

Генерация спектрально ограниченных ультракоротких импульсов в YAG:Nd^{3+} -лазере с быстрорелаксирующим пассивным затвором

© В.А. Бабенко, А.А. Сычев

ФГБУН Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН), Москва, 119991, Россия

Осуществлен режим генерации ультракоротких импульсов (УКИ) пикосекундного диапазона длительности при использовании быстрорелаксирующего красителя и метода разгрузки потерь резонатора импульсных твердотельных лазеров с пассивным затвором. Проведен расчет кинетики генерации, определен режим оптимальных условий модуляции в сочетании с просветлением пассивного затвора. Реализация метода осуществлена для лазера YAG:Nd^{3+} , для которого были получены интенсивные УКИ длительностью ≈ 12 пс, соответствующей максимальной ширине спектра генерации неселективного резонатора.

Ключевые слова: пикосекундные лазерные импульсы, быстрорелаксирующий пассивный затвор, модуляция добротности лазера.

В лазерной физике сверхкоротких импульсов, наряду с задачей получения все более коротких импульсов излучения вплоть до фемтосекундного диапазона длительности, для каждой активной лазерной среды существует проблема реализации условий, при которых происходит генерация наиболее коротких одиночных световых импульсов пикосекундного диапазона длительности, в пределах определяемой шириной спектра генерации. Эта проблема генерации импульсов предельной длительности актуальна как в плане реализации наиболее коротких световых импульсов для конкретных активных сред и типов резонатора, так и для достижения высокой воспроизводимости параметров таких импульсов. Решение этой проблемы для импульсных лазерных систем, как правило, предполагает разработку специальных методов управления режимом генерации.

Настоящая работа связана с решением проблемы получения ультракоротких импульсов (УКИ) предельной длительности (т. е. определяемой шириной спектра генерации) с высокой выходной энергией в импульсном твердотельном YAG:Nd^{3+} -лазере с пассивным затвором. Решение предполагает, во-первых, использование быстрорелаксирующих пассивных затворов и, во-вторых, выбор режима генерации самого лазера. Успехи в синтезе и исследовании полиметиновых красителей позволили к настоящему времени создать широкий класс скоростных пассивных затворов для лазеров, работающих в ближнем инфракрасном диапазоне [1–3].

Из общего набора известных к настоящему времени полиметиновых красителей, растворы которых могут быть использованы в качестве пассивных затворов для лазеров на иттрий-алюминиевом гранате, был отобран ряд красителей. В таблице приведены сравнительные характеристики нитробензольных растворов этих красителей [4]. Отметим, что важную роль в процессе формирования длительности УКИ играет время $\tau_{\text{рел}}$.

Сечение поглощения σ , длина волны максимума поглощения λ_{max} , плотность мощности просветления $I_{\text{пр}}$ и время релаксации $\tau_{\text{рел}}$ просветленного состояния пассивных затворов

Номер красителя	$\sigma \cdot 10^{16}$, см ²	λ_{max} , нм	$I_{\text{пр}}$, МВт/см ²	$\tau_{\text{рел}}$, пс
3 955	3,2	1 040	7,3	40
2 681	5,8	1 054	5,4	30
3 261	7,5	1 064	8,3	15
3 274	7,2	1 086	11,8	11
3 262	6,1	1 090	19,1	8
3 298	3,9	1 076	39,8	6
3 481	4,0	1 134	46,6	5
3 552	2,0	1 137	155,0	3

* На длине волны $\lambda = 1\ 064$ нм.

Все эти пассивные затворы были испытаны в YAG:Nd³⁺-лазере для генерации цуга УКИ. В случае использования красителей № 3481 и № 3552 не удавалось выйти на режим генерации гигантского импульса в связи с их высокой плотностью мощности просветления. При этом генерация представляла собой последовательность коротких импульсов (пичков) свободной генерации.

Однако при использовании других красителей, обладающих меньшей плотностью мощности просветления, не удавалось получать режим гигантского импульса с генерацией спектрально ограниченных одиночных УКИ на аксиальном периоде излучения. Таким образом, применение просветляющихся пассивных затворов не являлось достаточным фактором для получения качественной картины самосинхронизации мод и требовало дополнительных условий для реализации оптимальной работы пассивного затвора.

Принимая во внимание важную роль времени релаксации просветленного состояния пассивного затвора в процессе формирования длительности лазерных УКИ, для дальнейшего исследования выбрали раствор красителя № 3298.

Прогресс в плане выбора режима работы импульсных твердотельных лазеров с пассивной самосинхронизацией мод был достигнут в работе [5], где впервые было экспериментально показано, что наиболее

эффективная генерация одиночных УКИ может достигаться при совмещении во времени стадии просветления пассивного затвора с насыщением усиления активной среды под действием самого лазерного излучения. В этом случае формирование одиночного УКИ происходит из шумовой картины излучения пичка свободной генерации в момент, когда средняя интенсивность этого излучения вызывает уменьшение инверсии, а преимущественное усиление может осуществляться только вследствие просветления пассивного затвора отдельным, наиболее мощным УКИ. Эффективность процесса такого многопроходowego преобразования временной картины излучения из шумового процесса в излучение одиночного УКИ оказывается тем выше, чем больше интервал времени, в течение которого лазер может работать при незначительном превышении порога генерации. Поэтому центральным моментом в реализации режима эффективной генерации предельно коротких импульсов в импульсных лазерах с пассивным затвором является создание условий генерации, когда инверсия практически равна пороговой, а усиление за проход близко к единице.

Генерация предельно коротких импульсов для рубинового и неодимового лазеров в режиме длительной работы при пороговых условиях была впервые успешно осуществлена для случая квазистационарной генерации этих лазеров с отрицательной обратной связью [6, 7]. Отличительной особенностью такой схемы является введение управляемых дополнительных потерь в резонатор при возрастании средней интенсивности излучения [8]. При введении дополнительных потерь и, как следствие, удлинении процесса генерации происходило значительное уменьшение энергии отдельных УКИ. В указанных работах энергия отдельных импульсов составляла около 10 мкДж, что на два-три порядка меньше энергии излучения УКИ типичных лазеров с пассивным затвором.

В настоящей работе предложен метод получения УКИ предельной длительности благодаря использованию быстрорелаксирующего пассивного затвора и контролируемой разгрузки потерь резонатора импульсного лазера. В отличие от лазеров с отрицательной обратной связью предлагаемый метод не ограничивает мощность излучения УКИ и позволяет генерировать световые импульсы предельной длительности с максимально возможной энергией.

Суть метода [9] заключается в том, что в условиях импульсной накачки активной среды в течение пичка свободной генерации, предшествующего стадии просветления пассивного затвора, наступит момент, когда инверсия, монотонно уменьшаясь, достигает порогового значения. Это происходит строго в момент максимума пичка свободной генерации. Именно с этого момента можно создать условия, когда за счет контролируемого уменьшения потерь пороговый режим может поддерживаться продолжительное время, создавая бла-

гоприятные условия для последующего выделения УКИ пассивным затвором.

Для проведения экспериментов была выбрана схема лазера с кольцевым резонатором бегущей волны с пассивным затвором и кристаллом $YAG:Nd^{3+}$ в качестве активной среды. Как показано на рис. 1, резонатор образован двумя «глухими» зеркалами З; выходным делительным зеркалом ДЗ с коэффициентом отражения $R = 0,8$ на длине волны излучения $\lambda = 1\,064$ нм; электрооптическим элементом ЭОЭ (кристалл ДКДП), осуществляющим отражение на 90° излучения с вертикальной поляризацией, и возвратным зеркалом ВЗ. Подавая напряжение на ЭОЭ, можно устанавливать начальные потери в резонаторе для излучения выбранной поляризации. В резонатор помещали поляризатор П, активный элемент АЭ — кристалл $YAG:Nd^{3+}$ диаметром 4 мм и длиной 73 мм — с просветленными скошенными торцами, а также кювету ПЗ с пассивным затвором толщиной 1 мм, установленную под углом Брюстера к оси резонатора. Две диафрагмы Д диаметром 2,5 мм обеспечивали генерацию излучения аксиальных мод типа TEM_{00q} . Активный элемент накачивался излучением импульсных ламп, питание которых осуществлялось специально разработанной системой накачки, позволяющей с высокой точностью устанавливать энергию накачки U по сравнению с пороговой U_p .

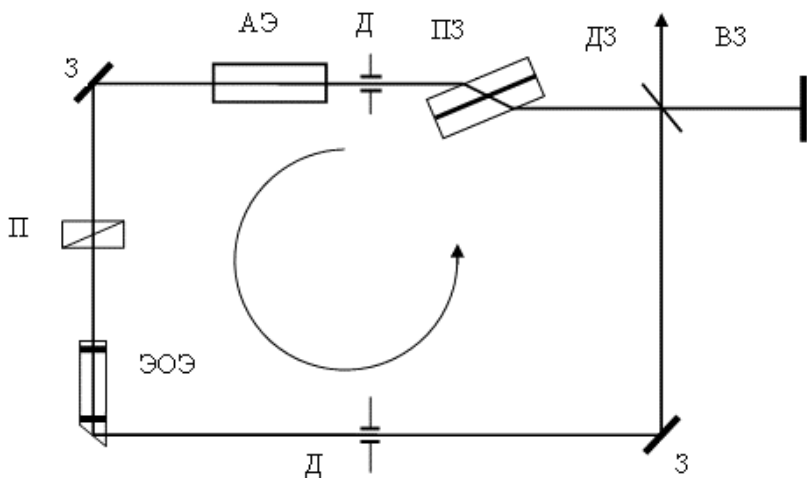


Рис. 1. Схема резонатора лазера бегущей волны

Кинетику временного хода излучения генерации наблюдали с помощью скоростной осциллографической аппаратуры и фотоэлектронного регистратора с разрешением не хуже 3 пс. Кроме того, регистрировали функцию автокорреляции интенсивности излучения методом генерации второй гармоники в кристалле КДП при коллинеарном взаимодействии излучения двух задержанных один относительно другого пучков с ортогональной поляризацией.

Первоначально эксперименты были проведены при постоянном напряжении на ЭОЭ, когда в течение генерации уровень потерь в резонаторе оставался неизменным, что соответствовало стандартным условиям генерации УКИ импульсным твердотельным лазером с пассивным затвором. При использовании в качестве пассивного затвора раствора красителя № 3298 в ортодихлорбензоле временной ход излучения генерации имел различный характер в зависимости от энергии накачки. Можно было выделить три режима генерации. При накачках, близких к пороговому уровню ($\Delta U/U_p \leq 0,12$), наблюдалось излучение только пиков свободной генерации, когда стадия насыщения усиления проходит без просветления пассивного затвора (режим 1). Осциллограмма 1 первого пика показана на рис. 2, а. Повышение уровня накачки ($0,12 < \Delta U/U_p \leq 0,30$) приводило к появлению на заднем фронте пика свободной генерации коротких импульсов, возрастающих по амплитуде и образующих цуг излучения

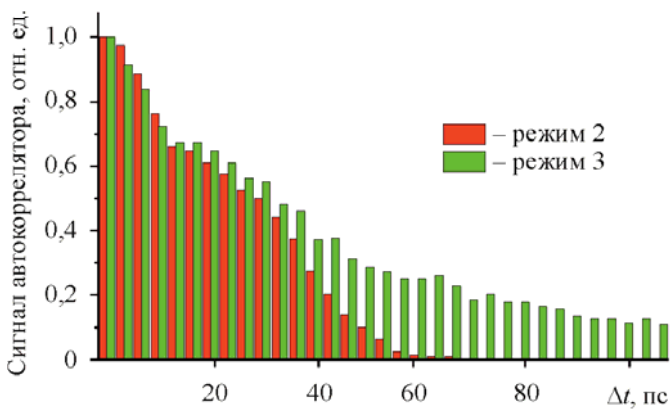
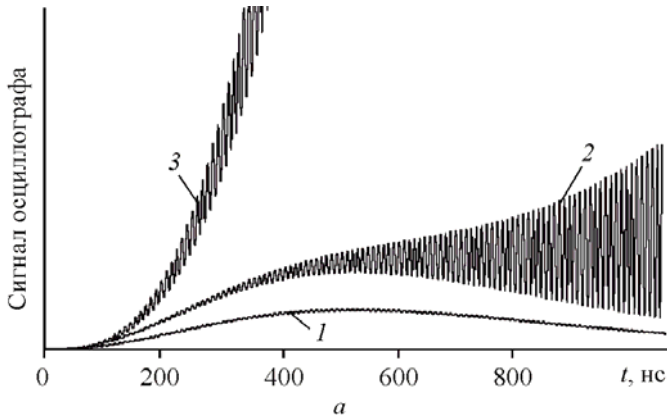


Рис. 2. Временные характеристики излучения YAG:Nd³⁺-лазера с пассивным затвором без разгрузки потерь резонатора

«гигантского» импульса (осциллограмма 2 на рис. 2, а). Такая динамика отражает факт просветления пассивного затвора одновременно с насыщением усиления активной среды (режим 2). При дальнейшем повышении уровня накачки ($\Delta U/U_p > 0,3$) наблюдалось увеличение скорости нарастания интенсивности излучения «гигантского» импульса (осциллограмма 3 на рис. 2, а), сопровождаемое ухудшением качества генерации, так как одиночных УКИ на аксиальном периоде при этом практически не наблюдалось. Такая генерация соответствовала режиму 3, когда стадия просветления пассивного затвора предшествует насыщению усиления активной среды.

На рис. 2, б показаны гистограммы функции автокорреляции интенсивности излучения соответственно для второго и третьего режимов генерации. Как следует из приведенных гистограмм, наиболее короткие импульсы излучения возникают при условии совмещения в процессе генерации режима просветления пассивного затвора с насыщением усиления активной среды.

Однако вид функции автокорреляции интенсивности (наличие структуры в ней) показывает, что в нашем случае процесс выделения одиночного импульса из первоначальной шумовой картины излучения происходит не полностью. По-видимому, причиной этого является недостаточное время взаимодействия излучения с пассивным затвором. Значительно увеличить это время позволяет предлагаемый метод контролируемой разгрузки потерь резонатора, который изменяет динамику излучения на стадии пика свободной генерации.

Кинетику генерации на стадии отсутствия просветления пассивного затвора (режим 1) можно проследить, решая полную систему уравнений для плотности потока фотонов I и инверсной населенности N в случае генератора, работающего по четырехуровневой схеме:

$$\frac{dI}{dt} = (N_0 - N)W(t) - I\sigma N - N/t,$$

$$\frac{\chi}{c} \frac{dI}{dt} = I\sigma N - B(t)I.$$

Здесь $W(t)$ — параметр накачки, экстраполируемый зависимостью

$$W(t) = P \sin^2(0,785t/\tau_1);$$

P — его амплитудное значение; τ_1 — полуширина импульса накачки, $\tau_1 = 200$ мкс; $\chi = L/l$ — коэффициент заполнения, который для резонатора бегущей волны отражает отношение полной длины резонатора $L = 180$ см к длине активного элемента $l = 7,3$ см; c — скорость

света; $B(t) = (1/l) \ln[1/(RT_0T_1)]$ — коэффициент полных потерь резонатора, который в нашем случае зависит от времени; R — коэффициент отражения выходного зеркала, $R = 0,8$; T_0 — коэффициент пропускания непросветленного пассивного затвора; T_1 — коэффициент пропускания электрооптического элемента.

Конкретные расчеты выполнены для лазера бегущей волны с активным кристаллом YAG, активированным ионами Nd^{3+} с концентрацией $N_0 = 3,2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, сечением активного перехода $\sigma = 7,7 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ и временем затухания люминесценции $\tau = 255 \text{ мкс}$ [10].

При исходной подаче на ЭОЭ постоянного напряжения V_0 в резонаторе возникают дополнительные потери, определяемые пропусканием

$$T_1 = \cos^2 \left[\pi V_0 / (2V_b) \right],$$

где V_b — полуволновое напряжение, $V_b = 9 \text{ кВ}$.

Кинетикой развития пичка свободной генерации управляли путем «сброса» этих дополнительных потерь при уменьшении поданного напряжения по определенному закону $V(t)$.

Рассмотрим первоначально процесс формирования пичка свободной генерации без «сброса» потерь $V(t) = V_0 = \text{const}$. На рис. 3 показана вычисленная зависимость плотности потока фотонов в максимуме первого пичка генерации от величины Z , выражающей отношение параметра накачки P к его пороговому значению для $T_0 = 0,67$ и $V_0 = 4,5 \text{ кВ}$. Обращает на себя внимание резкая зависимость плотности потока фотонов излучения при значениях $Z \approx 1$, которая при $Z \geq 1,1$ переходит в более плавный рост.

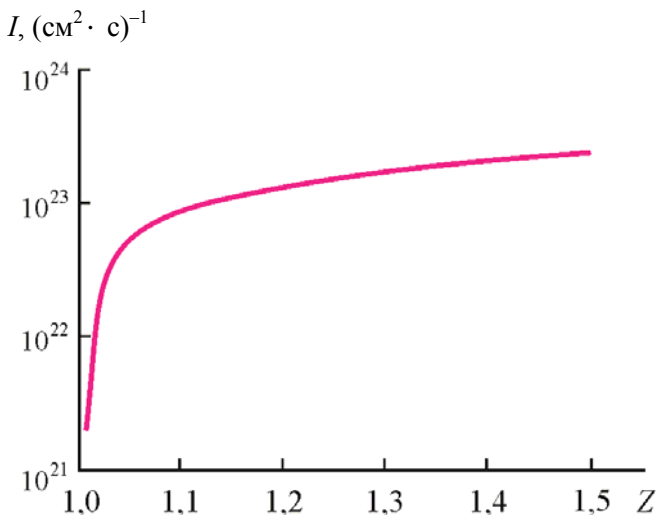


Рис. 3. Зависимость плотности потока фотонов I в максимуме пичка свободной генерации от отношения Z уровня энергии накачки к пороговому значению при параметрах, соответствующих эксперименту

На рис. 4 представлены результаты вычислений плотности потока фотонов I и инверсной населенности N при $Z = 1,1$. Там же показан уровень пороговой инверсной населенности $N_p = B_0/\sigma$, где B_0 — полные потери в резонаторе с учетом дополнительных потерь ЭОЭ.

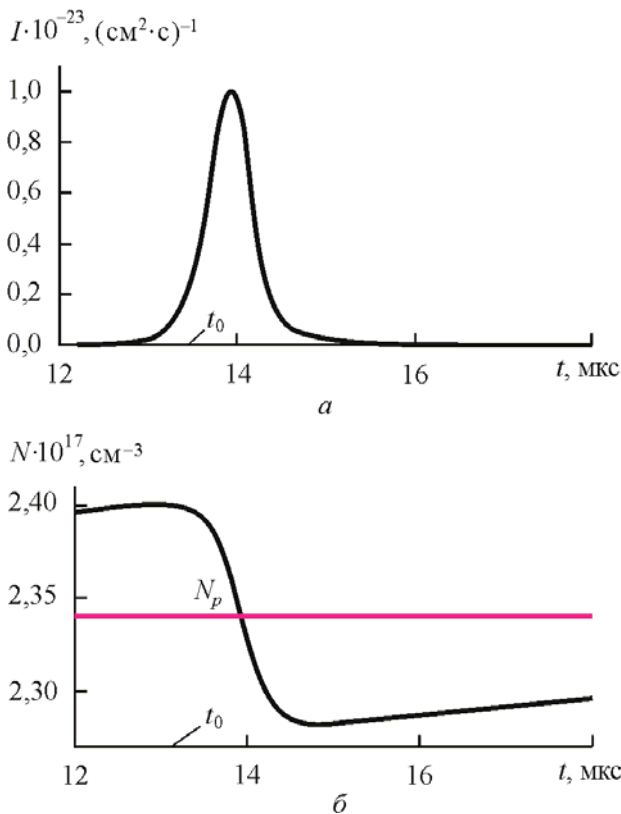


Рис. 4. Зависимости плотности потока фотонов I (а) и инверсной населенности N (б) от времени для пичка генерации при отсутствии просветления пассивного затвора без разгрузки потерь резонатора (пороговый уровень инверсной населенности $N_p = \text{const}$)

Как видно на рисунке, пороговое условие генерации (N пересекает N_p) реализуется лишь в одной точке t_0 — в максимуме пичка свободной генерации, где $dI/dt = 0$. Сохранить и далее по времени пороговое условие можно, лишь уменьшив потери в резонаторе в соответствии со скоростью падения инверсной населенности. В этом и состоит идея предлагаемого метода.

Представляет интерес случай, когда «сброс» приложенного на ЭОЭ напряжения подчиняется зависимости $V(t) = V_0 \exp[-(t - t_0)/\theta]$

как наиболее просто реализуемой экспериментально при разряде RC -цепи через коммутирующий элемент. В этом случае $\theta = RC$. В условиях расчета, результаты которого представлены на рис. 4, при $Z = 1,1$, вычисляя величину dN/dt в максимуме пика свободной генерации t_0 и подбирая θ так, чтобы выполнялось условие

$$\frac{dN}{dt} \cong \frac{dN_p}{dt} = \frac{1}{\sigma} \frac{dB}{dt},$$

была определена кинетика интенсивности и инверсной населенности при разгрузке потерь резонатора начиная с t_0 с учетом времени запаздывания включения, которое в эксперименте составляло 10 нс, что сравнимо с длительностью аксиального периода излучения. Результаты расчета, представленные на рис. 5, показывают, что при такой разгрузке потерь кинетика N и I существенно изменяется, начиная с

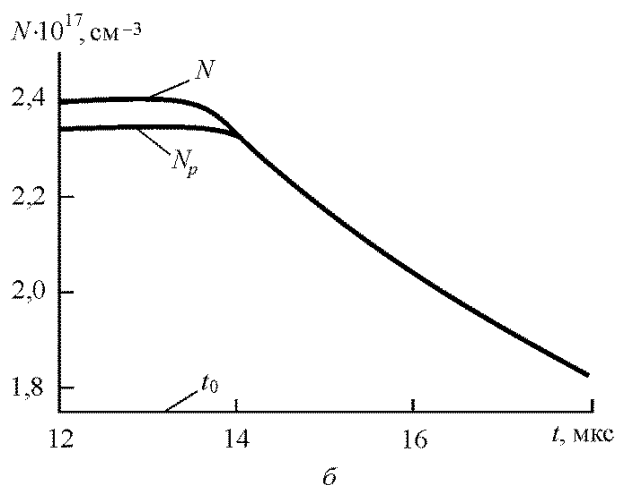
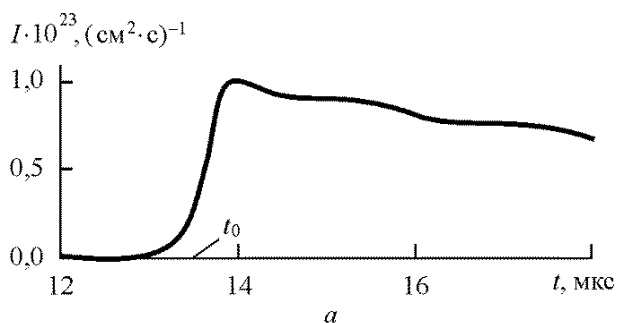


Рис. 5. Зависимости плотности потока фотонов I (а), а также инверсной населенности N и ее порогового значения N_p (б) от времени при отсутствии просветления пассивного затвора в условиях экспоненциального «сброса» напряжения на ЭОЗ с момента t_0

максимума пика свободной генерации. На значительном интервале

времени реализуются условия практически полного совпадения инверсной населенности с пороговым значением — кривые $N(t)$ и $N_p(t)$ практически сливаются (см. рис. 5, б). Следствием этого является образование во временной картине излучения длинного шлейфа со слабоспадающей интенсивностью на заднем фронте пичка (см. рис. 5, а). Фактически это означает достижение режима, близкого к квазистационарной генерации, при которой лазер значительно дольше работает в пороговых условиях и создаются предпосылки для эффективной генерации УКИ при просветлении пассивного затвора, но без принудительного подавления интенсивности.

Как уже указывалось, в нашем эксперименте для $YAG:Nd^{3+}$ -лазера бегущей волны наличие в резонаторе пассивного затвора с красителем № 3298 обусловило реализацию трех режимов генерации в зависимости от уровня накачки. При накачках, близких к пороговой ($Z \leq 1,2$), соответствующих режиму 1, излучение при отсутствии «сброса» потерь всегда имело вид многопичковой свободной генерации. При этом временной ход первого пичка имел характерный вид импульса, сходный с показанным на рис. 4, а. Оставаясь в этом диапазоне накачек и включая процесс «сброса» потерь в максимуме пичка при вариации постоянной времени $\theta = RC$, удалось сформировать длинный слабоспадающий шлейф в излучении на заднем фронте пичка свободной генерации, аналогичный изображенному на рис. 5, а. При этом на шлейфе пичка свободной генерации наблюдалось возникновение излучения «гигантского» импульса (рис. 6, а), что, очевидно, связано с просветлением пассивного затвора, наступающим в данном случае в результате длительной трансформации излучения из шумовой картины в УКИ.

Примененный метод разгрузки потерь резонатора в лазере с пассивным затвором в результате изменения режима генерации позволил получить наиболее короткие импульсы в излучении. Гистограмма функции автокорреляции излучения цуга «гигантского» импульса (рис. 6, б) в этом случае показывает отсутствие структуры во временной картине импульсного излучения с близкой к предельно возможной для $YAG:Nd^{3+}$ -лазера длительностью $\Delta t \approx 12$ пс, соответствующей ширине спектра генерации $\Delta \nu \approx 1,2$ см⁻¹. Этот вывод подтверждает также показанная на рис. 6, в фотография временной развертки излучения, снятая после оптической задержки с экрана скоростного фоторегистратора.

К преимуществу предложенного метода можно отнести также то обстоятельство, что условия для эффективной генерации УКИ при длительном многоходовом взаимодействии излучения с пассивным затвором обеспечиваются не с помощью принудительного подавления средней интенсивности путем введения потерь (как в случае режима отрицательной обратной связи), а наоборот, только «сбросом»

потерь. Как следствие, пиковая мощность излучения цуга УКИ в нашем случае не ограничивается сверху. Результирующий «гигантский» импульс представляет собой, как обычно, цуг из 5...8 импульсов, в которых сосредоточена основная доля всей выходной энергии. Выделенный из максимума цуга ультракороткий импульс имел энергию ≈ 1 мДж.

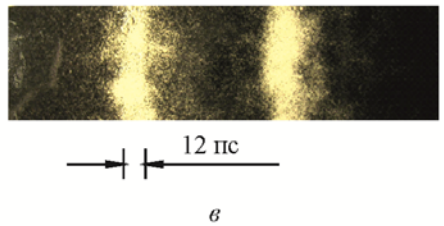
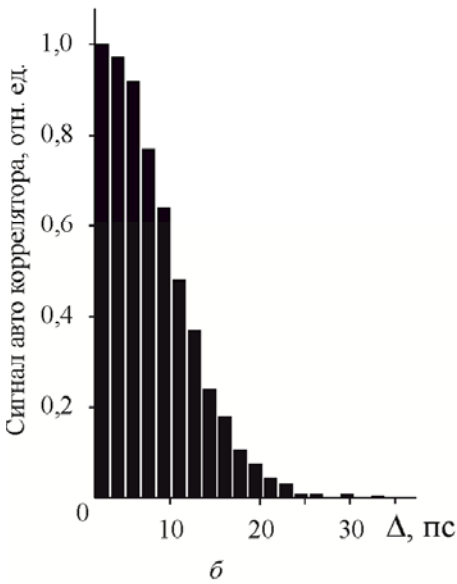
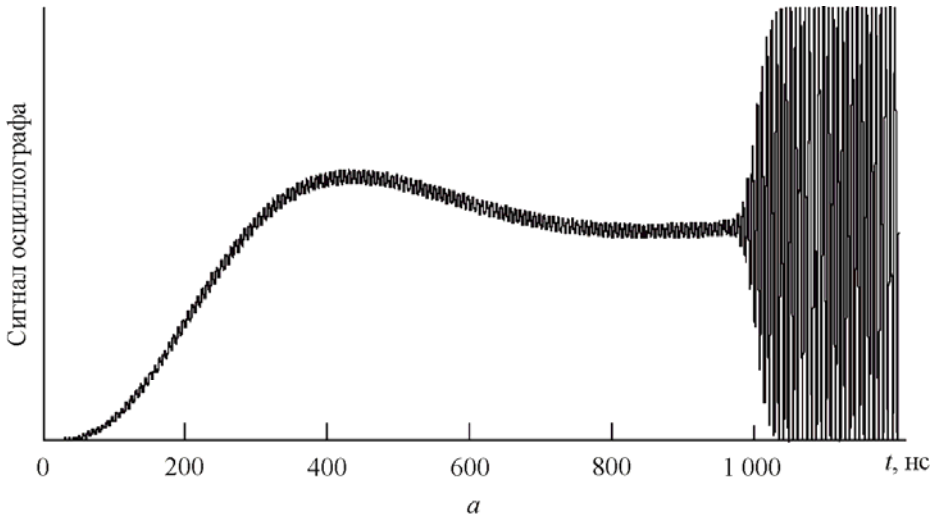


Рис. 6. Временные характеристики излучения YAG:Nd³⁺-лазера с пассивным затвором в режиме генерации предельно коротких импульсов

При реализации данного метода важным моментом явился выбор конфигурации резонатора. Известно, что возможность получения режима квазистационарной генерации для лазеров стоячей волны в

случае широкополосного лазерного излучения в значительной мере определяется пространственной неоднородностью поля в резонаторе [11]. Механизмом, препятствующим выходу излучения на квазистационарный режим, может быть конкуренция отдельных аксиальных мод вследствие неравномерного «выгорания» инверсной населенности в узлах и пучностях стоячей волны [12–14]. В нашем случае влияние пространственной неоднородности поля излучения устраняли применением режима бегущей волны благодаря использованию в кольцевом резонаторе дополнительного возвратного зеркала ВЗ (см. рис. 1). Отношение интенсивностей прямой и обратной волн было не менее 50. Последующие эксперименты по кинетике генерации УКИ с пассивным затвором подтвердили обоснованность выбора режима бегущей волны.

В заключение отметим, что центральным моментом в развитии дальнейших работ по проблеме получения предельно коротких импульсов меньшей длительности с использованием предложенного метода будет переход к активным средам с большей шириной спектра генерации, таким как неодимовое стекло. Важным обстоятельством при этом представляется выбор типа пассивного затвора, эффективно работающего в режиме квазистационарной генерации лазера.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Сломинский Ю.Л., Смирнов А.А., Кудинова М.А., Ефименко Н.И., Толмачев А.И. Тетракарбозианины с циклическими группировками. *Укр. хим. журн.*, 1978, т. 44, № 8, с. 838.
- [2] Бабенко В.А., Дядюша Г.Г., Кудинова М.А., Малышев В.И., Сломинский Ю.Л., Сычев А.А., Толмачев А.И. Новые соединения для пассивных затворов лазеров ближнего ИК-диапазона. *Квантовая электроника*, 1980, т. 7, с. 1796.
- [3] Бабенко В.А., Сычев А.А. Красители ИК-диапазона в квантовой электронике и нелинейной оптике. *Тр. ФИАН*, 1991, т. 212, с. 144.
- [4] Бабенко В.А., Малышев В.И., Сычев А.А. Метод уменьшения времени релаксации пассивного затвора ОКГ на неодимовом стекле. *Письма в ЖЭТФ*, 1971, т. 14, с. 461.
- [5] Захаров С.Д., Крюков П.Г., Матвеев Ю.А., Чекалин С.В., Чурилова С.А., Шатберашвили О.Б. Развитие генерации ультракоротких импульсов в лазере на неодимовом стекле. *Квантовая электроника*, 1973, т. 5 (17), с. 52.
- [6] 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, т. 11, с. 168.
- [7] Heinz P, Laubereau A. Feedback-Controlled Mode-locking Operation of Nd-doped Crystal Lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1990, vol. 7, p. 182.
- [8] Бабушкин А.В., Воробьев Н.С., Прохоров А.М., Щелев М.Я. Стабильный пикосекундный лазер на кристалле $YAlO_3:Nd$ с гибридной синхронизацией мод и пассивной внутррезонаторной отрицательной обратной связью на основе кристалла GaAs. *Квантовая электроника*, 1989, т. 16, с. 2036.

- [9] Babenko V.A., Sychev A.A. Ultrashort-Pulse Generation in a Passive-Mode-Locking YAG:Nd Laser by means of the Resonator-Loss-Unloading Method. *J. of Russian Laser Research*, 1999, vol. 20, no. 5, p. 478.
- [10] Каминский А.А. *Лазерные кристаллы*. Москва, Изд-во Наука, 1975, 256 с.
- [11] Tang C.L., Statz H., DeMars G. Spectral Output and Spiking Behavior of Solid-State Lasers. *J. Appl. Phys.*, 1963, vol. 34, p. 2289.
- [12] Кузнецова Т.И., Раутиан С.Г. О неустойчивости режима генерации монохроматического излучения в оптических квантовых генераторах на твердом теле. *ФТТ*, 1963, т. 5., с. 2105.
- [13] Evtuhov V. The Effect of Spatial Modulation of Pump Light on the Longitudinal-Mode Spectra of Ruby Lasers. *Appl. Phys. Letters*, 1965, vol. 6, p. 141.
- [14] Малышев В.И., Маркин А.С., Сычев А.А. Кинетика спектров свободной генерации ОКГ на твердом теле в режиме бегущей волны при исключении дискриминации мод. *Письма в ЖЭТФ*, 1969, т. 9, вып. 1, с. 3.

Статья поступила в редакцию 17.07.2014

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Бабенко В.А., Сычев А.А. Генерация спектрально ограниченных ультракоротких импульсов в YAG:Nd³⁺-лазере с быстрорелаксирующим пассивным затвором. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2014, вып. 9.

URL: <http://engjournal.ru/catalog/machin/laser/1297.html>

Бабенко Владимир Анатольевич родился в 1946 г., окончил МФТИ в 1971 г. Канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр. ФГБУН Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН). Автор 43 опубликованных работ. Область научных интересов: оптика, спектроскопия, квантовая электроника. e-mail: babenko@sci.lebedev.ru

Сычев Андрей Андреевич родился в 1943 г., окончил МФТИ в 1967 г. Канд. физ.-мат. наук, вед. науч. сотр. ФГБУН Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН). Автор 59 опубликованных работ. Область научных интересов: оптика, спектроскопия, квантовая электроника. e-mail: sychev4@yandex.ru

Generation of spectrally limited ultrashort pulses in YAG:Nd³⁺ laser with a rapidly relaxing passive gate

© V.A. Babenko, A.A. Sychev

Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991, Russia

The main purpose of the research was to implement the mode of generating ultrashort picosecond duration pulses using a rapidly relaxing dye and the method of cavity losses discharge of epy pulsed solid-state lasers with a passive gate. We calculated the generation kinetics and determined the optimal conditions modulation mode in combination with passive gate enlightenment. We implemented the method for the YAG: Nd³⁺ laser, for which we obtained the intense ultrashort pulses with duration of ≈ 12 ps, corresponding to the maximum width of the emission spectrum of the nonselective resonator.

Keywords: picosecond laser pulses, rapidly relaxing passive gate, Q-switched laser.

REFERENCES

- [1] Slominsky Yu.L., Smirnov A.A., Kudinova M.A., Efimenko N.I., Tolmachev A.I. *Ukr. khim. zhurn. — Ukr. Chemical Journal*, 1978, 44, no. 8, p. 838.
- [2] Babenko V.A., Dyadyusha G.G., Kudinova M.A., Malyshev V.I., Slominsky Yu.L., Sychev A.A., Tolmachev A.I. *Kvantovaya Elektronika — Quantum Electronics*, 1980, no. 7, p. 1796.
- [3] Babenko V.A., Sychev A.A. Krasiteli IK-diapazona v kvantovoi elektronike i nelineinoi optike [IR dyes in quantum electronics and nonlinear optics]. *Trudy FIAN* [Proceedings of the Physics Institute of the Academy of Sciences], 1991, no. 212, p. 144.
- [4] Babenko V.A., Malyshev V.I., Sychev A.A. *Pis'ma ZhETF — JETP Letters*, 1971, no. 14, p. 461.
- [5] Zakharov S.D., Kryukov P.G., Matveets Yu.A., Chekalin S.V., Churilova S.A., Shatberashvili O.B. *Kvantovaya Elektronika — Quantum Electronics*, 1973, no. 5(17), p. 52.
- [6] Komarov K.P., Kuchyanov A.S., Labusov V.A., Ugozhaev V.D. *Pis'ma ZhETF — JETP letters*, 1985, no. 11, p. 168.
- [7] Heinz P, Laubereau A. Feedback-controlled mode-locking operation of Nd-doped Crystal lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1990, vol. 7, p. 182.
- [8] Babushkin A.V., Vorob'ev N.S., Prokhorov A.M., Shchelev M.Ya. *Kvantovaya Elektronika — Quantum Electronics*, 1989, no. 16, p. 2036.
- [9] Babenko V.A., Sychev A.A. Ultrashort-Pulse Generation in a Passive-Mode-Locking YAG:Nd Laser by Means of the Resonator-Loss-Unloading Method. *J. of Russian Laser Research*, 1999, vol. 20, no. 5, p. 478.
- [10] Kaminsky A.A. *Lazernye kristally* [Laser crystals]. Moscow, Nauka Publ., 1975, 256 p.
- [11] Tang C.L., Statz H., DeMars G. Spectral output and spiking behavior of solid-state lasers. *J. Appl. Phys.* 1963, vol. 34, p. 2289.
- [12] Kuznetsova T.I., Rautian S.G. *FTT — Solid State Physics*, no. 5, p. 2105 (1963).
- [13] Evtuhov V. The Effect of Spatial Modulation of Pump Light on The Longitudinal-mode Spectra of Ruby Lasers. *Appl. Phys. Letters*. 1965, vol. 6, p. 141.
- [14] Malyshev V.I., Markin A.S., Sychev A.A. *Pis'ma ZhETF — JETP Letters*, 1969, no. 9, iss. 1, p. 3.

Babenko V.A. (b. 1946) graduated from Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT) in 1971. Ph.D., senior researcher at Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences. Author of 43 publications. Scientific interests include optics, spectroscopy, quantum electronics. e-mail: babenko@sci.lebedev.ru

Sychev A.A. (b. 1943) graduated from Moscow Institute of Physics and Technology (MIPT) in 1967. Ph.D., leading researcher at Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences. Author of 59 publications. Scientific interests include optics, spectroscopy, quantum electronics. e-mail: sychev4@yandex.ru