркалом (см., например, [191]). Корректоры на основе электрически управляемых нематических жидкокристаллических транспарантов [192–195] обладают высоким пространственным разрешением, но низким быстродействием и нелинейностью отклика. MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems) зеркала — масштабируемые массивы параллельных пластинчатых электростатических актюаторов, создаваемые в кремнии по полупроводниковой технологии [196, 197]. Они обладают высоким пространственным разрешением управляющих элементов, применяются в астрономической адаптивной оптике и других приложениях (см., например, [198–200]), но имеют ограниченный прогиб отражающей поверхности, сравнительно малые апертуры и низкую лучевую прочность, что не даёт возможности управлять мощными лазерными пучками. Особое место в проблеме мощных лазеров занимают пластины с локальной функцией отклика приводов [201–203]. Они состоят из отражающей оптической подложки и опоры, между которыми размещаются управляющие пьезоэлектрические приводы–толкатели. Действие последних направлено по нормали к поверхности подложки. Амплитуда перемещения поверхности в таких зеркалах определяется не только динамическим диапазоном привода, но и упругими свойствами отражающей пластины, её толщиной и расстоянием между приводами. Увеличение быстродействия этих зеркал связано с использованием в качестве приводов специальных пьезокерамических пакетов [204, 205]. Такие пьезопакеты позволяют осуществлять значительные перемещения поверхности зеркала (~ 10 мкм и более) при сохранении высокого быстродействия (частота первого механического резонанса несколько кГц) [206–208]. Форма функций отклика толкательного зеркала хорошо аппроксимируется гауссовой [209]. Поскольку большая часть (более 90 %) деформации поверхности таких зер-

кал приходится на область нахождения привода, то это и даёт основания относить их к зеркалам с локальной функцией отклика. Одним из недостатков при использовании пьезоэлектрических приводов является наличие гистерезиса на уровне 10–15 % [210]. Общим недостатком зеркал с локальной функцией отклика является необходимость большого числа управляющих элементов для компенсации низших аберраций волнового фронта.

Ко второй группе зеркал, с модальной функцией отклика, относятся плёночные зеркала [211, 212], пластины с расположенными параллельно отражающей поверхности приводами [213, 214], зеркала на основе биморфного пьезоэлектрического элемента [215–217]. В последнем случае корректор состоит из стеклянной подложки с приклеенным к ней пьезодиском с одним общим электродом со стороны подложки и управляющими электродами различной конфигурации с противоположной стороны. Выбирая достаточно большое количество управляющих электродов, варьируя их положение на поверхности пьезопластины можно воспроизвести большое число аберраций волнового фронта, в том числе атмосферных [218–220]. Одно из основных достоинств таких зеркал — большой диапазон перемещения поверхности. Кроме того, технологии создания вафельных структур охлаждения зеркал позволяют изготавливать и охлаждаемые биморфные зеркала [221, 222]. Такие зеркала могут использоваться для коррекции и формирования параметров мощного лазерного излучения.

Искажённый лазерный пучок на рис. 16а отражается от адаптивного зеркала, и его небольшая часть проходит через делительную пластину на датчик волнового фронта (ДВФ) — прибор, который регистрирует информацию о фазовой поверхности (волновом фронте). Имеется несколько известных типов ДВФ (среди них датчик интерферометрический [223], датчик кривизны [224], пирамидальный датчик [225, 226]), однако показанный на рис. 16а ДВФ Шака–Гартмана [227, 228] применяется в лазерной адаптивной оптике наиболее широко вследствие простоты концепции и надёжности. В ДВФ Шака–Гартмана излучение проходит через растр микролинз, плоскость которого оптически сопряжена с плоскостью адаптивного зеркала. Данный ДВФ может служить также инструментом для определения параметров турбулентности [229–235]. Информация из ДВФ обрабатывается в компьютере с определением локальных градиентов фазы, по которым можно восстановить волновой фронт, используя базис функций отклика или полиномов Цернике [12]. Затем компьютерная программа вычисляет управляющие сигналы, подаваемые на актюаторы адаптивного зеркала с тем, чтобы его поверхность максимально соответствовала фазовой поверхности. Поэтому пучок после отражения от деформированного зеркала должен приобрести близкий к плоскому волновой фронт. Кроме фазовой коррекции мощного лазерного пучка, адаптивная система может решать задачу его фокусировки через оптически-неоднородную среду в режиме фазового сопряжения к опорному пучку. Здесь адаптивная система работает подобно системе ОВФ при ВРМБ с тем отличием, что обращается только фаза. Но во многих практических случаях фазовые неоднородности играют определяющую роль в формировании пятна фокусировки по сравнению с неоднородностями амплитуды.

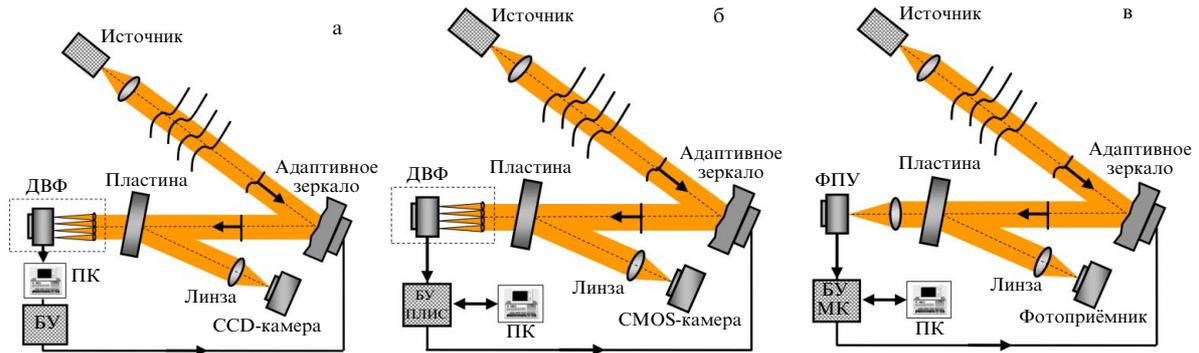


Рис. 16. Схема адаптивной оптической системы с управлением с ДВФ (а, б) и оптимизационным управлением (в).

4.2.1. Адаптивная оптика для непрерывных лазеров.

Управление наклонами фазы и формой фазовой поверхности излучения мощных лазеров связано, как правило, с применением зеркал с пьезоэлектрическими актюаторами биморфного или толкательного типа.

В вышеупомянутой Nd:YAG твердотельной лазерной системе [166] из семи усиливающих каналов с когерентным сложением была продемонстрирована мощность более 100 кВт в течение более 5 минут. Расходимость выходящего излучения при этом составила 2,9 дифракционного предела. В каждом канале проводится выравнивание волнового фронта с помощью деформируемого зеркала с ДВФ, а затем проводится фазовое сложение. Мощность усилительного канала увеличивается до тех пор, пока удаётся компенсировать искажения волнового фронта. Далее идёт масштабирование по числу каналов.

Адаптивная система, предназначенная для CO₂ лазера ($\lambda = 10,6$ мкм) мульткиловаттной мощности, корректировала высшие aberrации и стабилизировала "рыскание" пучка [236]. В качестве исполнительных элементов использовались биморфное деформируемое зеркало и пьезокорректоры наклонов фазы. В ДВФ в качестве фотоприёмника использовалась неохлаждаемая болометрическая длинноволновая инфракрасная камера. Адаптивная система уменьшила амплитуду высших aberrаций излучения в семь раз при частоте 50 Гц и стабилизировала дрожание пучка до уровня 25 мкрад с частотой 100 Гц.

Несмотря на то, что поверхность деформируемого зеркала гладкая, с помощью его можно осуществлять коррекцию оптических вихрей, обладающих разрывным волновым фронтом и образующихся в турбулентной атмосфере (см. раздел 3.5). Проведена экспериментальная регистрация [237] и фазовая коррекция [238] волнового фронта торообразной моды Лагерра–Гаусса LG_0^1 в адаптивной системе с ДВФ Шака–Гартмана и биморфным зеркалом с 5×5 актюаторами в квадратной упаковке. Гибкое зеркало не может воспроизвести разрыв фазы, поэтому коррекция осуществляется в практическом смысле: торообразное пятно пучка в дальней зоне превращается в пятно с приосевым керном, при этом число Штреля и разрешение оптической системы существенно увеличиваются [239].

Эффективность работы адаптивной системы зависит от её пространственного и временного разрешения. Требование к пространственному разрешению следует из условия, чтобы радиус когерентности излучения пре-

вышал расстояние между толкателями адаптивного зеркала (или размер актюатора биморфного зеркала) при достаточной амплитуде перемещения поверхности. Временное разрешение, т.е. быстродействие, зависит от суммы времён отдельных процессов: экспозиция кадра на камере ДВФ, АЦП, обработка информации ДВФ вплоть до вычисления управляющих напряжений, ЦАП, усиление и подача напряжений, реакция зеркала. Быстродействие адаптивной системы, показанной на рис. 16а, находится на уровне ~ 100 Гц, во многом ограничиваясь из-за задержек операционной системы компьютера, включённого в цепь обратной связи, и трудностей при организации параллельных вычислений.

В случае мощного лазера динамика оптических неоднородностей как в самой активной среде, так и на трассе распространения излучения может оказаться существенной. Поскольку спектр, например, атмосферных флуктуаций показателя преломления достигает частот в сотни герц [178], то работа адаптивной системы требует достаточно высокого быстродействия. Основполагающие оценки по требуемому быстродействию адаптивной системы, компенсирующей фазовые aberrации в турбулентной атмосфере, проводились в работах [240–242].

В [243] проведено численное исследование динамической фазовой коррекции искаженного атмосферной турбулентностью лазерного пучка в адаптивной системе с ДВФ Шака–Гартмана. Пространственный спектр турбулентных искажений фазы соответствовал колмогоровской модели с ветровым сдвигом. Показано, что фазовая коррекция высокоэффективна, когда частота работы ν_{AOS} в ~ 20 раз превышает ширину полосы турбулентных флуктуаций фазы ν_{turb} — характерной частоты, в пределах которой содержится подавляющая часть ($\sim 95\%$) спектральной "энергии" флуктуаций локальной фазы лазерного пучка. Величина ν_{turb} может быть оперативно оценена с помощью ДВФ Шака–Гартмана из спектра колебаний фокального пятна в субапертуре ДВФ при её размере s , близком к радиусу когерентности r_0 (30). Результаты [243] говорят о том, что необходимая частота работы адаптивной системы должна быть на уровне нескольких килогерц.

Переход к адаптивной оптике реального времени требует, прежде всего, высокоскоростного вычислительного оборудования. Одним из видов такого оборудования являются системы на базе программируемых пользователем вентильных матриц (Field-Programmable Gate Array — FPGA) — разновидностей программируемой

логической интегральной схемы (ПЛИС) [244, 245]. Данный подход обеспечивает высокую пропускную способность и низкую задержку вычислений, что позволяет достичь высокой производительности. Схема такой адаптивной системы показана на рис. 16б, где управление системой строится вокруг ПЛИС. Компьютер с операционной системой выведен из цепи обратной связи и служит для включения/выключения системы и обработки программы, "защитой" в ПЛИС. Другим вариантом является использование графических ускорителей (Graphics Processing Unit — GPU) [246, 247]. Несмотря на то, что ПЛИС обеспечивают более высокую скорость обработки, специфичность оборудования и трудоёмкость коррекции программного обеспечения затрудняют этот вариант для широкого распространения. Более доступным подходом является использование открытого кода GPU на компьютере реального времени.

Внедрение FPGA в качестве основного элемента управления всей системой в адаптивную систему с пьезоэлектрическими адаптивным зеркалом и корректором наклонов с ДВФ Шака–Гартмана со стандартной CMOS камерой позволило достичь частоты работы 2,25 кГц в замкнутом цикле [248, 249], т.е. повысить быстродействие на порядок величины. В LULI (Франция) продемонстрирована скорость управления адаптивной системой 1,3 кГц с применением GPU [250].

Радикальное повышение быстродействия позволило провести исследования фазовой коррекции пучка излучения, искажённого турбулентным потоком воздуха, в широком диапазоне частот работы адаптивной системы [249, 251]. Пространственно-временной спектр фазы лазерного пучка соответствовал близкому к колмогоровскому характеру турбулентности. Радиус когерентности излучения (30) предполагал удовлетворительное пространственное разрешение адаптивной системы. Ширина полосы турбулентности ν_{turb} в экспериментах лежала в интервале 30–70 Гц. Эксперименты показали, что переход к частоте 2 кГц позволяет существенно компенсировать негативное влияние атмосферы (рис. 17), что согласуется с расчётами [243].

В адаптивную систему вместо ДВФ можно ввести итеративное оптимизационное управление (см. раздел 4.1), заменив ДВФ на одноэлементный датчик целевой функции (рис. 16в). Компьютер удаляется из цепи обратной связи, в блок управления внедряется быстродействующий микроконтроллер, в котором "защита" программа управления. Управление адаптивной системой без ДВФ на основе алгоритма СПГС активно исследовалось в работах [172, 252–255]. Как отмечалось в разделе 4.1, такого рода подход позволяет не только исправить волновой фронт на выходе лазера, но и сфокусировать пучок через оптически неоднородную среду в петле обратной связи при дистанционном оптическом контроле пятна облучения [167, 256, 257].

СПГ алгоритм активно применяется для управления адаптивными зеркалами [258–261]. Работа микроконтроллера может осуществляться на частоте до 55 МГц. Это значительно ниже тактовой частоты процессоров современных компьютеров, но обработка команд происходит в режиме реального времени при отсутствии задержек операционной системы, что позволяет значительно повысить скорость работы. Одноэлементный фотоприёмник излучения (фотодиод или ФЭУ) также

позволяет работать с высокой частотой, в отличие от многоэлементной CCD или CMOS камеры на рис. 16а, б. Достигнутая в экспериментах [258] частота замкнутого цикла работы адаптивной системы 3–5 кГц при оптимальных параметрах алгоритма ограничивалась инертностью биморфного зеркала.

Стоит отметить одно преимущество использования СПГ управления по сравнению с ДВФ [262]. ДВФ оперирует с пучком, характеризующимся одним волновым фронтом, т.е. с пучком, созданным неким эффективным гомоцентрическим источником. Но в ряде случаев, например, в многомодовом лазере-генераторе, пучок состоит множества независимых пространственных мод, каждая из которых характеризуется своим волновым фронтом. В результате ДВФ измеряет некий средний волновой фронт пучка, который вообще может оказаться "близким к плоскому", при этом пучок имеет большую расходимость. СПГ управление способно уменьшить расходимость многомодового излучения при малых потерях выходной мощности. В итеративном процессе СПГ алгоритм "выбирает" моду, которая исходно даёт наибольший вклад в целевую функцию и подстраивает адаптивное зеркало под неё.

Существенное повышение быстродействия адаптивной оптики с ДВФ [249] и реализация СПГ управления позволили продемонстрировать с помощью лазерной адаптивной системы даже некоторые астрономические наблюдения [263]. Стоит отметить, что специальная адаптивная оптика для астрономических приложений (см. обзоры [264–268]) также связана с применением аппаратного управления адаптивными системами. Быстродействию в несколько кГц способствуют MEMS зеркала и специальные камеры в ДВФ Шака–Гартмана с субапертурой в виде квадрантного фотоприёмника, тогда как в [263] в лазерной адаптивной системе использовались пьезоэлектрические зеркала и CMOS камера в ДВФ. Роль опорного источника играла рэлеевская лазерная звезда, которая зажигалась на высоте 3–6 км, строирование источника осуществлялось с помощью акустооптического фильтра. Рост быстродействия сопровождается уменьшением времени накопления сигнала на ДВФ, поэтому в условиях малого отношения сигнал/шум схема регистрации дополняется ЭОП, размещаемым между акустооптическим фильтром и ДВФ и усиливает принимаемый сигнал. Решение с ЭОП особенно актуально при ухудшении погодных условий и увеличении дальности формирования лазерной звезды. Комбинировалось быстрое ДВФ-управление для компенсации влияния приземного слоя атмосферы и более медленное СПГ-управление для автоматического наведения на резкость в условиях протяжённого опорного источника. В итоге продемонстрировано уменьшение размера изображения естественных ярких звёзд с 3–5" до 0,3" (рис. 18). Число Штреля превысило величину 0,1 при $r_0 = 6$ см в согласии с результатами расчётов.

4.2.2. Адаптивная оптика для импульсных лазеров. На сегодняшний день мощные импульсные лазеры с длительностью импульса в наносекундном диапазоне создаются для исследования взаимодействия излучения высоких плотностей энергии с веществом и инициирования реакции управляемого термоядерного синтеза (например, крупнейшие установки в США [269], Франции [270], России [271, 272], Китае [273] на неодимовом

фосфатном стекле с накачкой импульсными ксеноновыми лампами). Данные установки позволяют достичь уровня энергии в несколько мегаджоулей за счёт некогерентного сложения излучения многих (до 192) независимых каналов. Адаптивные системы в каждом канале являются неотъемлемой частью установок и предназначены для измерения и коррекции искажений волнового фронта лазерного пучка с целью повышения его интенсивности и однородности при фокусировке [274–280]. Спецификой адаптивной коррекции здесь является импульсный характер излучения и большие (до 400 мм и выше) апертуры пучков, требующие крупногабаритной адаптивной оптики с многими десятками управляющих элементов. Адаптивное зеркало расположено в многопроходном усилительном тракте обычно вместо одного из торцевых зеркал. В адаптивных системах применяются гибкие зеркала с пьезо- или механическими толкателями с прецизионными шаговыми двигателями [281], используется, как правило, ДВФ Шака–Гартмана. Турбулентные динамические искажения фазы минимизируют, на большей части тракта пучок распространяется в трубе.

Крупномасштабные aberrации фазы выходного лазерного пучка после нескольких проходов по усилительному тракту состоят из двух компонент: статические aberrации, обусловленные неточностью изготовления оптических элементов и их местоположения, и тепловые aberrации, возникающие в активных элементах усилителей вследствие их нагрева во время накачки [282]. Хотя тепловые aberrации являются динамическими, за время импульса изменение термонаведённого показателя преломления незначительно. Адаптивная фазовая коррекция проводится фактически в статическом режиме: измеряется волновой фронт интегрально за импульс и проводится предустановка адаптивного зеркала перед следующим выстрелом лазера. Используется принципиальная схема адаптивной системы на рис. 16а. В реальности приходится решать большое количество технических проблем, связанных с определением эталонной гартманогаммы, повышением точности измерения обоих типов aberrаций, влиянием оптических неоднородностей в диагностических каналах и т.д.

Поверхности адаптивного зеркала придаётся такая форма, чтобы после проходов по усилительному тракту волновой фронт юстировочного пучка на выходе был максимально близок к плоскому. Для "экономии" динамического диапазона напряжений этого можно достичь ручной регулировкой положения толкателей зеркала. Дальнейшее исправление волнового фронта осуществляется путём подачи на пьезопроводы напряжений. С напряжениями, полученными при коррекции статических aberrаций, проводится эксперимент при накачке усилителей и измеряется волновой фронт. Картина тепловых aberrаций определяется путём вычитания из полученного волнового фронта остаточного волнового фронта после коррекции aberrаций статических. Наибольший вклад в картину крупномасштабных aberrаций вносят полиномы Цернике до восьмого порядка [283]. С помощью адаптивной фазовой коррекции удаётся снизить RMS фазы до уровня менее $\lambda/5$ (см., например, [284]).

Адаптивная оптика успешно применяется в лазерных установках PHELIX (Германия) [285] и в нескольких ла-

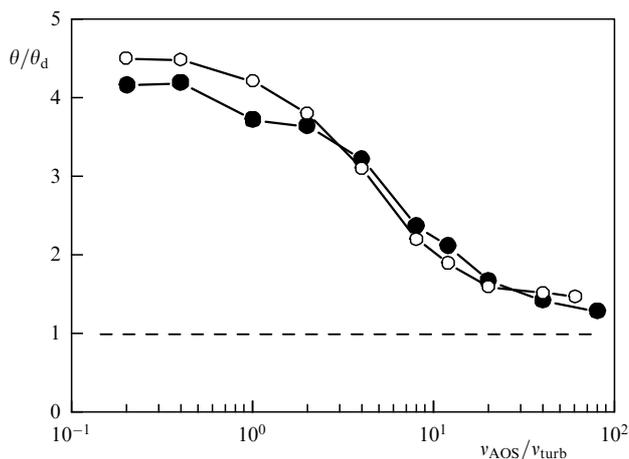


Рис. 17. Зависимость отношения расходимости лазерного излучения от частоты коррекции v_{AOS} в эксперименте (тёмные маркеры) и в расчёте (светлые маркеры).

зерах LULI (Франция) [286], которые могут работать как в режиме наносекундного импульса с энергией до 1 кДж, используемого в основном для нагрева плазмы, так и в режиме субпикосекундного импульса высокой мощности.

В настоящее время происходит большой прогресс в создании твердотельных лазерных систем с фемтосекундной длительностью импульса и сверхвысокой пиковой мощностью излучения, что создаёт уникальные условия для фундаментальных исследований его взаимодействия с веществом. Основными источниками искажений волнового фронта в таких лазерах являются aberrации широкоапертурных оптических элементов в усилительном тракте для расширения и поворота пучка, а также сжатия импульса. Кроме того, фокусирующее параболическое зеркало в камере взаимодействия также вносит значительные искажения. С увеличением энергетики начинают проявляться и тепловые деформации активных элементов при лазерном усилении (при параметрическом усилении проблема стоит менее остро). Все эти обстоятельства требуют применения адаптивной оптики [287]. Адаптивные системы с биморфными зеркалами и ДВФ Шака–Гартмана для ультракороткоимпульсных мощных лазеров успешно применялись на Ti:Sa установке ATLAS мощностью 10 ТВт (Германия) [288], на установке мощностью 100 ТВт и частотой следования импульсов 10 Гц (Япония, JAERI), где было получено число Штреля 0,8 и пиковая интенсивность на мишени более 10^{20} Вт см⁻² [289], на установке 100 ТВт мощности (Канада) [290].

В настоящее время многие современные фемтосекундные лазерные установки уже достигли мощности петаваттного уровня и преодолели его [291–295]. Интенсивность сфокусированного излучения лазера с ультракоротким импульсом в основном находится в диапазоне 10^{19} – 10^{21} Вт см⁻², что достаточно для проведения релятивистских экспериментов по ускорению электронов и ионов, генерации рентгеновского и гамма-излучения и т.д. Однако для изучения экстремальных явлений в квантовой электродинамике, вплоть до приближения к пределу Швингера, интенсивность должна быть существенно выше 10^{22} Вт см⁻² [296]. Увеличение интенсивности до указанного уровня и выше в настоящее время

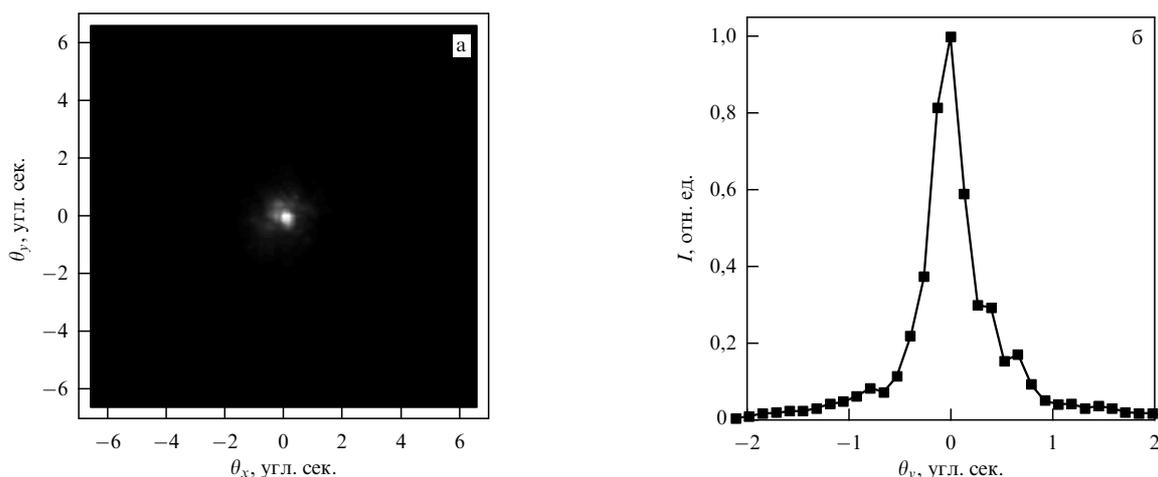


Рис. 18. Мгновенное изображение звезды Вега при включённой коррекции (а) и его пропись (б).

возможно с укорочением импульса [297], переходом на мультитераваттный уровень, в том числе за счёт построения многоканальных систем [298–300] с адаптивной оптикой [301, 302]. Внедрение широкоапертурной адаптивной системы с биморфным зеркалом диаметром 320 мм с 127 управляющими электродами [303] в Ti:Sa лазер уже позволило достичь пиковую интенсивность 10^{23} Вт см $^{-2}$ при мощности 4,2 ПВт [304].

Дальнейшее развитие работ в этом направлении связано с увеличением апертуры адаптивных зеркал, конструкции исполнительных элементов и усовершенствованием технических подходов по управлению адаптивной оптикой. Для установки LFEX петаваттного уровня и пикосекундной длительности [305] было разработано деформируемое зеркало размером 410×468 мм, управляемое биморфными пьезопластинами и многослойными пьезотолкателями. Исследование зеркала с помощью интерферометра Физо и ДВФ показало, что удалось улучшить плоскостность поверхности вплоть до 0,033 мкм по RMS [306]. Несмотря на статический характер работы адаптивных систем в таких лазерах, в последнее время все большее внимание уделяется возможности учёта динамических фазовых aberrаций различного временного масштаба. На Ti:Sa установке Apollon (Франция) применение адаптивной оптики в режиме реального времени с использованием пилотного пучка позволило непрерывно управлять волновым фронтом и увеличить число Штреля статически корректируемого пучка с 0,62 до 0,96 [250]. На установке PEARLE (Россия) с параметрическим усилением продемонстрировано увеличение пиковой интенсивности излучения при фокусировке почти на порядок величины при использовании динамического метода определения эталонного волнового фронта в ДВФ, основанного на обработке синхронно полученных данных о ближней и дальней зонах излучения [307–309], что позволяет корректировать в том числе фазовые искажения, возникающие в результате нелинейной посткомпрессии лазерного импульса.

5. Заключение

Идеи о возможности управления излучением с помощью линейной адаптивной оптики в астрономиче-

ских наблюдениях были высказаны ещё в 1950-х гг. Кроме астрономии, концепция адаптивной оптики оказалась плодотворной в материаловедении, медицине, электронике, биологии, а также в квантовой электронике с появлением лазеров с 1960-х гг. Формирование малой угловой расходимости излучения является одной из важнейших проблем при создании лазера. Особенно актуальна она в случае мощного лазера, в оптическом тракте и активной среде которого, как правило, присутствуют серьёзные статические и динамические оптические неоднородности, существенно ухудшающие качество пучка. Рассматривая задачу шире, необходимо принимать во внимание и оптические неоднородности на трассе распространения излучения.

В настоящее время адаптивная оптика играет ключевую роль в решении проблемы расходимости. Применение нелинейных методов, в частности, ОВФ при ВРМБ позволяет достичь близкую к дифракционной расходимость мощных лазеров с длительностью импульса $\sim 0,01$ – $0,1$ мс. Практически ни один мощный твердотельный лазер нано- и фемтосекундного диапазона в мире не работает без адаптивного управления излучением с применением гибких зеркал. Мощные непрерывные газовые и твердотельные лазеры, сделавшие в последнее время технологический рывок за счёт использования диодной накачки, также непредставимы без использования адаптивной оптики. Активное управление фазой играет ключевую роль в создании многоканальных систем оптоволоконных лазеров с когерентным сложением излучения. Дальнейшее развитие технологий адаптивной оптики связано с поиском новых сред, повышением быстродействия, коррекцией фазовых искажений в турбулентной атмосфере, в том числе с использованием оптимизационных схем. Создание многоканальных фемтосекундных систем потребует решение задачи пространственно-временной суперсинхронизации и суперлокализации пучков, что является новым вызовом для адаптивного управления лазерным излучением.

Работа частично поддержана в рамках научной программы Национального центра физики и математики (проект "Физика высоких плотностей энергии. Этап 2023–2025").

Список литературы

1. Дмитриев В Г *Нелинейная оптика и обращение волнового фронта* (М.: Физматлит, 2003)
2. Garmire E *New J. Phys.* **19** 011003 (2017)
3. Wolff C et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **38** 1243 (2021)
4. Wang Y, Zhang M *Sensors* **22** 6062 (2022)
5. Merklein M et al. *Appl. Phys. Rev.* **9** 041306 (2022)
6. Зельдович Б Я и др. *Письма в ЖЭТФ* **15** 160 (1972); Zeldovich B Ya et al. *JETP Lett.* **15** 109 (1972)
7. Зельдович Б Я, Пилипецкий Н Ф, Шкунов В В *Обращение волнового фронта* (М.: Наука, 1985); Пер. на англ. яз.: Zel'dovich B Ya, Pilipetskiy N F, Shkunov V V *Principles of Phase Conjugation* (Berlin: Springer-Verlag, 1985)
8. Беспалов В И, Пасманик Г А *Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы* (М.: Наука, 1986); Пер. на англ. яз.: Bepalov V I, Pasmanik G A *Nonlinear Optics and Adaptive Laser Systems* (Commack, NY: Nova Sci. Publ., 1994)
9. Рагульский В В *Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света* (М.: Наука, 1990)
10. Vavcock H W *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **65** 229 (1953)
11. Линник В П *Оптика и спектроскопия* **25** 401 (1957)
12. Воронцов М А, Шмальгаузен В И *Принципы адаптивной оптики* (М.: Наука, 1985)
13. Лукин В П *Атмосферная адаптивная оптика* (Новосибирск: Наука, 1986); Пер. на англ. яз.: Lukin V P *Atmospheric Adaptive Optics* (Bellingham, Wash.: SPIE, 1995)
14. Hardy J W *Adaptive Optics for Astronomical Telescopes* (New York: Oxford Univ. Press, 1998)
15. Tyson R K *Principles of Adaptive Optics* (Boston: Academic Press, 1998)
16. Burns S A et al. *Prog. Retinal Eye Res.* **68** 1 (2019)
17. Tyson R K *Appl. Opt.* **35** 3640 (1996)
18. Kubby J A *Adaptive Optics for Biological Imaging* (Boca Raton, FL: Taylor and Francis, 2013)
19. Kudryashov A, Weber H *Laser Resonators: Novel Design and Development* (Bellingham, WA: SPIE Press, 1999)
20. Пантел Р, Путхофф Г *Основы квантовой электроники* (М.: Мир, 1972); Пер. с англ. яз.: Pantell R H, Puthoff H E *Fundamentals of Quantum Electronics* (New York: Wiley, 1969)
21. Ханин Я И *Квантовая радиофизика. Т. 2 Динамика квантовых генераторов* (М.: Советское радио, 1975)
22. Аллен Л, Эберли Дж *Оптический резонанс и двухуровневые атомы* (М.: Мир, 1978); Пер. с англ. яз.: Allen L, Eberly J H *Optical Resonance and Two-Level Atoms* (New York: Wiley, 1975)
23. Леонтович М Изв. АН СССР. Сер. физ. **8** (1) 16 (1944)
24. Скалли М О, Зубайри М С *Квантовая оптика* (М.: Физматлит, 2003); Пер. с англ. яз.: Scully M O, Zubairy M S *Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997)
25. Hopf F A, Meystre P, McLaughlin D W *Phys. Rev. A* **13** 777 (1976)
26. Крюков П Г, Летохов В С *УФН* **99** 169 (1969); Kryukov P G, Letokhov V S *Sov. Phys. Usp.* **12** 641 (1970)
27. Starikov F A et al. *Proc. SPIE* **5197** 60 (2003)
28. Стариков Ф А и др. *Квантовая электроника* **39** 825 (2009); Starikov F A et al. *Quantum Electron.* **39** 825 (2009)
29. Гаспарян П Д, Стариков Ф А, Старостин А Н *УФН* **168** 843 (1998); Gasparyan P D, Starikov F A, Starostin A N *Phys. Usp.* **41** 761 (1998)
30. Бете Г, Солпитер Э *Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами* (М.: ГИФМЛ, 1960); Пер. с англ. яз.: Bethe H A, Salpeter E E *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms* (Berlin: Springer, 1957)
31. Старунов В С, Фабелинский И Л *УФН* **98** 441 (1969); Starunov V S, Fabelinskii I L *Sov. Phys. Usp.* **13** 428 (1970)
32. Starikov F A et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on LASERS'99* (Eds V J Corcoran, T A Corcoran) (McLean, VA: STS Press, 2000) p. 482
33. Starikov F A et al. *Proc. SPIE* **3930** 12 (2000)
34. Богачев В А, Коchemasov Г Г, Стариков Ф А *Квантовая электроника* **38** 849 (2008); Bogachev V A, Kochemasov G G, Starikov F A *Quantum Electron.* **38** 849 (2008)
35. Богачев В А, Маслов Н В, Стариков Ф А *Квантовая электроника* **40** 341 (2010); Bogachev V A, Maslov N V, Starikov F A *Quantum Electron.* **40** 341 (2010)
36. Raymer M G, Mostowski J *Phys. Rev. A* **24** 1980 (1981)
37. Raymer M G et al. *Phys. Rev. A* **32** 332 (1985)
38. Вукс М Ф *Рассеяние света в газах, жидкостях и растворах* (Л.: Изд-во Ленинград. ун-та, 1977)
39. Afshaarvahid S, Munch J *J. Nonlin. Opt. Phys. Mater.* **10** (1) 1 (2001)
40. Akinyimika Adewale et al. *High Power Laser Part. Beams* **33** 111007 (2021) DOI:10.11884/HPLPB202133.210313
41. Бредерлов Г, Филл Э, Витте К *Мощный иодный лазер* (М.: Энергоатомиздат, 1985); Пер. с англ. яз.: Brederlow G, Fill E, Witte K J *The High-Power Iodine Laser* (Heidelberg: Springer, 1983)
42. Kasper J V V, Pimentel G C *Appl. Phys. Lett.* **5** 231 (1964)
43. Аржанов В П и др. *Квантовая электроника* **19** 135 (1992); Arzhanov V P et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **22** 118 (1992)
44. Ананьев Ю А *УФН* **103** 705 (1971); Anan'ev Yu A *Sov. Phys. Usp.* **14** 197 (1971)
45. Ананьев Ю А *Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения* (М.: Наука, 1979)
46. Белоусова И М и др. *ЖЭТФ* **58** 1481 (1970); Belousova I M et al. *Sov. Phys. JETP* **31** 791 (1970)
47. Голубев Л Е и др., в сб. *Квантовая электроника* Вып. 6(18) (Под ред. Н Г Басова) (М.: Советское радио, 1973) с. 23
48. Зарецкий А И и др. *Квантовая электроника* **1** 1185 (1974); Zaretskii A I et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **4** 649 (1974)
49. Зыков Л И и др. *ЖЭТФ* **67** 902 (1974); Zykov L I et al. *Sov. Phys. JETP* **40** 447 (1975)
50. Зыков Л И и др. *Квантовая электроника* **2** 123 (1975); Zykov L I et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **5** 71 (1975)
51. Данилов О Б, Новоселов Н А, Спиридонов В В *Оптика и спектроскопия* **39** 680 (1975); Danilov O B, Novoselov N A, Spiridonov V V *Opt. Spectrosc.* **39** 382 (1975)
52. Борович Б Л и др. *Квантовая электроника* **2** 1282 (1975); Borovich B L et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **5** 695 (1975)
53. Кириллов Г А и др. *Квантовая электроника* **4** 644 (1977); Kirillov G A et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **7** 357 (1977)
54. Зарецкий А И и др. *Квантовая электроника* **6** 1278 (1979); Zaretskii A I et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **9** 751 (1979)
55. Алехин Б В и др. *Квантовая электроника* **6** 1948 (1979); Alekhin B V et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **9** 1148 (1979)
56. Witte K J *J. Phys. D* **12** 9 (1979)
57. Алехин Б В и др. *Квантовая электроника* **7** 1516 (1980); Alekhin B V et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **10** 872 (1980)
58. Baker H, King T *IEEE J. Quantum Electron.* **17** 1828 (1981)
59. Носач О Ю, Рагульский В В *Оптика и спектроскопия* **85** 999 (1998); Nosach O Yu, Ragul'skii V V *Opt. Spectrosc.* **85** 918 (1998)
60. Носач О Ю и др. *Письма в ЖЭТФ* **16** 617 (1972); Nosach O Yu et al. *JETP Lett.* **16** 435 (1972)
61. Wang V, Giuliano C *IEEE J. Quantum Electron.* **13** 895 (1977)
62. Пилипецкий Н Ф, Поповичев В И, Рагульский В В *Письма в ЖЭТФ* **27** 619 (1978); Pilipetskiy N F, Popovichev V I, Ragul'skii V V *JETP Lett.* **27** 585 (1978)
63. Долгополов Ю В и др. *ЖЭТФ* **76** 908 (1979); Dolgoplov Yu V et al. *Sov. Phys. JETP* **49** 458 (1979)
64. Беспалов В И (Отв. ред.) *Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах* (Горький: ИПФ АН СССР, 1979)
65. Беспалов В И (Отв. ред.) *Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах* (Горький: ИПФ АН СССР, 1982)
66. Fisher R A (Ed.) *Optical Phase Conjugation* (New York: Academic Press, 1983) DOI:10.1016/C2009-0-21908-8
67. Сидорович В Г *ЖТФ* **46** 2168 (1976)
68. Бельдюгин И М и др. *Квантовая электроника* **3** 2467 (1976); Bel'dyugin I M et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **6** 1349 (1976)
69. Кочемасов Г Г, Николаев В Д *Квантовая электроника* **4** 115 (1977); Kochemasov G G, Nikolaev V D *Sov. J. Quantum Electron.* **7** 60 (1977)
70. Беспалов В И, Бетин А А, Пасманик Г А *Изв. вузов. Сер. Радиофизика* **20** 791 (1977); Bepalov V I, Betin A A, Pasmanik G A *Radiophys. Quantum Electron.* **20** 544 (1977)
71. Зельдович Б Я, Шкунов В В *Квантовая электроника* **4** 2353 (1977); Zel'dovich B Ya, Shkunov V V *Sov. J. Quantum Electron.* **7** 1345 (1977)

72. Бельдюгин И М, Земсков Е М *Квантовая электроника* **5** 2055 (1978); Bel'dyugin I M, Zemskov E M *Sov. J. Quantum Electron.* **8** 1163 (1978)
73. Коchemasов Г Г, Николаев В Д *Квантовая электроника* **6** 1960 (1979); Kochemasov G G, Nikolaev V D *Sov. J. Quantum Electron.* **9** 1155 (1979)
74. Бетин А А, Пасманик Г А *Квантовая электроника* **3** 2215 (1976); Betin A A, Pasmanik G A *Sov. J. Quantum Electron.* **6** 1204 (1976)
75. Блашук В Н и др. *Письма в ЖТФ* **3** 211 (1977); Blashchuk V N et al. *Sov. Tech. Phys. Lett.* **3** 83 (1977)
76. Беспалов В И, Бетин А А, Пасманик Г А *Письма в ЖТФ* **3** 215 (1977); Bepalov V I, Betin A A, Pasmanik G A *Sov. Tech. Phys. Lett.* **3** 85 (1977)
77. Баранова Н Б, Зельдович Б Я, Шкунов В В *Квантовая электроника* **5** 973 (1978); Baranova N B, Zel'dovich B Ya, Shkunov V V *Sov. J. Quantum Electron.* **8** 559 (1978)
78. Баранова Н Б, Зельдович Б Я *Квантовая электроника* **7** 973 (1980); Baranova N B, Zel'dovich B Ya *Sov. J. Quantum Electron.* **10** 555 (1980)
79. Долгополов Ю В и др. *ЖТФ* **1** 1764 (1981)
80. Neuer A, Menzel R, in *Phase Conjugate Laser Optics* (Eds A Brignon, J-P Huignard) (New York: John Wiley and Sons, 2004) p. 19, DOI:10.1002/0471728446.ch2
81. Suni P, Falk J J. *Opt. Soc. Am. B* **3** 1681 (1986)
82. Miller E J, Skeldon M D, Boyd R W. *Appl. Opt.* **28** 92 (1989)
83. Кирьянов Ю Ф и др. *Квантовая электроника* **18** 588 (1991); Kir'yanov Yu F et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **21** 533 (1991)
84. Кирьянов Ю Ф и др. *Квантовая электроника* **19** 684 (1992); Kir'yanov Yu F et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **22** 634 (1992)
85. Кирьянов Ю Ф и др. *Квантовая электроника* **29** 132 (1999); Kir'yanov Yu F et al. *Quantum Electron.* **29** 970 (1999)
86. Lehmberg R H. *Opt. Commun.* **43** 369 (1982)
87. Lehmberg R H. *J. Opt. Soc. Am.* **73** 558 (1983)
88. Аникеев И Ю, Зубарев И Г, Михайлов С И *Квантовая электроника* **13** 142 (1986); Anikeev I Yu, Zubarev I G, Mikhailov S I. *Sov. J. Quantum Electron.* **16** 88 (1986)
89. Hu P H, Goldstone J A, Ma S S. *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 1813 (1989)
90. Кирьянов Ю Ф и др. *Квантовая электроника* **18** 1454 (1991); Kir'yanov Yu F et al. *Sov. J. Quantum Electron.* **21** 1341 (1991)
91. Kummrow A. *Opt. Commun.* **96** 185 (1993)
92. Moore T R, Boyd R W. *J. Non. Opt. Phys. Mater.* **5** 387 (1996)
93. Moore T R, Fischer G L, Boyd R W. *J. Mod. Opt.* **45** 735 (1998)
94. Vlad V I, Babin V, Mocofanescu A. *J. Optoelectron. Adv. Mater.* **4** 581 (2002)
95. Мак А А и др. *Лазеры на неодимовом стекле* (М.: Наука, 1990)
96. Valley G. *IEEE J. Quantum Electron.* **22** 704 (1986)
97. Gaeta A L, Boyd R W. *Phys. Rev. A* **44** 3205 (1991)
98. Damzen M, Hutchinson H. *IEEE J. Quantum Electron.* **19** 7 (1983)
99. Dianov E M et al. *Opt. Quantum Electron.* **21** 381 (1989)
100. Boyd R W, Rzaewski K, Narum P. *Phys. Rev. A* **42** 5514 (1990)
101. Chu P, Kanefsky M, Falk J J. *Appl. Phys.* **71** 4653 (1992)
102. Afshaarvahid S, Devrelis V, Munch J. *Phys. Rev. A* **57** 3961 (1998)
103. Бобров С Т и др. *Оптика и спектроскопия* **62** 402 (1987)
104. Грацианов К В и др. *Оптика и спектроскопия* **68** 617 (1990)
105. Бобров С Т, Грейсхус Г И, Туркевич Ю Г *Оптика дифракционных элементов и систем* (Л.: Машиностроение, 1986)
106. Kulikov S M et al. *Proc. SPIE* **1628** 90 (1992)
107. Dolgopolo Yu V et al. *Proc. SPIE* **1980** 23 (1992)
108. Долгополов Ю В и др. *Изв. АН СССР, Сер. физ.* **58** 35 (1994)
109. Kochemasov G G, Starikov F A. *Opt. Commun.* **17** 161 (1999)
110. Dolgopolo Yu V et al., in *Proc. of the Intern. Conf. on LASERS'99* (Eds V J Corcoran, T A Corcoran) (McLean, VA: STS Press, 2000) p. 466
111. Starikov F A et al. *Proc. SPIE* **4353** 202 (2001)
112. Стариков Ф А и др. *Изв. РАН, Сер. физ.* **65** 935 (2001)
113. Dolgopolo Yu et al., in *Technical Digest of CLEO/Europe 2003* (Europhysics Conf. Abstracts, Vol. 27E) Paper CF5-4-FRI
114. Starikov F, Kochemasov G, in *Adaptive Optics for Industry and Medicine. Proc. of the 4th Intern. Workshop, Munster, Germany, Oct. 19-24, 2003* (Springer Proc. in Physics, Vol. 102, Ed. U Wittrock) (Berlin: Springer, 2005) p. 291, DOI:10.1007/3-540-28867-8_30
115. Богачев В А и др. *Квантовая электроника* **42** 531 (2012); Bogachev V A et al. *Quantum Electron.* **42** 531 (2012)
116. Ерошенко В А и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Теор. и приклад. физика* (3) 25 (1990)
117. Starikov F A et al. *Proc. SPIE* **5147** 60 (2003)
118. Starikov F A et al. *Proc. SPIE* **5479** 81 (2004)
119. Kulikov S M et al. *Laser Part. Beams* **17** 765 (1999)
120. Kong H J et al. *Opt. Rev.* **4** 277 (1997)
121. Omatsu T et al. *Laser Part. Beams* **30** 117 (2012)
122. Гаранин С Г и др. *Квантовая электроника* **52** 289 (2022); Garanin S G et al. *Quantum Electron.* **52** 289 (2022)
123. Богачев В А, Немцева А В, Стариков Ф А *ЖТФ* **94** 827 (2024); Bogachev V A, Nemtseva A V, Starikov F A. *Tech. Phys.* **69** 769 (2024)
124. Ораевский А Н *Труды ФИАН* **187** 3 (1988)
125. Starikov F A, Kochemasov G G. *Opt. Commun.* **193** 207 (2001)
126. Starikov F A, Kochemasov G G. *Proc. SPIE* **4403** 217 (2001)
127. Стариков Ф А, в сб. *Нелинейные волны 2006* (Под ред. А В Гапонова-Грехова, В И Некоркина) (Н. Новгород: ИПФ РАН, 2007) с. 206
128. Starikov F A et al. *Proc. SPIE* **7009** 70090E (2008)
129. Копалкин А В и др. *Квантовая электроника* **41** 1023 (2011); Kopalkin A V et al. *Quantum Electron.* **41** 1023 (2011)
130. Aksenov V P et al. *Proc. SPIE* **5894** 589407 (2005)
131. Atuchin V V et al. *Proc. SPIE* **6054** 188 (2006)
132. Багдасаров В Х и др. *Квантовая электроника* **39** 785 (2009); Bagdasarov V Kh et al. *Quantum Electron.* **39** 785 (2009)
133. Fan T Y. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **11** 567 (2005)
134. Bruesselbach H et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **22** 347 (2005)
135. Augst S J et al. *Optics Lett.* **29** 474 (2004)
136. Пырклов Ю Н, Трикшев А И, Цветков В Б *Квантовая электроника* **42** 790 (2012); Pyrkov Yu N, Trikshev A I, Tsvetkov V B. *Quantum Electron.* **42** 790 (2012)
137. Bellanger C et al. *Opt. Lett.* **33** 2937 (2008)
138. Peng W et al. *Micromachines* **12** 1426 (2021)
139. Brauch U et al. *Appl. Phys. B* **128** 58 (2022)
140. Rastogi V, Chaurasia S. *Photonics* **11** 942 (2024)
141. Курков А С, Дианов Е М *Квантовая электроника* **34** 881 (2004); Kurkov A S, Dianov E M. *Quantum Electron.* **34** 881 (2004)
142. Zhou P et al. *Sci. China Technol. Sci.* **60** 1784 (2017)
143. Zervas M N, Codemard C A. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **20** 219 (2014)
144. Dawson J W et al. *Opt. Express* **16** 13240 (2008)
145. Zhu J et al. *Opt. Express* **19** 18645 (2011)
146. Shi W et al. *Appl. Opt.* **53** 6554 (2014)
147. Huang B, Wang J, Shao X. *Photonics* **10** 282 (2023)
148. Huang R K et al. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **19** 209 (2007)
149. Wirth C et al. *Opt. Express* **17** 1178 (2009)
150. Schmidt O et al. *Opt. Lett.* **34** 1567 (2009)
151. Kovalev V I, Harrison R G. *Opt. Lett.* **30** 1375 (2005)
152. Grime B W, Roh W B, Alley T G. *Opt. Lett.* **30** 2415 (2005)
153. Fan T Y. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **11** 567 (2005)
154. Brignon A (Ed.) *Coherent Laser Beam Combining* (New York: Wiley-VCH Verlag, 2013) DOI:10.1002/9783527652778
155. Protz R et al. *Proc. SPIE* **8547** 854708 (2013)
156. Лиханский В В, Напартович А П. *УФН* **160** (3) 101 (1990); Likhanskii V V, Napartovich A P. *Sov. Phys. Usp.* **33** 228 (1990)
157. Высоцкий Д В, Напартович А П. *Квантовая электроника* **49** 989 (2019); Vysotsky D V, Napartovich A P. *Quantum Electron.* **49** 989 (2019)
158. Anderegg J et al. *Proc. SPIE* **6102** 61020U (2006)
159. Yu C et al. *Opt. Lett.* **36** 2686 (2011)
160. Redmond S et al. *Opt. Lett.* **37** 2832 (2012)
161. Thielen P, Ho J, Burchman D. *Opt. Lett.* **37** 3741 (2012)
162. Flores A et al. *Opt. Eng.* **55** 096101 (2016)
163. Yu C X et al. *Elect. Lett.* **42** 1024 (2006)
164. Kansky J E et al. *Proc. SPIE* **6306** 63060G (2006)
165. Goodno G D et al. *Opt. Lett.* **31** 1247 (2006)
166. Marmo J et al. *Proc. SPIE* **7195** 719507 (2009)
167. Vorontsov M A, Kolosov V J. *Opt. Soc. Am. A* **22** 126 (2005)
168. Vorontsov M A, Weyrauch T. *Appl. Opt.* **55** 9950 (2016)
169. Cauwenberghs G, in *Advances in Neural Information Processing Systems* Vol. 5 (Eds S Hanson, J Cowan, C Giles) (San Mateo, CA: Morgan Kaufmann Publ., 1993) p. 244

170. Cauwenberghs G *Analog Integrated Circuits Signal Process.* **13** 195 (1997)
171. Vorontsov M A, Carhart G W, Ricklin J C *Opt. Lett.* **22** 907 (1997)
172. Vorontsov M A, Sivokon V P *J. Opt. Soc. Am. A* **15** 2745 (1998)
173. Brueselbach H et al., in *Conf. on Lasers and Electro-Optics, CLEO, Baltimore, MD, USA, 22–27 May 2005* Vol. 1 (Piscataway, NJ: IEEE, 2005) p. 746, DOI:10.1109/CLEO.2005.201909
174. Weyrauch T et al. *Opt. Lett.* **36** 4455 (2011)
175. Волков В А и др. *Квантовая электроника* **45** 1125 (2015); Volkov V A et al. *Quantum Electron.* **45** 1125 (2015)
176. Fried D L *J. Opt. Soc. Am.* **56** 1380 (1966)
177. Weyrauch T et al. *Opt. Lett.* **41** 840 (2016)
178. Andrews L C, Phillips R L *Laser Beam Propagation through Random Media* 2nd ed. (Bellingham, WA: SPIE Press, 1998)
179. Волков В А и др. *Квантовая электроника* **43** 852 (2013); Volkov V A et al. *Quantum Electron.* **43** 852 (2013)
180. Волков М В и др. *Квантовая электроника* **44** 1039 (2014); Volkov M V et al. *Quantum Electron.* **44** 1039 (2014)
181. Волков М В и др. *Квантовая электроника* **50** 694 (2020); Volkov M V et al. *Quantum Electron.* **50** 694 (2020)
182. Freeman R H, Pearson J E *Appl. Opt.* **21** 580 (1982)
183. Николаев П В, Смирнов А В *Опτικο-механическая промышленность* (11) 47 (1987)
184. Тараненко В Г, Шанин О И *Адаптивная оптика* (М.: Радио и связь, 1990)
185. Рябова Н В, Захаренков В Ф *Опτικο-механическая промышленность* (6) 5 (1992)
186. Борн М, Вольф Е *Основы оптики* (М.: Наука, 1973); Пер. с англ. яз.: Born M, Wolf E *Principles of Optics* (Oxford: Pergamon Press, 1969)
187. Harvey J E, Callahan G M *Proc. SPIE* **141** 50 (1978)
188. Sato T, Ikeda O, Ueda Y *Appl. Opt.* **17** 3945 (1978)
189. Yellin M *Proc. SPIE* **75** 97 (1976)
190. Vdovin G V, Sarro P M *Appl. Opt.* **34** 2968 (1995)
191. Feinleib J, Lipson S G, Cone P E *Appl. Phys. Lett.* **25** 311 (1974)
192. Наумов А Ф, в сб. *Голографические методы в науке и технике* (Л.: ЛФТИ, 1985) с. 216
193. Васильев А А, Компанец И Н, Парфенов А В *Квантовая электроника* **10** 1079 (1983); Vasil'ev A A, Kompanets I N, Parfenov A V *Sov. J. Quantum Electron.* **13** 689 (1983)
194. Naumov A F et al. *Opt. Lett.* **23** 992 (1998)
195. Restaino S R et al. *Opt. Express* **6** 2 (2000)
196. Bifano T G et al. *IEEE J. Select. Top. Quantum Electron.* **5** 83 (1999)
197. Bifano T *Nature Photon.* **5** 21 (2011)
198. Sun J, Xie H *Int. J. Opt.* **2011** 825629 (2011)
199. Holmström S T S, Baran U, Urey H J *Microelectromech. Syst.* **23** 259 (2014)
200. Wang D, Watkins C, Xie H *Micromachines* **11** 456 (2020)
201. Polster H D et al. *Appl. Opt.* **8** 521 (1969)
202. Henderson W D, Sann S V *Proc. SPIE* **179** 51 (1979)
203. Hardy J W, in *National Telecommunications Conf., New Orleans, LA, December 1–3, 1975, Conf. Record* Vol. 1 (New York: IEEE, 1975) p. 6
204. Андрианова И И и др. *Опτικο-механическая промышленность* (10) 30 (1982)
205. Тараненко В Г *Изв. вузов. Физика* (11) 106 (1985); Taranenko V G *Sov. Phys. J.* **28** 938 (1985)
206. Everson J H et al. *Proc. SPIE* **228** 34 (1980)
207. Freeman R H, Garcia H R *Appl. Opt.* **21** 589 (1982)
208. Albertinetti N P, Aldrich R E, Everson J H *Proc. SPIE* **179** 28 (1979)
209. Пирсон Дж, Хансен С, в сб. *Адаптивная оптика* (М.: Мир, 1980) с. 203; Пер. с англ. яз.: Pearson J E, Hansen S J. *Opt. Soc. Am.* **67** 325 (1977)
210. Garcia H R, Brooks L D *Proc. SPIE* **141** 47 (1978)
211. Sato T et al. *Appl. Opt.* **19** 1430 (1980)
212. Sato T et al. *Appl. Opt.* **20** 343 (1981)
213. Fuschetto A *Proc. SPIE* **179** 17 (1979)
214. Андронов В П, Кирчин Г В, Либик Л П *Опτικο-механическая промышленность* (5) 17 (1982)
215. Adelman N T *Appl. Opt.* **16** 3075 (1977)
216. Kokorowski S A *J. Opt. Soc. Am.* **69** 181 (1979)
217. Steinhaus E, Lipson S G *J. Opt. Soc. Am.* **69** 478 (1979)
218. Воронцов М А, Кудряшов А В, Шмальгаузен В И *Изв. вузов. Физика* (8) 11 (1987); Vorontsov M A, Kudryashov A V, Shmal'gauzen V I *Sov. Phys. J.* **30** 650 (1987)
219. Kudryashov A V, Shmalhausen V I *Opt. Eng.* **35** 3064 (1996)
220. Cherezova T Yu, Kaptsov L N, Kudryashov A V *Appl. Opt.* **35** 2554 (1996)
221. Kudryashov A V, Samarkin V V *Opt. Commun.* **118** 317 (1995)
222. Cherezova T Yu et al. *Appl. Opt.* **40** 33 (2001)
223. Baker K L et al. *Opt. Lett.* **29** 47 (2004)
224. Craven-Bartle T V, Dorn R J, Beletic J W *Proc. SPIE* **4007** 444 (2000)
225. Ragazzoni R J. *Mod. Opt.* **43** 289 (1996)
226. Ragazzoni R et al. *Proc. SPIE* **4007** 423 (2000)
227. Hartmann J Z. *Instrumentenkunde* **24** 1 (1904); *Z. Instrumentenkunde* **24** 33 (1904); *Z. Instrumentenkunde* **24** 97 (1904)
228. Shack R B, Platt B C *J. Opt. Soc. Am.* **61** 656 (1971)
229. Fried D L *Radio Sci.* **10** 71 (1975)
230. Sarazin M, Rodier F *Astron. Astrophys.* **227** 294 (1990)
231. Tokovinin A *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **114** 1156 (2002)
232. Антошкин Л В и др. *Оптика атмосферы и океана* **21** 75 (2008)
233. Ковадло П Г и др. *Изв. вузов. Физика* **63** (11) 109 (2020); Kovadlo P G et al. *Russ. Phys. J.* **63** 1952 (2021)
234. Потанин С А и др. *Астрофиз. бюлл.* **77** 241 (2022); Potanin S A et al. *Astrophys. Bull.* **77** 214 (2022)
235. Богачев В А и др. *Письма в ЖЭТФ* **120** 598 (2024); Bogachev V A et al. *JETP Lett.* **120** 573 (2024)
236. Kudryashov A et al. *Appl. Opt.* **54** 4352 (2015)
237. Starikov F A et al. *Opt. Lett.* **32** 2291 (2007)
238. Starikov F A et al. *Opt. Lett.* **34** 2264 (2009)
239. Garanin S G, Starikov F A, Malakhov Yu I, in *Adaptive Optics Progress* (Ed. R K Tyson) (Rijeka: InTech, 2013) p. 147, DOI:10.5772/53328
240. Greenwood D P *J. Opt. Soc. Am.* **67** 390 (1977)
241. Fried D L *J. Opt. Soc. Am. A* **7** 1224 (1990)
242. Karr T J *Appl. Opt.* **30** 363 (1991)
243. Волков М В и др. *Оптика атмосферы и океана* **34** 547 (2021); Volkov M V et al. *Atmos. Ocean. Opt.* **35** 250 (2022)
244. Kudryashov A V et al. *Proc. SPIE* **10772** 250 (2018)
245. Surendran A et al. *J. Astron. Telescop. Instrum. Syst.* **4** 039001 (2018) DOI:10.1117/1.JATIS.4.3.039001
246. Truong T N et al. *Proc. SPIE* **715** 995 (2008)
247. Guyon O et al. *Proc. SPIE* **10703** 469 (2018)
248. Рукосуев А Л и др. *Квантовая электроника* **50** 707 (2020); Rukosuev A L et al. *Quantum Electron.* **50** 707 (2020)
249. Белоусов В Н и др. *Квантовая электроника* **51** 992 (2021); Belousov V N et al. *Quantum Electron.* **51** 992 (2021)
250. Ohland J B et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **13** e29 (2025)
251. Богачев В А и др., в сб. *Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы. XXX Международной симпозиум, Санкт-Петербург, 01–05 июля 2024* (Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2024) с. А255
252. Vorontsov M A et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **13** 1456 (1996)
253. Vorontsov M A et al. *Appl. Opt.* **36** 3319 (1997)
254. Sivokon V P, Vorontsov M A *J. Opt. Soc. Am. A* **15** 234 (1998)
255. Vorontsov M A *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 356 (2002)
256. Vorontsov M A et al. *J. Opt. Soc. Am. A* **17** 1440 (2000)
257. Weyrauch T, Vorontsov M A *Appl. Opt.* **44** 6388 (2005)
258. Гаранин С Г и др. *Автометрия* **48** (2) 30 (2012); Пер. на англ. яз.: Garanin S G et al. *Optoelectron. Instrum. Process.* **48** 134 (2012)
259. Garanin S et al., in *Advances in Science and Technology* Vol. 82 (Baech, Switzerland: Trans Tech Publ., 2013) p. 75, DOI:10.4028/www.scientific.net/AST.82.75
260. Гаранин С Г и др. *Оптика атмосферы и океана* **26** 427 (2013)
261. Хохлов С В и др., в сб. *Труды РФЯЦ–ВНИИЭФ* Вып. 19, Ч. 2 (Саров: РФЯЦ–ВНИИЭФ, 2014) с. 380
262. Богачев В А и др. *Оптика атмосферы и океана* **29** 934 (2016); Bogachev V A et al. *Atmos. Ocean. Opt.* **30** 191 (2017)
263. Гаранин С Г и др. *Докл. РАН. Физика и технические науки* (2025) в печати
264. Wizinowich P *Contemp. Phys.* **56** 432 (2015)
265. D'Orgeville C, Fetzter G *J. Proc. SPIE* **9909** 99090R (2016) DOI:10.1117/12.2234298
266. Hippler S *J. Astron. Instrum.* **8** 1950001 (2019)

267. Guo Y et al. *Opto-Electron. Adv.* **5** 200082 (2022)
268. Rao C et al. *PhotonIX* **5** 16 (2024)
269. Miller G H, Moses E I, Wuest R C *Opt. Eng.* **43** 2841 (2004)
270. Dunne M *Nature Phys.* **2** 2 (2006)
271. Belkov S A, Garanin S G, Shagalkin Yu V, in *Proc. of the Intern. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics and Conf. on Lasers, Applications, and Technologies, ICONO/LAT 2013, Moscow, Russia, 2013*, p. 94
272. Гаранин С Г и др. *Вестник РАН* **91** 435 (2021); Garanin S G et al. *Herald Russ. Acad. Sci.* **91** 250 (2021)
273. Yang Z P et al. *Opto-Electron Eng.* **45** 180049 (2018)
274. Andre M L *Proc. SPIE* **3047** 38 (1997)
275. Wattellier B et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 1632 (2003)
276. Zacharias R A et al. *Opt. Eng.* **43** 2873 (2004)
277. Danson C N et al. *Nucl. Fusion* **44** S239 (2004)
278. Бокало С Ю и др. *Квантовая электроника* **37** 691 (2007); Bokalo S Yu et al. *Quantum Electron.* **37** 691 (2007)
279. Zou J P et al. *Appl. Opt.* **47** 704 (2008)
280. Sueda K et al. *Plasma Phys. Fusion Technol. Laser Soc. Jpn.* **37** 45 (2009)
281. Grosset-Grange C et al. *Proc. SPIE* **6584** 658403 (2007)
282. Sutton S B et al. *Proc. SPIE* **3492** 665 (1999)
283. Бельков С А и др. *Квантовая электроника* **53** 873 (2023); Пер. на англ. яз.: Belkov S A et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **51** S165 (2024)
284. Бельков С А и др. *Квантовая электроника* **55** 1 (2025); Пер. на англ. яз.: Belkov S A et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **52** S377 (2025)
285. Major Z et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **12** e39 (2024)
286. Zou J-P, Wattellier B, in *Topics in Adaptive Optics* (Ed. R Tyson) (London: InTech, 2012) p. 95, DOI:10.5772/31750
287. Druon F et al. *Opt. Lett.* **23** 1043 (1998)
288. Baumhacker H et al. *Opt. Lett.* **27** 1570 (2002)
289. Akahane Y et al. *Rev. Sci. Instrum.* **77** 023102 (2006)
290. Fourmaux S et al. *Opt. Express* **16** 11987 (2008)
291. Коржиманов А В и др. *УФН* **181** 9 (2011); Korzhimanov A V et al. *Phys. Usp.* **54** 9 (2011)
292. Chu Y et al. *Opt. Lett.* **40** 5011 (2015)
293. Sung J H et al. *Opt. Lett.* **42** 2058 (2017)
294. Danson C N et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **7** e54 (2019)
295. Li Y et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **13** e12 (2025)
296. Di Piazza A et al. *Rev. Mod. Phys.* **84** 1177 (2012)
297. Li Z, Leng Y, Li R *Laser Photon. Rev.* 2100705 (2022)
298. Хазанов Е А и др. *Квантовая электроника* **53** 95 (2023); Пер. на англ. яз.: Kostyukov I Yu et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **50** S635 (2023)
299. Khazanov E et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **11** e78 (2023)
300. Chvykov V *Encyclopedia* **4** 1236 (2024)
301. Wattellier B et al. *Rev. Sci. Instrum.* **75** 5186 (2004)
302. Соловьев А А и др. *Квантовая электроника* **50** 1115 (2020); Soloviev A A et al. *Quantum Electron.* **50** 1115 (2020)
303. Samarkin V et al. *Appl. Sci.* **12** 1144 (2022)
304. Yoon J W et al. *Optica* **8** 630 (2021)
305. Habara H et al. *Opt. Lett.* **35** 1783 (2010)
306. Samarkin V et al. *High Power Laser Sci. Eng.* **4** e4 (2016)
307. Котов А В и др. *Квантовая электроника* **51** 593 (2021); Kotov A V et al. *Quantum Electron.* **51** 593 (2021)
308. Soloviev A et al. *Opt. Express* **30** 40584 (2022)
309. Martyanov M et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **39** 1936 (2022)

Nonlinear and linear adaptive optics for laser beam correction

S.G. Garanin^(1,a), F.A. Starikov^(1,2,b)

⁽¹⁾ Russian Federal Nuclear Center—All-Russian Research Institute, prosp. Mira 37, 607188 Sarov, Nizhny Novgorod region, Russian Federation

⁽²⁾ Sarov Physical and Technical Institute — branch of National Research Nuclear University MEPhI, ul. Dukhova 6, 607186 Sarov, Nizhny Novgorod region, Russian Federation

E-mail: ^(a) SGGaranin@vniief.ru, ^(b) FAStarikov@vniief.ru

The review is devoted to the research and applications of nonlinear and linear adaptive optics to improve the quality of high power laser beams, including the conditions of its propagation in optically inhomogeneous media. The application of nonlinear adaptive optics is associated with the phase conjugation (wavefront reversal) at stimulated Brillouin scattering in focused beams. The problems of obtaining the high-quality wavefront self-reversal and achieving the diffraction-limited radiation divergence are considered using the example of a two-pass explosive photodissociation iodine laser created at the dawn of quantum electronics and largely determined the energy horizons of its evolution. Linear adaptive optics is associated with an active effect on the radiation phase using methods based both on phase determination and on optimization algorithms. In the case of multichannel lasers, the problem of coherent beam combination is considered, and in the case of a single-channel laser, wavefront control using deformable mirrors is considered. Features of adaptive phase control in the case of continuous and pulsed radiation are discussed.

Keywords: high-power lasers, stimulated Brillouin scattering, adaptive optics, phase combining of laser beams

PACS numbers: **42.55.**–f, 42.60.By, 42.65.Es, 42.65.Hw, 42.68.Wt

Bibliography — 309 references

Received 29 June 2025

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **196** (3) 303–329 (2026)

Physics – Uspekhi **69** (3) (2026)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2025.04.039958>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2025.04.039958>