

К. П. КОМАРОВ, А. С. КУЧЬЯНОВ, В. Д. УГОЖАЕВ

(Новосибирск)

ТВЕРДОТЕЛЬНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ВОСПРОИЗВОДИМЫХ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА ПИКОСЕКУНДНОЙ И СУБПИКОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТЕЙ

Введение. Последние годы ознаменовались значительным прогрессом в развитии методов генерации ультракоротких импульсов (УКИ) света. В настоящее время получены рекордные длительности в 6 фс*, что составляет всего лишь три колебания световой волны [1]. Приближение к фундаментальному пределу означает, что дальнейшее совершенствование генераторов УКИ будет связано главным образом с улучшением энергетических характеристик, повышением надежности, практичности, простоты эксплуатации и т. д. Именно такого развития требуют разнообразные приложения генераторов УКИ в различных областях физики, естествознания, техники. Нелинейная оптика, локация, зондирование атмосферы, связь, исследование быстротекущих процессов в физике твердого тела, химии, биологии — вот далеко не полный перечень таких приложений.

Высокая несущая частота светового поля и как следствие его большая информационная емкость делают естественной идею использования оптических методов в быстрой обработке информации. Одно из направлений реализации этой идеи связано с динамической голографией, где для записи и считывания используются УКИ задающего генератора (см., например, [2]). Скорость обработки информации в таких системах определяется длительностью импульсов. Другое направление связано с формированием пространственно-временной структуры поля, несущей информационную нагрузку, в различных пассивных системах — резонаторах с нелинейными фильтрами, находящихся под действием внешнего излучения. Концентрированное выражение эта идея нашла в разработке оптических цифровых компьютеров [3]. Следует отметить, что при реализации таких систем приходится сталкиваться со всем комплексом проблем, возникающих при создании генераторов УКИ: поиском нелинейных фильтров, имеющих подходящие интенсивности насыщения, разработкой быстросрабатывающих модуляторов, нейтрализацией эффектов дисперсионного расплывания поля, приводящих к размытию формируемой пространственно-временной структуры излучения, преодолением тепловых перегрузок, подавлением различных типов неустойчивостей, возникающих в таких системах, и прочее.

Настоящая публикация посвящена обзору работ по твердотельным генераторам воспроизводимых УКИ света, выполненных в основном ее авторами и показывающих, что решение комплекса перечисленных выше проблем приводит к созданию лазеров с уникальными параметрами.

Твердотельные генераторы обладают рядом достоинств, которые выгодно отличают их от других типов лазеров. Они имеют хорошие энергетические характеристики, могут работать в режиме гигантского импульса, при неблагоприятных внешних условиях, компактны, обладают высокой энергетической эффективностью, надежностью, технологичностью и т. д. Недостатком твердотельных генераторов УКИ пикосекундной длительности (а такие длительности достигаются лишь в режиме пассивной синхронизации мод (ПСМ)) являлась невозможность воспроизводимости параметров выходного излучения. Причем не воспроизводились не только форма импульсов или их спектральные характеристики, но и количество вы-

* Такие длительности достигаются в лазерах на красителе с последующей волоконно-решеточной компрессией.

бросов на аксиальном периоде. Это обстоятельство связано с так называемой «флуктуационной картиной формирования УКИ», главными чертами которой являются неустойчивость стационарного режима и как следствие принципиальное влияние флуктуаций спонтанного излучения на выходные характеристики лазера [4—6]. Преодоление этого недостатка оказалось возможным благодаря новому режиму генерации твердотельных лазеров — режиму стационарных импульсов, предложенному и исследованному теоретически и экспериментально в [7—11]. Суть его заключается в подавлении неустойчивостей, специфичных для твердотельных генераторов с ПСМ. В результате эти лазеры по свойствам переходного процесса и устанавливающегося режима генерации становятся аналогичными лазерам на красителе: переходная эволюция излучения в резонаторе заканчивается одиночным стационарным импульсом с воспроизводимыми характеристиками, определяемыми параметрами системы. Другой особенностью такого режима является возможность с используемыми в настоящее время пассивными модуляторами генерировать УКИ субпикосекундной длительности [10, 12].

В обзоре анализируются ограничения, определяющие предельно малые длительности генерируемых импульсов, и способы преодоления этих ограничений. Рассматривается схема быстросрабатывающего затвора, дающая принципиальную возможность при работе с широкополосными усиливающими средами (типа александрита, стекла с примесью неодима и др.) перейти в фемтосекундный диапазон длительностей. Анализируются условия возникновения неустойчивости, связанной с фазовой модуляцией УКИ, а также спектрально-временные характеристики фазомодулированных импульсов. Обсуждаются альтернативные методы повышения воспроизводимости УКИ твердотельных лазеров.

Представленная теория строится на основе самосогласованных уравнений Максвелла и материальных уравнений для усиливающей среды, насыщающегося поглотителя (НП) и других внутррезонаторных элементов. Теоретическое описание генерации УКИ является по существу задачей о распространении и эволюции импульсов в средах с частотной дисперсией и нелинейностью как мнимой, так и действительной части комплексной диэлектрической проницаемости. Причем нелинейность может быть как инерционной, так и безынерционной. Обсуждаются особенности ПСМ в режиме сталкивающихся импульсов, в частности возникновение явления бистабильности и мультистабильности. При исследовании направления переходной эволюции и свойств устанавливающейся генерации эффективным оказался метод L -функционалов Ляпунова. Проведено сравнение теоретических результатов с имеющимися результатами эксперимента.

Экспериментальные исследования проводились с лазерами на рубине и фосфатном стекле с примесью неодима. Стабилизация режима стационарных импульсов достигалась инерционной отрицательной обратной связью (ИООС), отслеживающей усредненную по аксиальному периоду интенсивность.

1. Теория. Не ставя своей целью дать существующую на сегодняшний день полную теоретическую картину генерации УКИ света во всех ее деталях и обобщениях, остановимся лишь на тех фрагментах этой картины, которые являются ключевыми во взаимодействии с экспериментом, направленным на создание твердотельных генераторов предельно коротких воспроизводимых импульсов. Такой подход, не отягощенный излишней детализацией, позволяет проследить логику развития данной области лазерной физики и более адекватно оценить ее перспективы.

1.1. Стабилизация режима стационарных импульсов в твердотельных лазерах с пассивной синхронизацией мод. Суть «флуктуационной картины формирования УКИ» в твердотельных лазерах с ПСМ заключается в следующем. На первом этапе генерации после выполнения пороговых условий в резонаторе происходит нарастание начальной спонтанной затравки поля. Более интенсивные флуктуационные выбросы излучения

в большей степени просветляют НП и имеют большие приращения. Так из первоначального шума происходит выделение более интенсивных импульсов. Однако этот процесс продолжается довольно короткое время. Рост интенсивности вызывает просветление НП и соответствующее увеличение добротности резонатора. В результате высвечивается гигантский импульс, снимающий инверсию в усиливающей среде, и генерация прекращается, до того как закончится формирование УКИ. Как следствие, на спектрально-временные характеристики выходного излучения в значительной степени налагаются флуктуации первоначального спонтанного шума. В связи с этим обстоятельством были предложены различные схемы улучшения воспроизводимости генерируемых импульсов: инжекция в резонатор когерентной затравки (для устранения влияния первоначального спонтанного шума), расширение светового пучка в НП (для удлинения этапа линейного развития, в котором происходит селектирование наиболее интенсивных выбросов) и другие (более подробно см. в разд. 3). Однако для широкого спектра приложений полученные результаты не были удовлетворительны, и проблема воспроизводимости УКИ продолжала привлекать пристальное внимание исследователей.

В [7, 8, 13] была предложена и теоретически исследована ПСМ твердотельного лазера в режиме стационарных импульсов, который стабилизировался ИООС — вводимыми в резонатор дополнительными потерями, величина которых определялась усредненной по аксиальному периоду интенсивностью. Предсказывалось появление с единичной вероятностью одиночного на аксиальном периоде импульса с воспроизводимыми формой, спектром и энергией (аналогично лазеру на красителе с ПСМ, в котором роль ИООС достаточно эффективно играет насыщение усиления [14]).

В системе координат движущегося импульса уравнения для медленной амплитуды поля E и инверсной заселенности усиливающей среды N в модели однонаправленной генерации кольцевого лазера имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial \tau} E = D \frac{\partial^2}{\partial z^2} E + \frac{1}{2} \left(\mathcal{D}N - \sigma_0 - \sigma_f \langle |E|^2 \rangle - \frac{q}{1 + \kappa |E|^2} \right) E; \quad (1a)$$

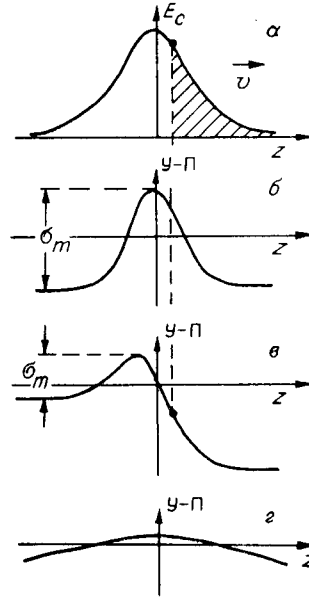
$$\frac{\partial}{\partial \tau} N + \gamma(N - N^l) = -\mathcal{D}N \langle |E|^2 \rangle, \quad (1б)$$

где D — параметр, характеризующий диффузионное расплывание импульсов, связанное с частотной дисперсией усиления и потерь внутрирезонаторных селективных элементов; \mathcal{D} — коэффициент Эйнштейна для индуцированного испускания; σ_0 — линейные резонаторные потери; γ — обратное время релаксации усиления; γN^l — скорость накачки. Слагаемое, пропорциональное q , описывает безынерционные нелинейные потери в НП (здесь время релаксации НП предполагается малым по сравнению с длительностью импульсов); скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по аксиальному периоду. Слагаемое, пропорциональное σ_f , описывает нелинейные потери ИООС.

При выполнении пороговых условий синхронизации мод уравнения (1а, б) имеют стационарное решение в виде одиночного на аксиальном периоде импульса (рис. 1, а, б). В случае безынерционного НП характерный интервал нарастания и спада профиля усиления-потерь определяется длительностью импульса, а контрастность σ_m (см. рис. 1) — изменением потерь в пассивном фильтре, связанным с насыщением поглощения. Поле генерируется в центральной части импульса, где усиление больше потерь, а затем из-за расплывания, связанного с частотной дисперсией усиления-потерь, перемещается на фронты импульса, где усиление меньше поглощения, и там затухает. Динамическое равновесие между этими процессами определяет стационарный профиль импульса. Его протяженность обусловлена скоростью дисперсионного расплывания и контрастностью профиля усиления-потерь.

Рис. 1. Пространственный профиль импульса, распространяющегося в резонаторе со скоростью v (a), и связанный с ним усредненный за аксиальный период пространственный профиль разности усиления и потерь ($\gamma - \Pi$) ($b - \varepsilon$):

b — безынерционный НП; ε — инерционный НП; ε — для сравнения приведен профиль усиления-потерь в случае активной синхронизации мод. При совпадении периода модуляции резонаторной добротности с аксиальным периодом потери минимальны для максимума импульса и нарастают на фронтах. Профиль усиления-потерь характеризуется слабым контрастом, что обусловлено медленным изменением потерь в модуляторе



Как показывает проведенный анализ, при отсутствии частотной дисперсии и нелинейности показателя преломления ($\text{Im } D = 0$, $\text{Im } q = 0$) неустойчивость такого стационарного решения может быть связана только с раскачкой автоколебаний инверсия — поле, обусловленной положительной обратной связью, создаваемой НП [7, 8]. При введении достаточно сильной ИООС этот вид неустойчивости подавляется. Других неустойчивостей в рассматриваемой модели не возникает. При слабом насыщении фильтра стационарный импульс имеет форму гиперболического секанса с длительностью, определяемой соотношением

$$\tau_n = \frac{1}{\Gamma} \sqrt{\frac{2(\sigma_0 + q)}{q\kappa |E_0|^2}} = \frac{1}{\Gamma} \sqrt{\frac{2\sigma_n}{\sigma_n}}, \quad (2)$$

где Γ — обратное время поперечной релаксации усиливающей среды (ширина полосы усиления); E_0 — пиковая амплитуда; $\sigma_n = \sigma_0 + q$ — линейные потери; $\sigma_n = q\kappa |E_0|^2$ — нелинейные потери НП. Пиковая амплитуда может быть выражена через параметры задачи, однако представленный вид более удобен для сопоставления с экспериментом. Слабая корневая зависимость в (2) означает, что уже при малых нелинейных потерях в НП могут быть достигнуты длительности, близкие к предельным, определяемым шириной полосы усиления. В то же время потери ИООС $\sim \sigma_n$, достаточные для стабилизации стационарного режима, несущественно ухудшают энергетические характеристики лазерной системы.

Параметры стационарного импульса можно варьировать введением в резонатор селективных элементов, плотностью НП, степенью фокусировки излучения в НП. В теоретической модели это приводит к изменению величин D , q , κ соответственно. В отличие от режима гигантского импульса в обсуждаемой схеме ПСМ продолжительность генерации определяется временем накачки. Как показал проведенный анализ, переходный процесс к режиму стационарных импульсов вполне реализуем и для твердотельных лазеров с импульсной накачкой.

Результаты экспериментальных исследований рассмотренного здесь режима стационарных УКИ света представлены в разд. 2.

Путь получения воспроизводимых импульсов, связанный со стабилизацией стационарного режима, представляется прямолинейным и естественным. И то, что он был найден не сразу, по-видимому, в значительной степени связано с необходимостью кардинального отхода от режима гигантского импульса, с изменением геометрии резонатора, режима работы НП, с введением в лазер дополнительного элемента — ИООС. Для преодоления этого «барьера нестационарности» потребовалось достаточно продолжительное накопление знаний о поведении таких систем.

1.2. О переходной эволюции ПСМ. Покажем, что при ПСМ в модели, рассмотренной в предыдущем подразделе, эффекты насыщения фильтра и частотной дисперсии усиления-потерь не могут привести ни

деляемой уравнениями (1), выберем функцию [14]

$$\sigma_y = \frac{g}{1 + \chi \langle |E|^2 \rangle}. \quad (3)$$

В этом случае для (1) справедливо соотношение

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left\{ \int_V \left[2D \left| \frac{\partial E}{\partial z} \right|^2 + \sigma_0 |E|^2 + \frac{g}{\chi} \ln(1 + \chi |E|^2) \right] dz - \right. \\ \left. - \frac{g}{\chi} \ln \left(1 + \chi \int_V |E|^2 dz \right) \right\} = -4 \int_V |\dot{E}|^2 dz, \end{aligned} \quad (4)$$

где V — объем резонатора. В силу отрицательности правой части (4) значение L -функционала, стоящего под знаком производной по времени, в процессе эволюции системы может только убывать. Всякое движение в конце концов должно прекратиться ($|\dot{E}|^2 = 0$), когда функционал достигнет своего локального минимума (это неизбежно, поскольку он ограничен снизу). Анализ показывает, что при выполнении пороговых условий ПСМ локальный минимум L -функционала достигается лишь для одиночного на аксиальном периоде стационарного импульса, т. е. из любых начальных условий система переходит в режим одиночного стационарного импульса [15, 16] в соответствии с экспериментальными результатами, представленными в подразд. 2.2 (см. рис. 4, 5).

1.3. О предельной длительности УКИ при синхронизации мод инерционным НП. Широкополосные среды типа александрита могут обеспечить эффективное усиление в спектральной полосе, которая соответствует длительности импульсов вплоть до 10 фс. Существующие в настоящее время НП с приемлемыми интенсивностями насыщения имеют времена релаксации порядка пикосекунды и более. В лазерах на красителях использование таких фильтров позволяет генерировать импульсы длительностью ~ 50 — 100 фс. Синхронизация мод в этих системах идет по схеме инерционного НП (релаксацией фильтра на длительностях импульса можно пренебречь): передний фронт импульса формируется за счет насыщения потерь в фильтре, а задний — за счет насыщения усиления (см. рис. 1, а, в). В этом случае степень насыщения каждого оптического центра определяется энергией той части импульса, которая уже успела провзаимодействовать с ним. При прохождении через импульс (на рисунке справа налево) в первую очередь в силу большего сечения взаимодействия происходит просветление оптических центров НП. Так формируется передний фронт профиля усиления-потерь. Последующий сброс инверсии активных центров усиливающей среды приводит к формированию заднего фронта. Характерный интервал нарастания — спада профиля определяется длительностью импульса.

Каких же длительностей УКИ можно достичь, используя такую схему синхронизации мод для твердотельных лазеров с широкополосными усиливающими средами? Поскольку при однократном взаимодействии с импульсом усиление в твердотельных активных средах уменьшается всего лишь на величину 10^{-4} — 10^{-5} от порогового значения, что соответствует весьма слабому контрасту профиля усиления-потерь σ_m (см. рис. 1, в), то на достижение предельно малых длительностей, определяемых шириной полосы усиления, в этих системах рассчитывать не приходится. Оценки показывают, что длительность стационарных импульсов определяется соотношением

$$\tau_n \approx 1/\Gamma \sqrt{\sigma_n/\sigma_m}. \quad (5)$$

Поэтому в такой схеме ПСМ для лазеров на александрите можно считать лишь на длительности ~ 1 пс вместо предельной ~ 10 фс [17].

Тем не менее и для широкополосных твердотельных усиливающих сред есть принципиальная возможность достичь предельных длительностей, определяемых шириной полосы усиления, если, наряду с инерционным НП, использовать инерционный затемняющийся фильтр [18]. Просветляя передним фронтом НП, импульс открывает такой комбинированный затвор. На заднем фронте импульса из-за увеличения поглощения в затемняющемся фильтре происходит его закрытие. За время обхода импульса по резонатору затвор релаксирует к своему первоначальному состоянию. Возникающая модуляция потерь приводит к эффективному сжатию импульса аналогично схеме, представленной на рис. 1, а, в. Одновременно и независимо такой комбинированный модулятор был предложен в [19] (см. также [17, 20]). В основе работы затемняющегося поглотителя могут лежать различные эффекты. Одним из них является двухступенчатое поглощение в трехуровневых оптических центрах, в которых вероятность индуцированного перехода со второго уровня на третий больше, чем с основного на второй. Следует отметить, что одновременно затемняющийся фильтр может играть роль ИООС, стабилизирующей режим стационарных импульсов.

1.4. Об ограничении на длительность УКИ, связанном с конечностью времени релаксации НП. Итак, для реальных твердотельных лазеров с широкополосными усиливающими средами из двух параметров (ширина полосы усиления и время релаксации НП) предельная длительность УКИ главным образом определяется последним (синхронизация мод с использованием затемняющегося фильтра здесь не рассматривается). На сколь короткие длительности по сравнению с временем релаксации НП можно рассчитывать? Чтобы ответить на этот вопрос, нужно перейти от двух предельных случаев безинерционного и инерционного НП, рассматривавшихся в предыдущих подразделах, к учету конечности времени релаксации пассивного фильтра.

В [21] проводилось решение численными методами такой задачи в модели бесконечно широкой полосы усиления и специфической обратной связи, удерживающей пиковую интенсивность на строго фиксированном уровне. Были получены предельные длительности в 6 раз короче времени релаксации НП. В чем физическая интерпретация этого результата? Поскольку в проведенном численном эксперименте пиковая интенсивность удерживалась на фиксированном уровне, то сокращение длительности в процессе эволюции вело к уменьшению энергии импульса. Когда же его длительность становилась меньше времени релаксации, то соответственно уменьшалась и модуляция потерь в НП (при таких длительностях насыщение поглощения определяется не пиковой интенсивностью, а энергией импульса), что приводило сначала к замедлению, а затем и к полному прекращению процесса сжатия импульса. Этим и объясняется, что при бесконечно широкой полосе усиления длительность импульса всего лишь в 6 раз меньше времени релаксации НП. Для интерпретации экспериментов с ИООС, отслеживающей усредненную по аксиальному периоду интенсивность лазерного излучения (т. е. энергию поля, запасенную в резонаторе, а не пиковую интенсивность) [22], эта модель неприемлема.

Для решения задачи об ограничении на предельную длительность УКИ, связанном с конечностью времени релаксации НП, уравнение (1а) необходимо модифицировать следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial \tau} E + v \varepsilon \frac{\partial}{\partial z} E = D \frac{\partial^2}{\partial z^2} E + \frac{1}{2} (\mathcal{D}N - \sigma + Gn) E; \quad (6a)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} n - v \frac{\partial}{\partial z} n + \gamma_{\Phi} (n + n^i) = -nG |E|^2, \quad (6b)$$

где $\varepsilon = (c - v)/v$; n — разность заселенности верхнего и нижнего уровней оптических центров НП, а n^i — ее равновесное значение в отсут-

стве поля; γ_{ϕ} — обратное время релаксации пассивного фильтра; G — коэффициент Эйнштейна для поглощения. Резонаторные потери σ_0 и потери, связанные с ИООС, включены в σ .

Экспериментально реализуемый режим стационарных импульсов соответствует устойчивому стационарному решению системы уравнений (6), (16), для которого выполнено условие цикличности [7, 8]. Задача о нахождении такого стационарного состояния и об анализе его зависимости от параметров лазерной системы еще ждет своего решения.

1.5. *Фазовая модуляция стационарных импульсов.* Нелинейность и частотная дисперсия показателя преломления приводят к фазовой модуляции УКИ. Следствием этого эффекта является изменение длительности стационарных импульсов и возникновение в определенных условиях их неустойчивости. Найдем стационарную амплитуду поля и соответствующий ей спектральный профиль излучения. Уравнение для медленной амплитуды поля имеет вид [17, 18]

$$\frac{\partial}{\partial t} E - \left(f - g \int_z^{+\infty} I dz' \right) \frac{\partial}{\partial z} E = \left[D \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \left(i\delta + \frac{\sigma_p}{2} \right) + (d - ib) I + \right. \\ \left. + A \int_z^{+\infty} I dz' - B \left(\int_z^{+\infty} I dz' \right)^2 \right] E, \quad (7)$$

где $I = |E|^2$. Здесь D комплексна, ее мнимая часть описывает частотную дисперсию показателя преломления. Второе слагаемое в квадратных скобках определяет пространственно однородные составляющие усиления-потерь σ_p и показателя преломления δ . Третье слагаемое связано с безынерционной нелинейностью в поглощении dI и показателе преломления ibI . Последние два слагаемых описывают пространственные профили усиления-потерь и показателя преломления, определяемые усиливающей средой, инерционным НП, а также инерционным затемняющимся фильтром (A, B комплексны). Второе слагаемое левой части связано с отстройкой скорости импульса от групповой скорости поля. Величины D, g, d, b, A, B являются параметрами лазерной системы. Уравнение (7) получено в приближении слабого насыщения (за один проход) усиления и поглощения и описывает генерацию поля в модели безынерционного НП, инерционного НП и их комбинации.

Стационарное решение уравнения (7) имеет вид

$$E_c(z) = E_0 \operatorname{sech}(\beta z) \exp \left(-i\alpha\beta \int_0^z \operatorname{th} \beta z' dz' \right) E_0 \operatorname{sech}^{1+i\alpha}(\beta z). \quad (8)$$

Пиковая амплитуда импульса E_0 , его обратная протяженность β , параметр фазовой модуляции α связаны с параметрами лазерной системы алгебраическими уравнениями, анализ которых проводился в [17, 18].

В случае достаточно большой фазовой модуляции $\alpha \geq 1$ (возникающей, например, при условии попадания центральной частоты генерируемого поля на крыло спектрального профиля поглощения в НП) стационарный режим оказывается неустойчивым [17]. Механизм неустойчивости связан со следующим обстоятельством. При фазовой модуляции происходит отстройка несущей частоты поля от максимума полосы усиления, поэтому снижается эффективность взаимодействия поля с усиливающей средой. Если фазовая модуляция велика ($\alpha \geq 1$), то для поддержания стационарной генерации линейное усиление необходимо повысить настолько, что полный коэффициент усиления (включающий потери) становится больше нуля не только для центральной части импульса (см. рис. 1), но и во всем объеме резонатора. В результате малые возмущения поля вне объема импульса заведомо будут нарастать во времени, что приведет к срыву стационарной генерации.

Из вышеизложенного следует, что если в эксперименте реализуется режим стационарных импульсов, то из факта его устойчивости можно сделать оценку для верхней границы степени фазовой модуляции устанавливающихся УКИ.

В случае инерционной нелинейности показателя преломления (в отличие от безынерционной) рост фазовой модуляции УКИ в переходном процессе сопровождается дрейфом несущей частоты поля [17] типа представленного на рис. 7, а (см. разд. 2).

Спектральный профиль стационарного импульса (8) имеет следующий вид [17]:

$$|E(\omega)|^2 = \frac{\pi^2 E_0^2 \operatorname{sh} \pi \alpha}{\alpha \beta^2 \left(\operatorname{ch} \pi \alpha + \operatorname{ch} \frac{\pi \omega}{v \beta} \right)}. \quad (9)$$

1.6. Взаимодействие встречных волн в НП. Взаимодействие встречных волн в насыщающемся поглотителе в кольцевом (так называемый режим сталкивающихся импульсов) и линейном лазерах приводит к определенным особенностям в переходном процессе и устанавливаемом режиме генерации. В модели безынерционного НП, а также усиления и ИООС, определяемых зависимостью (3), уравнения для эволюции амплитуд встречных полей имеют вид [23].

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \tau} E_{\pm} = & \left\{ D \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{1}{2} \left[\frac{g}{1 + \kappa(\langle I_+ \rangle + \langle I_- \rangle)} - \sigma_0 \right] - \frac{q}{2} \times \right. \\ & \left. \times \left[\frac{1}{1 + \kappa(I_+ + I_-)} \frac{1}{\sqrt{1 - a^2}} - \frac{1}{2\kappa I_{\pm}} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - a^2}} - 1 \right) \right] \right\} E_{\pm}, \quad (10) \end{aligned}$$

где $I_{\pm} = |E_{\pm}|^2$; $a = 2\kappa |E_+| |E_-| [1 + \kappa(I_+ + I_-)]^{-1}$. Слагаемое, пропорциональное $(2\kappa I_{\pm})^{-1}$, во вторых квадратных скобках связано со взаимным брэгговским рассеянием встречных волн на выжигаемой ими пространственной решетке потерь в НП.

Анализ эволюции поля в кольцевом лазере, проведенный на основе метода L -функционалов Ляпунова, показывает, что из любых начальных условий система переходит в режим двух одинаковых стационарных импульсов, сталкивающихся в НП [24]. Уравнения (10) могут быть модифицированы и для линейного лазера. В этом случае при расположении НП в центре резонатора переходный процесс также завершается режимом двух одинаковых импульсов, сталкивающихся в фильтре. Когда пассивный фильтр находится на одном из зеркал, переходная эволюция заканчивается одиночным на аксиальном периоде стационарным импульсом. При прочих расположениях НП переходный процесс завершается одиночным импульсом в случае слабого насыщения фильтра. Однако при сильных насыщениях, когда $\kappa I \gg 5$, в зависимости от начальных условий может установиться один импульс, два, три и т. д., разнесенные между собою на интервал, равный двойному расстоянию от НП до концевого зеркала, т. е. возникает явление бистабильности и мультистабильности [24]. Многоимпульсная генерация, по-видимому, соответствует эффекту размножения УКИ в НП при ПСМ в режиме гигантского импульса [25].

Теоретический анализ выявляет также следующие особенности переходного процесса. В начале генерации, когда на аксиальном периоде импульсов много и интенсивность каждого из них мала, селективируются в первую очередь наиболее интенсивные среди импульсов, не сталкивающихся в НП. На завершающем этапе селекции происходит отбор более интенсивного из сталкивающихся импульсов [23, 26]. На спектральной развертке рис. 3 (см. разд. 2) такая последовательность в селекции проявляется в формировании линейчатой структуры спектра с последующим ее замытием.

2. Эксперимент. Режим стационарных УКИ экспериментально исследовался нами в лазерах на рубине [9, 10, 26] и на неодимовом фс-

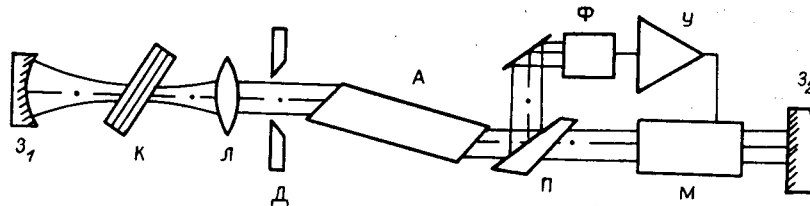


Рис. 2. Оптическая схема исследованного лазера:

Z_1 — вогнутое сферическое резонаторное зеркало с радиусом кривизны 22 и 30 см (в рубиновом и неодимовом лазерах соответственно); Z_2 — плоское резонаторное зеркало; Д — диафрагма, предотвращающая выход в генерацию поперечных мод; А — активный элемент (рубин РЛ2Б $\varnothing 5,5 \times 75/115$ мм или неодимовое стекло марки ГПС-22 $\varnothing 5 \times 100$ мм); Л — линза с фокусным расстоянием ≈ 10 см; К — кювета с раствором просветляющегося красителя; П — стеклянный лучерасщепитель; Ф — фотодетектор системы ИООС; У — электронный усилитель; М — электрооптический модулятор с поляризатором, смонтированные по четвертьволновой схеме

фатном стекле [11, 27] с импульсной накачкой. В качестве ИООС, стабилизовавшей стационарный режим, использовалась оптоэлектронная система с внутрирезонаторным электрооптическим затвором. Время установления сигнала в электрическом тракте системы составляло несколько аксиальных периодов, что обеспечивало введение в резонатор дополнительных потерь, хорошо отслеживающих среднюю за аксиальный период интенсивность излучения. Генерацию твердотельного лазера в обсуждаемой схеме ПСМ можно разделить на два последовательных этапа: переходный процесс и устанавливающийся режим.

2.1. *Экспериментальная установка.* Оптическая схема, представленная на рис. 2, идентична для обоих исследованных лазеров. Резонатор, образованный плоским (Z_2) и сферическим (Z_1) плотными зеркалами, имел длину $\approx 1,5$ (неодимовый лазер) и ≈ 2 м (рубиновый лазер). Для осуществления ПСМ в качестве НП в рубиновом лазере использовался этанольный раствор криптоцианина (время релаксации поглощения $\tau_{\text{НП}} = 20-50$ пс [28]), в неодимовом — раствор полиметинового красителя № 3955 в изобутиловом спирте ($\tau_{\text{НП}} = 44$ пс [29]). Кювета (К) с НП помещалась вблизи фокуса линзы (Л), который совмещался с центром кривизны зеркала Z_1 . Система ИООС включала в себя соединенные последовательно фотодетектор (Ф), усилитель (У) и низковольтный электрооптический затвор (М). На фотодетектор подавалась небольшая доля внутрирезонаторного излучения.

В ходе эксперимента производилась регистрация осциллограмм (время отклика системы $\approx 1,8$ нс) и фотохронограмм (разрешение ~ 100 пс) выходного излучения исследованных лазеров, временных разверток спектров генерации и энергии лазерного импульса.

2.2. *Переходный процесс.* В течение переходного процесса, длящегося 10—50 мкс (в зависимости от условий генерации), происходит селекция наиболее интенсивного флуктуационного выброса начального шумового излучения и формирование из него стационарного импульса. Такой характер эволюции поля в резонаторе иллюстрируется развертками спектра, снятыми с высоким спектральным разрешением (рис. 3) [10, 26], и скоростными хронограммами, отображающими ход выходного излучения на различных участках генерации (рис. 4) [10, 26].

В начале генерации спектр (шириной $\sim 0,15$ см $^{-1}$ для рубина) имел случайную структуру, являющуюся фундаментальным свойством излучения, высвечиваемого твердотельным лазером непосредственно после стадии линейного развития [30] (см. также рис. 4, а и [31]).

Исходная случайная структура спектра постепенно упорядочивается и к концу переходного процесса становится регулярной (см. рис. 3, в), причем глубина возникающей модуляции спектра не повторяется от одного цикла генерации к другому, хотя ее период остается строго постоянным. Такая структура спектра соответствует паре световых импульсов [32] (с различными амплитудами в разных лазерных вспышках), циркулирующих в резонаторе с интервалом, равным удвоенному

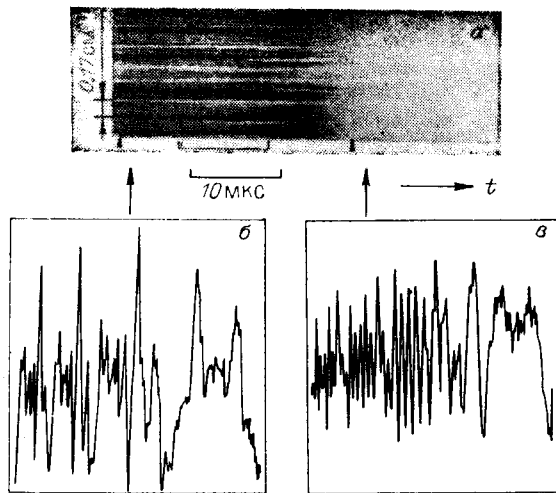


Рис. 3. Развертка спектра выходного излучения, снятого скоростным фоторегистратором типа СФР, на этапе переходного процесса в генерации рубинового лазера (а). Область дисперсии регистрирующего эталона Фабри — Перо $\approx 0,17 \text{ см}^{-1}$. Денситограмма спектров в начале (б) и в конце (в) переходного процесса [10, 26]

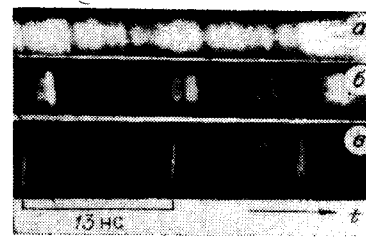


Рис. 4. Скоростные фотохронограммы выходного излучения рубинового лазера в начале (а) и в конце (б) переходного процесса, а также на этапе квазистационарного режима (в), снятые с экрана электрооптической камеры типа ЛВ-05 [10, 26]

расстоянию между кюветой с НП (К, см. рис. 2) и концевым сферическим зеркалом Z_1 . Образование такой временной структуры обусловлено тем, что наиболее интенсивный флуктуационный выброс формирует свой «спутник» из части внутрирезонаторного шумового излучения, встречающегося с ним в НП (см. подразд. 1.6 и [25]). В силу случайного характера начального распределения поля в резонаторе амплитуда «спутника» не будет воспроизводиться в разных циклах генерации.

Высокая вероятность двухимпульсного режима в конце переходного процесса объясняется низкой скоростью затухания «спутника» по сравнению с другими флуктуационными выбросами из-за взаимодействия встречных импульсов в НП (см. подразд. 1.6 и [10, 26]). Остальная часть внутрирезонаторного излучения уже существенно подавлена (см. рис. 4, б) и вносит малый вклад в спектр генерации.

Переходный процесс завершается относительно быстрым уширением спектра и ростом средней интенсивности выходного излучения при одновременном уменьшении контраста регулярной спектральной структуры (см. рис. 3, а; рис. 6, а). Объясняется такой характер генерации временным сужением сильного импульса в паре в конце переходного процесса (уширяется спектр), которое сопровождается ростом его пиковой интенсивности и соответственно более сильным просветлением НП. Последнее вызывает ускоренное затухание слабого импульса (см. подразд. 1.6 и [10, 23, 26]): контраст периодической структуры спектра уменьшается (интенсивность поля в НП была недостаточной для стабилизации двухимпульсной генерации — см. подразд. 1.6 и [24]). При большем просветлении НП потери для сильного импульса уменьшаются, растет средняя мощность выходного излучения и устанавливается режим со стабильным одиночным на аксиальном периоде импульсом, параметры которого практически не изменяются до конца действия накачки (рис. 5; 4, в).

Переходный процесс в генерации лазера на неодимовом стекле [11, 27] в общих чертах сходен с таковым в рубиновом лазере. Однако имеется и существенное отличие: наблюдается сильный (порядка ширины стационарного спектра) сдвиг несущей частоты поля в коротковолновую область (см. рис. 7, а в подразд. 2.3). По-видимому, здесь проявляются эффекты фазовой модуляции на нелинейности показателя преломления в НП, величина которой еще недостаточна для нарушения устойчивости стационарного режима (см. подразд. 1.5 и [17, 18]). Какую-то роль при этом может играть выжигание провалов в спектрально-неоднородном контуре усиления [33].



Рис. 5. Осциллограммы выходного излучения лазера на неодимовом стекле со скоростями развертки: $a - 0,1$ мс/см и $b - 10$ нс/см [11, 27]. Аналогично выглядят и осциллограммы излучения рубинового лазера

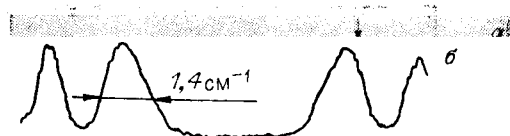


Рис. 6. Развертка спектра выходного излучения рубинового лазера (a) и его денситограмма в режиме стационарных УКИ на участке развертки, указанном стрелкой (b). Область дисперсии регистрирующего эталона Фабри — Пиро $2,5 \text{ см}^{-1}$ [9, 10, 26]

2.3. *Режим стационарных УКИ.* Спектр выходного излучения обоих исследованных лазеров в установившемся режиме (рис. 6, 7) не имеет видимой структуры. Гладкость его огибающей совместно с полученными осциллограммами (рис. 5) и фотохронограммами (рис. 4, e) однозначно указывает [32], что внутри резонатора циркулирует одиночный световой импульс. Это согласуется с выводом теории о неустойчивости в обсуждаемой области параметров лазерной системы многоимпульсных стационарных режимов (см. подразд. 1.2 и 1.6; [8, 16]). Характеристики стационарного импульса (длительность, форма, несущая частота, спектр, пиковая амплитуда) остаются неизменными до конца генерации.

Длительность стационарных УКИ оценивалась по ширине $\Delta\nu_c$ их спектра. Эта величина изменялась при варьировании оптической плотности НП, увеличиваясь с ростом концентрации красителя в растворе. Такая зависимость указывает на уменьшение длительности УКИ с ростом нелинейных потерь в соответствии с формулой (2). В рубиновом лазере [9, 10, 26] при 6 %-м ненасыщенном поглощении раствора криптоцианина (наибольшее значение в серии измерений) $\Delta\nu_c \approx 1,4 \text{ см}^{-1}$ (см. рис. 6, b). Это соответствует длительности $\approx 7,5$ пс импульса с предполагаемой формой в виде sech^2 (см. подразд. 1.1 и [7, 8, 14]). Неточность этой оценки, связанная с возможной фазовой модуляцией на нелинейности показателя преломления, невелика, поскольку наблюдавшийся режим стационарных импульсов устойчив (см. подразд. 1.5 и [17, 18]). Измеренное значение длительности стационарных УКИ хорошо согласуется с расчетным (≈ 10 пс), вычисленным по формуле (2) при подстановке взятых из эксперимента параметров лазера.

Полученные в эксперименте УКИ всего в 2,5 раза длиннее предельно коротких импульсов, достижимых в данной лазерной системе и определяемых обратной шириной полосы усиления $\Delta\nu_v$ (в рубине $\Delta\nu_v^{-1} \approx 3$ пс). Другими словами, реализация в рубиновом лазере режима стационарных УКИ позволила сразу же достичь длительностей, близких к предельным, несмотря на то что криптоцианин — относительно «медленный» НП.

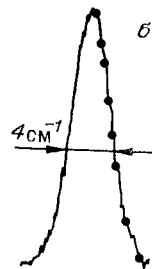
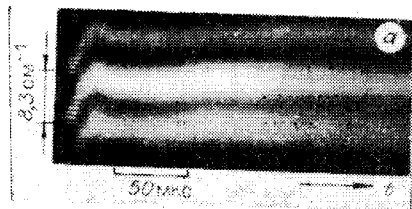


Рис. 7. Развертка спектра выходного излучения лазера на неодимовом фосфатном стекле (a) и его денситограмма в режиме стационарных УКИ (b). Область дисперсии регистрирующего эталона Фабри — Пиро $\approx 8,3 \text{ см}^{-1}$. Точками на денситограмме нанесен профиль огибающей спектра импульса в виде sech^2 [11, 27]

Этот вывод подтверждается также сравнением с полученными ранее длительностями УКИ в нестационарном режиме генерации рубинового лазера при использовании более быстрорелаксирующих красителей [34, 35].

Пиковая интенсивность излучения в кювете с раствором красителя, оцененная по данным эксперимента с рубиновым лазером [9, 10, 26], приблизительно соответствует значению, оптимальному для временного сжатия УКИ в НИ [36]. Средняя мощность внутррезонаторного излучения как в рубиновом, так и в неодимовом лазере ~ 100 Вт.

Ширина спектра стационарных УКИ в неодимовом лазере (см. рис. 7) $\Delta\nu_c \approx 4$ см⁻¹, что соответствует длительности $\approx 2,5$ пс (этот результат получен при ненасыщенном поглощении раствора красителя № 3955 $\approx 17\%$). Для проверки правильности предположения о форме генерируемых импульсов в виде sech^2 денситограмма стационарного спектра сопоставлена с функцией sech^2 (точки на рис. 7, б). Видно очень хорошее совпадение обоих контуров.

Измеренная длительность $\approx 2,5$ пс более чем на порядок превышает предел, связанный с шириной полосы усиления фосфатного стекла с неодимом ($\Delta\nu_y^{-1} \sim 0,2$ пс). Это объясняется, по-видимому, относительно медленной релаксацией поглощения использовавшегося красителя ($\tau_{\text{нп}} \approx 44$ пс). Не вызывает сомнений реальность достижения субпикосекундных длительностей стационарных УКИ в лазерах на неодимовых стеклах при использовании более «быстрых» красителей (№ 3323у в нитробензоле: 2,2 пс [37] — и № 3274 в метаноле: $4,6 \pm 0,3$ пс [38]).

3. Альтернативные методы повышения воспроизводимости УКИ твердотельных лазеров. Как следует из «флуктуационной картины формирования УКИ», главной причиной невоспроизводимости параметров выходного излучения является случайный характер первоначальной шумовой затравки поля. Для исключения влияния спонтанного шума и устранения этого механизма невоспроизводимости в [39] было предложено в лазер с ПСМ инжектировать частично синхронизованное излучение, генерируемое другим лазером. Экспериментально метод инжекции был реализован в [40—44]. Дальнейшее развитие идеи когерентной затравки связано с методом самоинъекции: сначала лазерная система выводится на режим свободной генерации, затем внутри резонатора электрооптическим затвором вырезается короткий импульс, который служит начальной затравкой поля для дальнейшей ПСМ [45]. Следующий шаг в логической последовательности был сделан в [46], где начальная затравка формировалась в резонаторе посредством активной синхронизации мод, которая затем выключалась, и начинался режим пассивной синхронизации. Исключение влияния случайных начальных условий, связанных со спонтанным шумом, позволило существенно улучшить воспроизводимость параметров выходного излучения и достичь генерации одиночного на аксиальном периоде импульса.

Отстройка от статистики начального спонтанного излучения не устраняет динамических причин невоспроизводимости параметров УКИ. Действительно, положительная обратная связь, обусловленная насыщением поглощения, приводит к неустойчивости системы, что означает нарастание со временем первоначального незначительного разброса в исходных условиях. Этот факт отмечался в экспериментальной работе [44]. Второй недостаток обсуждаемой схемы синхронизации мод связан с крайне ограниченным временем формирования УКИ из-за высвечивания гигантского импульса, что препятствует достижению предельно малых длительностей.

Для более успешной синхронизации мод в [39] указано на целесообразность увеличения числа периодов, на которых фильтр эффективно взаимодействует с полем. С этой целью в [47] после просветления НИ вводились постоянные добавочные потери. В [44] этот метод был реализован одновременно с введением в резонатор когерентной затравки излучения. Другой способ осуществления этой идеи связан с использованием

в качестве НП комбинации фильтров с разными интенсивностями насыщения, так что в процессе нарастания поля эффективное сжатие импульса осуществляется в большом диапазоне интенсивностей [48]. С целью увеличения времени эффективного взаимодействия света с НП в [49] был предложен режим автостабилизации. Суть его заключается в уменьшении положительной обратной связи, обусловленной НП, посредством расширения в нем светового пучка с помощью внутрирезонаторного телескопа. В результате сначала идет режим свободной генерации, затем по мере выделения на аксиальном периоде одиночного выброса положительная обратная связь возрастает, и процесс генерации в конце концов заканчивается высвечиванием гигантского импульса. Аналогичный способ затягивания времени формирования УКИ (без начальной свободной генерации) изучался авторами работ [50—52]. Кроме использования внутрирезонаторных телескопов, эффект затягивания достигается также в лазерах с очень длинными резонаторами (до 15—30 м). Отмеченные методы в ряде случаев приводят к значительному сокращению генерируемых импульсов, однако достичь предельных длительностей указанными способами представляется проблематичным из-за довольно жестких временных рамок для взаимодействия поля с нелинейным фильтром. Кроме того, в этих схемах синхронизации мод по-прежнему присутствует обсуждавшийся выше механизм динамической невоспроизводимости параметров выходного излучения, связанный с неустойчивостью режима генерации.

В предложенном нами режиме стационарных импульсов, стабилизированном ИООС, нет проблемы с затягиванием времени формирования УКИ при взаимодействии с НП: продолжительность генерации определяется длительностью накачки активной среды, которая существенно больше времени переходного процесса к стационарному режиму, в том числе и для импульсных твердотельных лазеров (см. рис. 5, а; [10, 11]). Поскольку режим стационарных импульсов становится устойчивым, то, следовательно, ликвидируется механизм динамической невоспроизводимости параметров выходного излучения: разница в начальных условиях со временем нивелируется, а не нарастает. По этой же причине нет необходимости прибегать к инжекции внешней когерентной затравки, так как после переходного процесса устанавливается режим одиночного на аксиальном периоде стационарного импульса, характеристики которого определяются параметрами лазерной системы и не зависят от начальных условий.

Одновременно и независимо в [53, 54] развивалась идея затягивания гигантского импульса, высвечивающегося при ПСМ, с целью увеличения времени селекции наиболее интенсивного выброса и его сжатия до предельных длительностей. Это достигалось посредством аналогичной используемой нами ИООС, отслеживающей усредненную по аксиальному периоду интенсивность. Как указывалось еще в [39], уменьшение скорости нарастания поля в гигантском импульсе с помощью обратной связи, создающей дополнительные потери по принципу инерционного затемняющегося фильтра, является благоприятным условием для синхронизации мод. Затягиванием гигантского импульса [53, 54] удалось достичь генерации одиночного на аксиальном периоде выброса излучения. В тех случаях, когда время затягивания велико по сравнению с временем установления равновесной длительности УКИ, определяемой балансом между механизмами сжатия и дисперсионного расплывания, главное отличие этого режима от исследуемого нами заключается в отсутствии равновесия между накачкой и индуцированным сбросом инверсии в активной среде. Поэтому уровень инверсионной заселенности в данном случае в процессе генерации монотонно уменьшается. В результате непрерывно меняется частотная дисперсия усиления. Следствием этого факта является непрерывное изменение в процессе генерации равновесной длительности генерируемых импульсов. С указанным отличием связана также разница в длительности цугов генерируемых УКИ. Следует отметить,

что ИООС в твердотельных лазерах с НП впервые использовалась в [55] для ограничения пиковой интенсивности гигантского импульса с целью устранения двухфотонного поглощения, самофокусировки и других нелинейных эффектов, проявляющихся во внутрирезонаторных элементах при больших интенсивностях, а главное для предотвращения разрушения резонаторных зеркал. Гигантский импульс был растянут примерно в 2 раза, при этом авторы наблюдали также определенную тенденцию к подавлению сателлитов. Однако генерация одиночного на аксиальном периоде импульса впервые в такой схеме была достигнута только в [53], где ИООС использовалась целенаправленно для увеличения времени эффективного взаимодействия поля с НП.

В настоящее время стабилизация режима стационарных импульсов посредством ИООС, отслеживающей усредненную по аксиальному периоду интенсивность, реализована в ряде работ [12, 56, 57].

В [21] было предложено стабилизировать режим стационарных импульсов посредством такой ИООС, которая удерживала бы пиковую интенсивность импульса на строго фиксированном уровне вблизи интенсивности насыщения пассивного фильтра. Однако чтобы реализовать эту схему, нужно иметь устройство, которое на временном интервале, равном длительности импульса, отслеживало бы его пиковую интенсивность. В пикосекундном и субпикосекундном диапазонах длительностей реализация такой схемы не представляется возможной. Авторы [21] и сами отказались от этой идеи, начав работы по стабилизации режима стационарных импульсов посредством ИООС, отслеживающей среднюю по аксиальному периоду интенсивность [12, 22] (как это было предложено в [7, 8, 53, 54]), а не пиковую.

Интересна схема режима стационарных импульсов, реализуемая при слабых плотностях НП [58]. В этом случае не требуется дополнительной ИООС, достаточно той, которая обусловлена насыщением усиления. Возможность такого режима синхронизации мод обсуждалась в [59, 60]. В указанной схеме достигнуты длительности импульсов ≥ 100 пс в соответствии с предсказанными в [7, 8].

Кроме обсуждавшихся схем синхронизации лазерных мод, увеличение воспроизводимости параметров выходного излучения можно достичь сужением генерируемого спектра [4] либо его прореживанием [61]. Интересен способ повышения воспроизводимости характеристик выходного излучения путем «выбраковки» импульсов, не попадающих в заданный интервал параметров [62, 63]. И наконец, отметим, что типичные длительности воспроизводимых УКИ, полученных посредством активной синхронизации мод, составляют 50—100 пс [64].

Заключение. Как показывают представленные в обзоре исследования, режим стационарных импульсов решает проблему воспроизводимости УКИ света, генерируемых твердотельными лазерами, и является хорошей основой для создания совершенных (как в плане практических приложений, так и для получения предельных характеристик) генераторов УКИ пикосекундной и субпикосекундной длительностей. Продвижение в область более коротких импульсов при работе в таком режиме можно осуществить, используя более быстрорелаксирующие НП, а также комбинированные быстросрабатывающие затворы, включающие в себя, наряду с НП, затемняющийся фильтр. В практическом плане задача сводится к поиску пассивных элементов с подходящими интенсивностями насыщения и временами релаксации. Затемняющиеся фильтры могут также играть роль ИООС, стабилизирующей режим стационарных импульсов. Кроме того, дальнейшее сжатие импульсов на полтора-два порядка может быть достигнуто с помощью традиционных методов волочно-решеточной компрессии [65].

Используя твердотельный генератор стационарных импульсов как задающий, можно развивать технику УКИ по отработанной схеме: создание импульсных лазеров с частотой повторения, а также с непрерывной накачкой; вывод одиночного импульса из резонатора (с целью

увеличения его энергии]; усиление сформированного импульса (в случае твердотельных лазеров эта задача существенно более проста, поскольку они могут работать в режиме гигантского импульса; такой режим можно реализовать непосредственно в задающем генераторе, включив ИООС).

Используя комбинацию НП с различными временами релаксации и интенсивностями насыщения, можно управлять формой генерируемых импульсов, а также эффективно использовать быстрорелаксирующие фильтры, которые имеют большие интенсивности насыщения и, как следствие, малоэффективны на начальной стадии переходного процесса.

Достоинством режима стационарных импульсов является большая длительность (по сравнению с режимом гигантского импульса) цуга генерируемых УКИ, определяемая продолжительностью накачки. Для лазеров с импульсной накачкой продолжительность цуга может составлять ~ 1 мс [11].

Другое достоинство обсуждаемой схемы синхронизации мод — умеренные внутррезонаторные интенсивности, исключающие разрушение лазерных элементов и затрудняющие развитие неустойчивости поперечного распределения поля и проявление других нежелательных нелинейных эффектов.

И в заключение следует отметить, что наиболее слабым элементом в системе твердотельного лазера с пассивной синхронизацией мод является НП, в качестве которого используются органические красители. Краситель по сравнению с твердым телом имеет более низкую фотостойкость и химическую стабильность. Представляет интерес поиск НП, основанных на твердотельных элементах, которые бы существенно повысили надежность лазерной системы.

Авторы выражают признательность Я. И. Ханину за плодотворные обсуждения и внимание к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fork R. L., Brito Cruz C. H., Becker P. C., Shank C. V. Compression of optical pulses to six femtosecond by using cubic phase compression // *Opt. Lett.*—1987.—12, N 7.— P. 483.
2. Idiatulin V. S. Dynamic holography for ultrashort light pulses // *IEEE J. Quant. Electron.*—1986.—QE-22, N 8.— P. 1431.
3. *Appl. Opt.*—1986.—25, N 10 (Spec. Is.).
4. Зельдович Б. Я., Кузнецова Т. И. Генерация сверхкоротких импульсов света // *УФН.*—1972.—106, № 1.
5. Летохов В. С. Генерация ультракоротких импульсов света в лазере с нелинейным поглотителем // *ЖЭТФ.*—1968.—55, № 3(9).
6. Fleck, Jr. J. A. Origin of short pulse emission by passively switched lasers // *J. Appl. Phys.*—1968.—39, N 7.— P. 3318.
7. Комаров К. П., Угожаев В. Д. Устойчивые стационарные импульсы в твердотельных лазерах с пассивной синхронизацией мод.— Новосибирск, 1981.— (Препр./СО АН СССР. ИАПЭ; 168).
8. Комаров К. П., Угожаев В. Д. Стационарные импульсы в твердотельных лазерах с пассивной синхронизацией мод // *Оптика и спектроскопия.*—1983.—55, № 5.
9. Комаров К. П., Кучьянов А. С., Лабусов В. А., Угожаев В. Д. Стационарные сверхкороткие импульсы при пассивной синхронизации мод в рубиновом лазере // *Письма в ЖТФ.*—1985.—11, № 3.
10. Комаров К. П., Кучьянов А. С., Угожаев В. Д. Стационарные сверхкороткие импульсы при пассивной синхронизации мод твердотельного лазера с активной обратной связью // *Квантовая электрон.*—1986.—13, № 4.
11. Кучьянов А. С. Лазер на неодиме в стекле в режиме квазистационарной генерации СКИ с пассивной синхронизацией мод // *Письма в ЖТФ.*—1988.—14, № 7.
12. Бурнейка К., Григонис Р., Пискаревас А. и др. Субпикосекундный лазер высокой стабильности на стекле: Nd^{3+} с пассивной синхронизацией мод и отрицательной обратной связью // *Квантовая электрон.*—1988.—15, № 8.
13. Комаров К. П., Угожаев В. Д. Стационарные ультракороткие импульсы в твердотельных лазерах с пассивной синхронизацией мод // *Письма в ЖТФ.*—1982.—8, № 20.
14. Ausschnitt C. P. Transient evolution of passive mode-locking // *IEEE J. Quant. Electron.*—1977.—QE-13, N 5.— P. 321.
15. Komarov K. P. On the theory of transient evolution of the passive mode-locking // *Opt. Commun.*—1985.—54, N 4.— P. 233.

16. Комаров К. П. О переходной эволюции и устанавливаемом режиме генерации лазеров с пассивной синхронизацией мод // Квантовая электрон.— 1986.— 13, № 1.
17. Комаров К. П. К теории стационарных ультракоротких импульсов в твердотельных лазерах с пассивной синхронизацией мод // Оптика и спектроскопия.— 1986.— 60, № 2.
18. Комаров К. П. Стационарные импульсы в нелинейной диспергирующей среде с комплексной диэлектрической проницаемостью.— Новосибирск, 1984.— (Препр./СО АН СССР. ИАНЭ; 247).
19. Harter D. J., Band Y. B. Passive mode-locking with reverse saturable absorption // Ultrafast Phenomena IV/Ed. D. H. Auston, K. B. Eisenthal.— Berlin etc.: Springer-Verlag, 1984.— (Springer Series in Chem. Phys.— V. 38).
20. Harter D. J., Band Y. B., Ippen E. P. Theory of mode-locked lasers containing a reverse saturable absorber // IEEE J. Quant. Electron.— 1985.— QE-21, N 8.— P. 1219.
21. Бурнейка К., Пискаревская А., Сируткайтис В. Анализ пикосекундного лазера с инерционной обратной связью // Лит. физ. сб.— 1980.— 20, № 1.
22. Бурнейка К. П., Григонис Р. А., Пискаревская А. С. Синхронизация мод в лазере с инерционной отрицательной обратной связью (ИООС) // V Междунар. симп. «Сверхбыстрые процессы в спектроскопии»: Тез. докл.— Вильнюс: ИФ АН ЛитССР, 1987.
23. Комаров К. П., Кучьянов А. С., Угожаев В. Д. Переходный процесс в твердотельном лазере с активной обратной связью при пассивной синхронизации мод // Журн. прикл. спектр.— 1987.— 47, № 3.
24. Комаров К. П. К теории пассивной синхронизации мод в режиме сталкивающихся импульсов // Оптика и спектроскопия.— 1989.— 66, № 3.
25. Кузнецова Т. И., Малышев В. И., Маркин А. С. Самосинхронизация аксиальных мод в лазере с просветляющимся фильтром // ЖЭТФ.— 1967.— 52, № 2.
26. Komarov K. P., Kuch'yanov A. S., Ugozhayev V. D. Generation of stationary ultrashort pulses by a passive mode-locking solid-state laser // Opt. Commun.— 1986.— 57, N 4.— P. 279.
27. Кучьянов А. С. Лазер на неодиме в стекле в режиме квазистационарной генерации с пассивной синхронизацией мод.— Новосибирск, 1988.— (Препр./СО АН СССР. ИАНЭ; 378).
28. Mourou G., Busca G., Denaries-Roberge M. M. Influence of the intensity of the exciting radiation on decay time and polarization of the fluorescence of some dyes in solution // Opt. Commun.— 1971.— 4, N 1.— P. 40.
29. Васильева М. А., Малышев В. И., Масалов А. В. Измерение времени когерентности лазерного излучения с помощью просветляющихся сред // Кр. сообщ. по физ.— 1978.— № 7.
30. Малышев В. И., Масалов А. В., Сычев А. А. Структура спектров твердотельных ОКГ в режиме свободной генерации // Письма в ЖЭТФ.— 1970.— 11, № 7.
31. Брэдли, Нью. Измерение ультракоротких импульсов // ТИИЭР.— 1974.— 62, № 3.
32. Малышев В. И., Масалов А. В., Сычев А. А. Спектрально-временной метод исследования частичной самосинхронизации мод в ОКГ на рубине и неодимовом стекле // ЖЭТФ.— 1970.— 59, № 1(7).
33. Penzkofer A., Graf F. Theoretical analysis of picosecond pulses development of passively mode-locked Nd-glass lasers // Opt. and Quant. Electron.— 1985.— 17, N 4.— P. 219.
34. Bradley D. J., Morrow T., Petty S. Intensity-dependent quenching of two-photon fluorescence displays of a mode-locked ruby laser // Opt. Commun.— 1970.— 2, N 1.— P. 1.
35. Mc Geoch M. W. The production and measurement of ultrashort pulses in a ruby laser // Opt. Commun.— 1973.— 7, N 2.— P. 116.
36. Rudolph W., Weber H. Analysis of saturable absorbers, interacting with gaussian pulses // Opt. Commun.— 1980.— 34, N 3.— P. 491.
37. Бабенко В. А., Дядюша Т. Г., Кудинова М. А. и др. Новые соединения для пассивных затворов лазеров ближнего ИК-диапазона // Квантовая электрон.— 1980.— 7, № 8.
38. Васильева М. А., Гульбинас В. В., Кабелка В. И. и др. Измерение пикосекундных времен релаксации просветляющихся красителей методом скрещенных поляризаторов // Квантовая электрон.— 1983.— 10, № 2.
39. Кузнецова Т. И. К статистике возникновения сверхкоротких световых импульсов в лазере с просветляющимся фильтром // ЖЭТФ.— 1969.— 57, № 5(11).
40. Басов Н. Г., Крюков И. Г., Летохов В. С. и др. Усиление ультракороткого импульса в двухкомпонентной среде // Письма в ЖЭТФ.— 1969.— 10, № 10.
41. Жерихин А. Н., Крюков И. Г., Курганова Е. В. и др. Исследование изменения временной структуры ультракоротких импульсов при прохождении их через устойчивую двухкомпонентную среду // ЖЭТФ.— 1974.— 66, № 1.
42. Анциферов В. В., Держи Н. М., Кучьянов А. С. и др. Кольцевой рубиновый лазер под действием внешнего сигнала // Квантовая электрон.— 1975.— 2, № 1.
43. Murray J. E., Kuizenga D. J. Regenerative compression of laser pulses // Appl. Phys. Lett.— 1980.— 37, N 1.— P. 27.
44. Кучьянов А. С., Лабусов В. А., Угожаев В. Д., Фолин К. Г. Управление длительностью сверхкоротких импульсов твердотельного лазера с модуляцией добротности // Квантовая электрон.— 1983.— 10, № 7.

45. **Brito Cruz C. H., De Martini F., Fragnito H. L., Palange E.** Picosecond pulse generation by intracavity nonlinear compression in self-injected Nd — YAG laser // *Opt. Commun.*— 1982.— 40, N 4.— P. 298.
46. **Аникеев Б. В.** О динамике активной фазировки мод в импульсном лазере с периодической модуляцией потерь // *Письма в ЖЭТФ.*— 1974.— 19, № 1.
47. **Кучьянов А. С., Угожаев В. Д., Фолин К. Г.** Об одном методе повышения воспроизводимости и сокращения длительности сверхкоротких импульсов света // *Письма в ЖЭТФ.*— 1977.— 3, № 23.
51. **Glenn W. P.** The fluctuation model of a passively mode-locked laser // *IEEE J. Quant. Electron.*— 1975.— QE-11, N 1.— P. 8.
52. **Нью Дж. Х. С.** Теория пассивной синхронизации мод в лазерах с гигантскими импульсами излучения // *ТИИЭР.*— 1979.— 67, № 3.
53. **Martinez O. E., Spinelli L. A.** Deterministic passive mode-locking of solid-state lasers // *Appl. Phys. Lett.*— 1981.— 39, N 11.— P. 875.
54. **Martinez O. E.** Design of double passive modulated mode-locked lasers // *J. Appl. Phys.*— 1983.— 54, N 2.— P. 550.
55. **Keller H.** Limiting the peak intensity of a mode-locked Nd: glass-laser by electronic feedback // *Opto-electronics.*— 1974.— 6, N 5.— P. 419.
56. **Heinz P., Krieglleder W., Laubereau A.** Feedback control of an actively-passively mode-locked Nd: glass laser // *Appl. Phys. A.*— 1987.— A43, N 3.— P. 213.
57. **Вальшин А. М., Гордиенко В. М., Краюшкин С. В. и др.** Генератор сверхкоротких импульсов излучения на алюминате иттрия с управляемой добротностью резонатора // *Квантовая электрон.*— 1986.— 13, № 8.
58. **Корниенко Л. С., Кравцов Н. В., Сидоров В. А., Яценко Ю. П.** Синхронизация мод в непрерывном лазере на YAG: Nd³⁺ с помощью насыщающегося поглотителя // *Квантовая электрон.*— 1983.— 10, № 7.
59. **Гуревич Г. Л., Ханин Я. И.** О неустойчивости стационарной генерации в лазерах с нелинейным фильтром // *ЖТФ.*— 1970.— 40, № 7.
60. **Гуревич Г. Л., Пасхин В. М.** Устанавливающийся режим синхронизации мод в лазере с насыщающимся поглотителем // *Изв. вузов. Радиофизика.*— 1972.— 15, № 2.
61. **Нешко И. И., Соскин М. С., Хижняк А. И.** Лазер ультракоротких импульсов с управляемыми параметрами.— Киев, 1984.— (Препр./АН УССР. ИФ; 14).
62. **Вицакас Ю., Гульбинас В., Кабелка В., Сырус В.** Двухканальный пикосекундный параметрический спектрометр с высоким временным разрешением // *Изв. АН СССР. Сер. физ.*— 1982.— 46, № 10.
63. **Андрюнас К., Вицакас В., Кабелка В., Сырус В.** Исследование статистического распределения длительности импульсов пикосекундного лазера // *Письма в ЖТФ.*— 1985.— 11, № 5.
64. **New G. H. C.** The generation of ultrashort laser pulses // *Rep. Progr. Phys.*— 1983.— 46, N 8.— P. 877.
65. **Херман Й., Вильгельми Б.** Лазеры сверхкоротких световых импульсов.— М.: Мир, 1986.

Поступила в редакцию 19 декабря 1988 г.