

ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ

Kurstak V.Yu.

*Candidate of physical and mathematical Sciences,
Associate Professor of the Department of theoretical physics and heating engineers
Yanka Kupala Grodno State University*

INFLUENCE OF THERMAL PHASE LATTICE ON THE ULTRASHORT PULSES CHARACTERISTICS GENERATED BY THE DISTRIBUTED FEEDBACK DYE LASER

Курстак В.Ю.

*кандидат физико-математических наук,
доцент кафедры теоретической физики и теплотехники
Гродненский государственный университет имени Янки Купалы*

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОВОЙ ФАЗОВОЙ РЕШЕТКИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ РОС-ЛАЗЕРА НА КРАСИТЕЛЯХ

Abstract. Investigations of influence of thermal phase lattice (TPL) on generation characteristics of radiation of the distributed feedback (DFB) dye laser are executed at nanosecond duration of excitation. Investigation is executed by the analysis of a kinetics of generation at various concentrations of molecules of dye in the active medium of DFB dye laser. It set, that the strong influence TPL on generation characteristics of radiation takes place at concentrations of dye in the active medium, smaller critical concentration. Presence TPL leads to magnification of duration and power of single ultrashort pulses (USP), generated of DFB dye laser. At concentrations of molecules of dye in the active medium, exceeding critical, influence TPL on duration and power of single USP is negligible, if concentration is higher critical in two and more times.

Аннотация. Исследовано влияние тепловой фазовой решётки (ТФР) на генерационные характеристики излучения РОС-лазера на красителях при наносекундной длительности импульсов возбуждения. Исследование выполнено путём анализа кинетики генерации при различных концентрациях молекул красителя в активной среде РОС-лазера. Установлено, что сильное влияние ТФР на генерационные характеристики излучения имеет место при концентрациях красителя в активной среде, меньших критической концентрации. Наличие ТФР приводит к увеличению длительности и мощности генерируемых РОС-лазером одиночных ультракоротких импульсов (УКИ). При концентрациях молекул красителя превышающих критическую в два и более раз влияние ТФР на длительность и мощность одиночных УКИ пренебрежимо мало.

Keywords: distributed feedback (DFB) dye laser, thermal phase lattice, periodic structure of inversion population, ultrashort pulses of radiation, generation characteristics.

Ключевые слова: РОС-лазер на красителях, тепловая фазовая решётка, периодическая структура инверсии населённости, ультракороткие импульсы излучения, генерационные характеристики.

Постановка проблемы и анализ публикаций. Лазеры на красителях с динамической распределенной обратной связью (РОС) представляют собой простые по конструкции и удобные в эксплуатации источники лазерного излучения.

В настоящее время достигнут значительный прогресс в исследовании и разработке таких лазеров. Реализован целый ряд оптических схем РОС-лазеров, продемонстрированы такие их достоинства, как малая спектральная ширина линии излучения, широкий диапазон перестройки, высокий КПД, возможность получения генерации импульсов пикосекундной и фемтосекундной длительности как при пикосекундном, так и наносекундном возбуждении [1-17]. Следует также отметить простоту конструкции, технологичность в производстве и удобство в эксплуатации таких лазеров. Создание РОС-лазеров с высокими выходными характеристиками обусловило их применение в научных исследованиях [18-22].

Особый интерес представляет возможность получения генерации ультракоротких импульсов излучения (УКИ) при возбуждении РОС-лазера на красителях импульсами наносекундной длительности. В зависимости от конкретных условий реализации режима генерации УКИ характеристики одиночных УКИ могут значительно отличаться [23]. Это связано с тем, что в лазере на красителях со светоиндуцированной РОС при наносекундной накачке помимо периодической структуры инверсии населённости всегда формируется тепловая фазовая периодическая решётка (ТФР).

Не решённая часть общей проблемы. Положительной обратной связи, создаваемой ТФР, оказывается вполне достаточно, чтобы осуществить генерацию РОС-лазера чисто на ТФР. О получении генерации в растворе красителя на основе РОС, обеспечиваемой ТФР при наносекундной накачке сообщалось авторами работы [4], в которой было экспериментально определено время релаксации ТФР. Релаксация

тепловых решеток в активной среде РОС- лазера изучалась также авторами работы [24]. Влияние нестационарной тепловой решетки на ширину линии генерации РОС-лазера на красителях исследовали авторы работы [25].

Инерционность ТФР побуждает обратить внимание на влияние, которое она может оказывать на генерационные характеристики УКИ РОС-лазера на красителях. Таким образом, **целью данной работы является** исследование влияние ТФР на временные и энергетические характеристики излучения РОС-лазера на красителях при наносекундной длительности накачки.

$$\frac{dN(t)}{dt} = I_p(t)\sigma_p(N_\Sigma - N(t)) - \frac{\sigma_e c}{n_p} N(t)Q(t) - \frac{N(t)}{\tau}, \quad (2)$$

$$\frac{dQ(t)}{dt} = \frac{(\sigma_e - \sigma_a)c}{n_p} N(t)Q(t) - \frac{Q(t)}{\tau_c(t)} + \frac{\Omega}{\tau} N(t), \quad (3)$$

где N_Σ - концентрация молекул красителя в растворе, σ_p - сечение поглощения молекул красителя на длине волны накачки, σ_e - сечение вынужденного излучения молекул красителя, σ_a - сечение поглощения молекул красителя на длине волны генерации, c - скорость света, n_p - показатель преломления раствора красителя; τ - время жизни возбужденного состояния молекул красителя; $\tau_c(t)$ - эквивалентное время жизни фотона в резонаторе; Ω - коэффициент, определяющий часть фотонов спонтанного излучения, попадающего в спектральный интервал генерации и распространяющегося внутри телесного угла, что и фотоны вынужденного излучения.

Излучением накачки инициируются в активной среде периодическая пространственная структура инверсии населенности и тепловая периодическая структура. Эти структуры и обеспечивают необходимую для разгорания генерации положительную обратную связь, которую можно оценить, проанализировав их вклады в величину эквивалентного времени жизни фотона в резонаторе $\tau_c(t)$ [27]:

$$\tau_c(t) = \tau_n(t) + \tau_a(t). \quad (4)$$

Величины $\tau_n(t)$ и $\tau_a(t)$ описывают составляющие эквивалентного времени жизни фотона в резонаторе, обусловленное ТФР и пространственной периодической структурой инверсии населенности, соответственно, причём

$$\tau_n(t) = \frac{n_p L^3}{2c\lambda_g^2} \Delta n^2(t), \quad (5)$$

$$\tau_a(t) = \frac{n_p L^3}{8c\pi^2} \Delta \alpha^2(t). \quad (6)$$

Здесь $\Delta n(t)$ - изменение показателя преломления, L - длина периодической структуры, λ_g - длина волны генерируемого излучения, $\Delta \alpha(t)$ - изменение усиления активной среды.

Для определения $\Delta n(t)$, вызванного инициированием в среде ТФР воспользуемся соотношением [23]:

$$\Delta n = \left(\frac{dn}{dT}\right) \Delta T, \quad (7)$$

Изложение основного материала.

Проведенные в данной работе исследования выполнялись посредством численного моделирования кинетики генерации РОС -лазера на красителях [5,26].

Скорость возбуждения $I_p(t)$ задавалась в виде гауссова импульса:

$$I_p(t) = I_0 \exp\left(-\left(\frac{t-\tau_0}{\tau_u}\right)^2\right), \quad (1)$$

Изменение усредненных по активной среде населенности верхнего лазерного уровня $N(t)$ и плотности фотонов генерируемого РОС -лазером излучения $Q(t)$ можно записать следующим образом:

где ΔT - изменение температуры в максимумах решетки по сравнению с температурой окружающей среды T_0 . Интересующую нас величину ΔT определим, воспользовавшись решением одномерного уравнения теплопроводности [28,29] с источниками тепла

$$q = q_0(1 + \cos(2\pi x/\Lambda)), \quad (8)$$

где q - плотность мощности тепловыделения, Λ - период РОС-структуры.

$$T(x, t) - T_0 = q_0 a (1 - \exp(-\beta t / C\rho a)) / \beta + (q_0 \tau_p / C\rho) \cdot (1 - \exp(-t/\tau_p)) M \cos(2\pi x/\Lambda), \quad (9)$$

где a - глубина проникновения накачки, C - теплоемкость единицы объема вещества, ρ - плотность, β - коэффициент теплообмена с окружающей средой. Контраст структуры M будем считать равным 1, τ_p - постоянная времени тепловой релаксации.

$$\tau_p = (4\pi^2 \sigma / \Lambda^2 + \beta / C\rho a)^{-1}, \quad (10)$$

где σ - коэффициент температуропроводности вещества. В нашем случае выравнивание температуры происходит благодаря теплопроводности активной среды, т.е. $\beta / C\rho a \ll 4\pi^2 \sigma / \Lambda^2$, тогда с учётом связи Λ с длиной волны генерации РОС-лазера λ_g получим:

$$\tau_p = \left(\frac{\lambda_g}{2n_p}\right)^2 \frac{1}{4\pi^2 \sigma}, \quad (11)$$

Разность температур ΔT , которая имеет место при смещении из максимума тепловой решетки в ее минимум, будет описываться, согласно (9), выражением:

$$\Delta T = \frac{2q_0 \tau_p}{C\rho} (1 - \exp(-t/\tau_p)). \quad (12)$$

Как видно из (12), искомая величина ΔT зависит от мощности источника тепловыделения и теплофизических параметров активной среды. Плотность мощности источника q_0 определяется выражением:

$$q_0 = \left(1 - f \frac{\lambda_p}{\lambda_g}\right) \frac{E(t)}{V_a t}, \quad (13)$$

где f - квантовый выход люминесценции используемого красителя, V_a - возбуждаемый объём красителя, λ_p - длина волны излучения

накачки, $E(t)$ – энергия импульса накачки, поглощенная к моменту времени t .

Подставив теперь значение ΔT из (12) в (7) и учтя выражение (13), для Δn получим:

$$\Delta n(t) = A_T \frac{E(t)}{t} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right)\right), \quad (14)$$

$$\text{где } A_T = \left(\frac{dn}{dT}\right) \frac{2\tau_p}{c\rho V_a} \left(1 - f \frac{\lambda_p}{\lambda_g}\right).$$

Зная форму импульса накачки и характеристики раствора красителя, используемого в качестве активной среды РОС-лазера можно рассчитать $\Delta n(t)$, а следовательно и $\tau_n(t)$, и

выяснить влияние ТФР на генерационные характеристики УКИ.

При выполнении численных исследований использовались физические параметры активной среды и красителя родамин 6Ж, приведенные в таблице 1:

Концентрация молекул красителя в активной среде РОС-лазера является одним из параметров, оказывающих существенное влияние на генерационные характеристики УКИ при наносекундной длительности накачки.

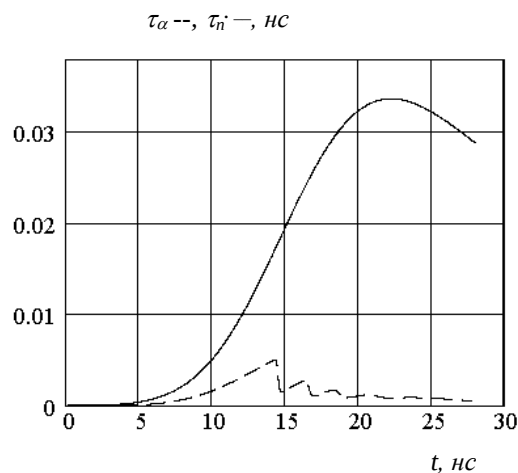
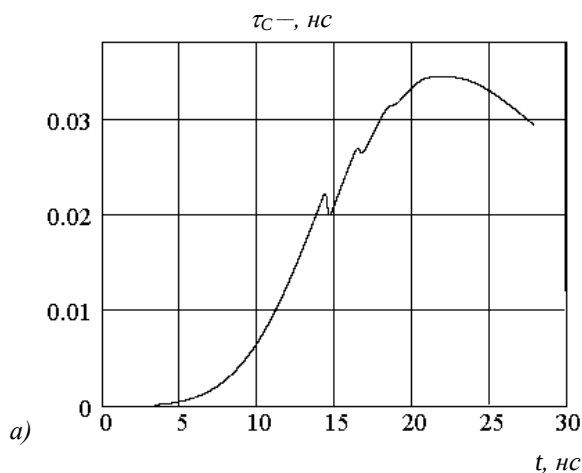
Таблица 1

Значения физических параметров, используемых в вычислениях

Физическая величина	Пояснение
$\sigma_p = 4,0 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$	Сечение поглощения излучения накачки
$\sigma_e = 2,0 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$	Сечение вынужденного излучения
$l = 1 \text{ см}$	Длина периодической структуры
$\lambda_p = 5,32 \cdot 10^{-5} \text{ см}$	Длина волны излучения накачки
$\lambda_g = 5,7 \cdot 10^{-5} \text{ см}$	Длина волны излучения генерации
$\tau_p = 14 \text{ нс}$	Длительность импульсов накачки
$\tau = 4 \text{ нс}$	Время жизни возбужденного состояния красителя
$\sigma_a = 0,7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$	Сечение поглощения генерируемого излучения
$f = 0,92$	Квантовый выход люминесценции красителя
$n_p = 1,36$	Показатель преломления раствора красителя
$C = 2,43 \text{ Дж/(г·К)}$	Теплоёмкость раствора красителя
$\rho = 0,79 \cdot \text{г/см}^3$	Плотность растворителя
$\sigma = 8,75 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2/\text{с}$	Коэффициент температуропроводности раствора
$dn/dT = 4 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$	Производная показателя преломления по температуре

Изменение концентрации сильно влияет на ход временной зависимости величины τ_c , рис.1, которая полностью определяется изменением составляющих τ_n и τ_a . Характер изменения величины τ_a такой, что своего наибольшего значения она достигает к началу развития генерации, в то время как τ_n монотонно возрастает до тех пор, пока действует накачка. Величина нормированной накачки $\gamma = I_p/I_{th}$ на значение

пороговой плотности мощности возбуждения при этом сохранялась постоянной и равной 1,4. РОС-лазер в этом случае генерирует пуг, состоящий из четырех импульсов пикосекундной длительности. При высоких концентрациях, рис.1 в), характер изменения τ_c такой, как и у τ_a , т.е. вклад τ_n в данном случае представляет собой малую добавку к τ_a .



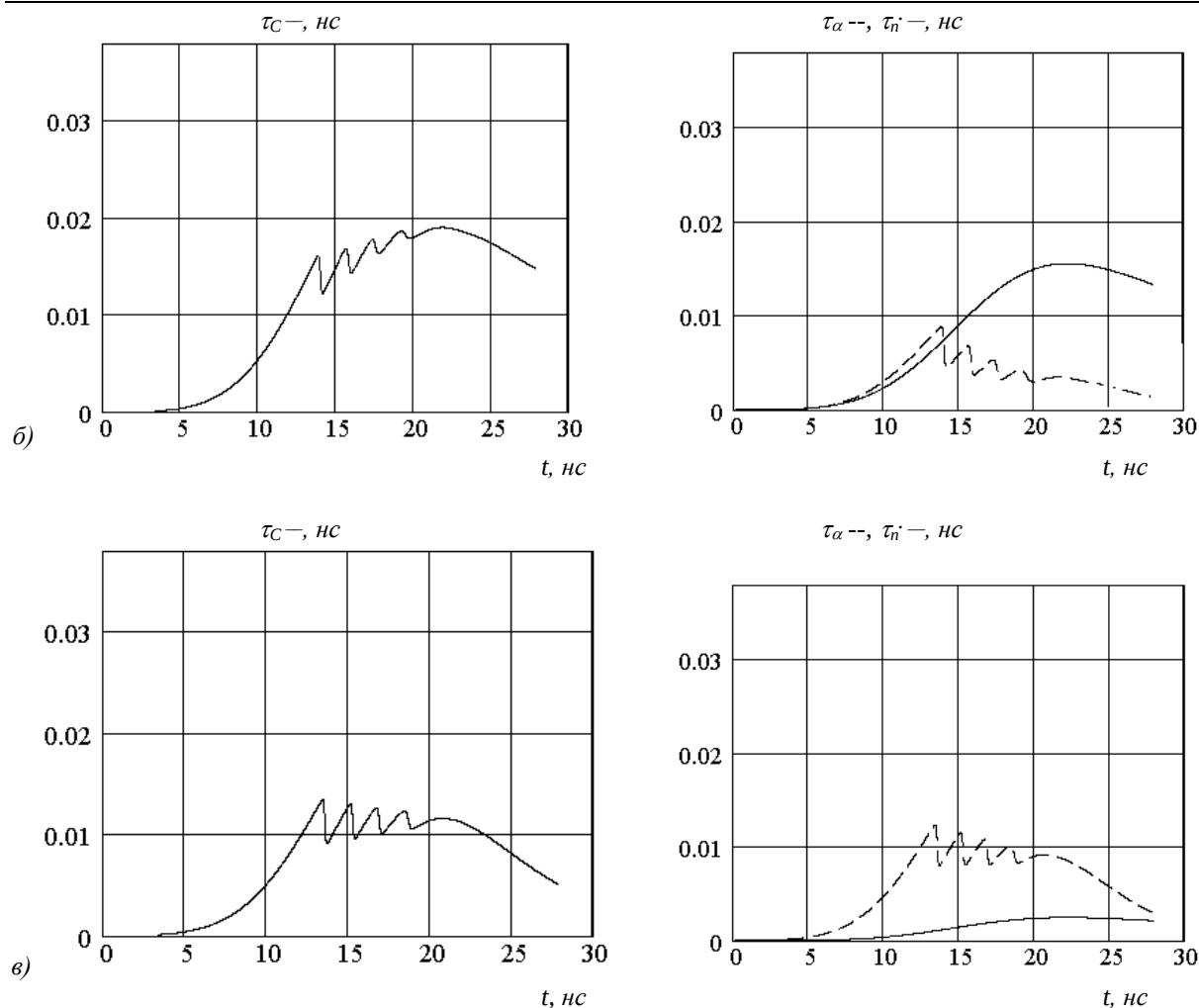


Рис. 1. Изменение времени жизни фотона в резонаторе τ_c и его составляющих - τ_α и τ_n во времени при концентрации молекул красителя а) - $5 \cdot 10^{-4}$, б) - 10^{-3} и в) - $3 \cdot 10^{-3}$ моль/л, и превышении порога накачки $\gamma = 1,4$.

При малых концентрациях, рис.1 а), изменение τ_c определяется величиной τ_n и в этом случае уже τ_α играет роль небольшой добавки к τ_n .

Величина резкого скачка вниз у τ_α , соответствующего генерации первого импульса в пуге, заметно увеличивается при уменьшении концентрации молекул красителя, а последующие скачки всё в большей мере сглаживаются. Это указывает на увеличение эффективности опустошения верхнего лазерного уровня.

Резкое падение τ_c соответствует генерации УКИ излучения. Рост величины γ приводит к существенному уменьшению скачка τ_c в момент генерации импульса, так как падение τ_α частично компенсируется увеличением τ_n . Таким образом, увеличивая γ выше некоторого её значения можно получить полное сглаживание скачка во временном изменении τ_c . Это соответствует генерации гладкого импульса наносекундной длительности, описанного в [30].

Исследование зависимости величин τ_n и τ_α в момент разгорания генерации одиночного УКИ от

концентрации молекул красителя в растворе, рис. 2, позволяет проанализировать соотношение вкладов ТФР и периодической структуры инверсии населенности в положительную обратную связь, а также установить значение концентрации, при которой вклад ТФР становится существенным. Как видно из рис.2, при малой концентрации красителя ($2 \cdot 10^{-4}$ моль/л) τ_n в момент разгорания генерации сильно превышает τ_α (более чем в 50 раз) и с ростом концентрации красителя уменьшается, при этом величина τ_α монотонно увеличивается до своего максимального значения. При концентрации $C_k = 10^{-3}$ моль/л времена жизни фотона в резонаторе τ_n и τ_α в момент разгорания генерации одинаковы. Данную концентрацию будем называть критической. В этом случае величина положительной обратной связи на ТФР такая же, как и на периодической пространственной структуре инверсии населённости. Зависимость длительности одиночного УКИ, от концентрации красителя в активной среде РОС-лазера приведена на рис. 3.

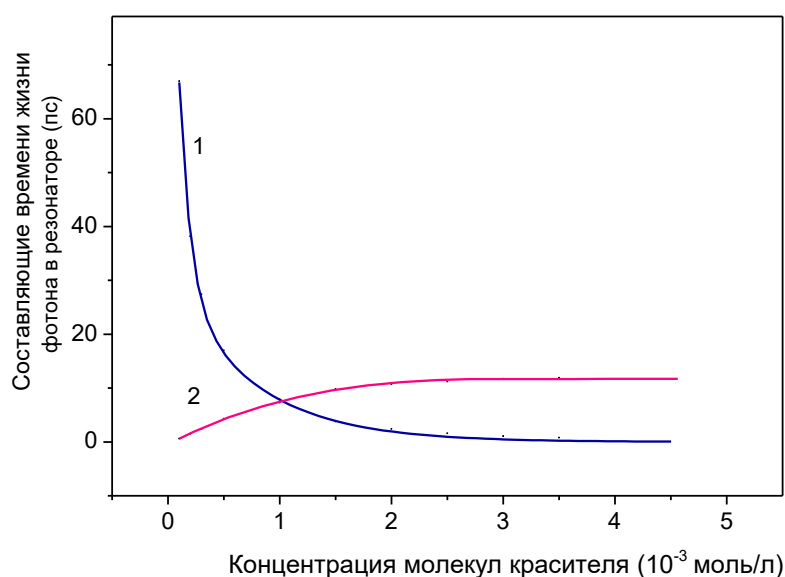


Рис. 2. Зависимость составляющих времени жизни фотона в резонаторе τ_n (1) и τ_α (2) в момент генерации одиночного УКИ от концентрации молекул красителя в растворе.

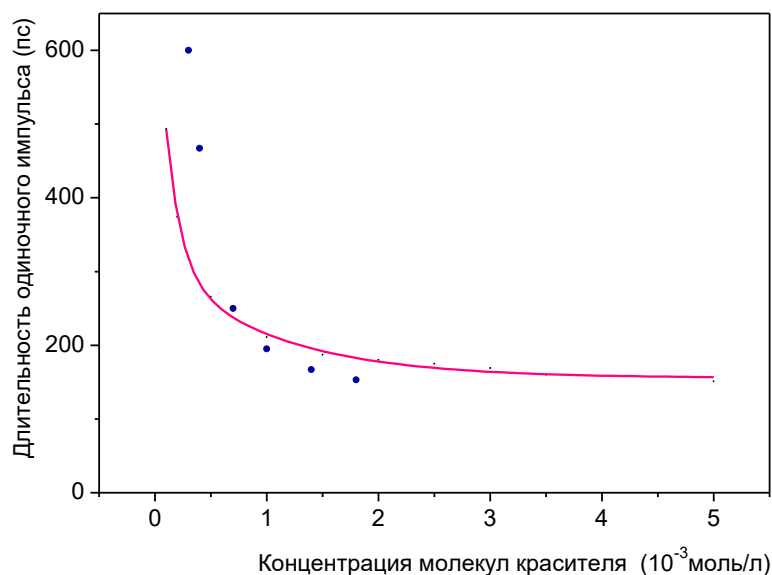


Рис. 3. Зависимость длительности одиночного УКИ от концентрации молекул красителя в растворе. Сплошная линия – расчёт, точки – эксперимент.

Сплошная линия отображает расчётные значения, а точки соответствуют эксперименту. Увеличение концентрации молекул красителя в активной среде от минимальных её значений до C_k приводит к сильному сокращению длительности одиночного УКИ, в то время как дальнейшее увеличение концентрации, выше C_k , вызывает незначительное изменение длительности.

Зависимость мощности одиночного УКИ, генерируемого РОС-лазером, от концентрации молекул красителя приведена на рис.4. Увеличение концентрации молекул красителя приводит к существенному уменьшению мощности одиночных УКИ. Причём, при возрастании концентрации выше $2C_k$ мощность одиночного импульса практически не изменяется.

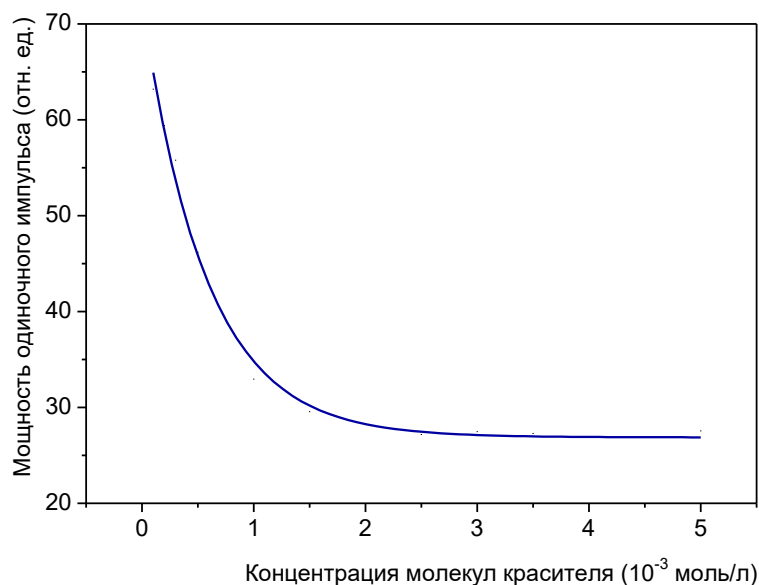


Рис. 4. Зависимость мощности одиночного УКИ от концентрации молекул красителя в растворе.

Увеличение мощности одиночного импульса пикосекундной длительности с ростом вклада ТФР, т.е. при уменьшении концентрации, связано с увеличением пороговой плотности мощности I_{th} , поскольку $\tau_n \sim (\gamma I_{th})^2$. Рост величины I_{th} существенно увеличивает τ_n . Следовательно, возрастание величины положительной обратной связи из-за ТФР при уменьшении концентрации молекул красителя способствует росту эффективности энергоотдачи активной среды и тем самым увеличивает мощность одиночного УКИ.

Уменьшение длительности накачки существенно изменяет соотношение τ_n и τ_a в момент разгорания генерации. Величина τ_a увеличивается из-за возросшей скорости накачки, а τ_n заметно уменьшается ввиду снижения пороговой плотности мощности возбуждения. При этом точка пересечения кривых на рис. 2, т.е. критическая концентрация, сместится в сторону меньших значений.

В экспериментальных исследованиях использовался РОС-лазер с делителем пучка накачки в виде призмы Дове. Схема экспериментальной установки, на которой проводились измерения приведена на рис.5. Возбуждение РОС-лазера осуществлялось излучением второй гармоники АИГ - Nd^{3+} лазера с длительность импульсов 14 нс [31]. Экспериментальные исследования проводились

при тех же параметрах активной среды РОС-лазера и возбуждения, что и численные.

Выводы из исследования. Проведенные исследования показали, что влияние ТФР на генерацию УКИ РОС-лазером на красителях и их генерационные характеристики определяющим образом зависит от концентрации молекул красителя в активной среде лазера. Определена критическая концентрация красителя $C_k = 10^{-3}$ моль/л, при которой величина положительной обратной связи на ТФР равна соответствующей величине на структуре инверсии населённости.

При высоких концентрациях красителя, больших C_k , длительность одиночного УКИ уменьшаются из-за ТФР незначительно.

Использование низких концентраций красителя ($C = 5 \cdot 10^{-4}$ моль/л), которые заметно ниже критической, приводит к существенному увеличению длительности и мощности одиночного УКИ по сравнению с их значениями при высоких концентрациях красителя из-за увеличения положительной обратной связи на ТФР.

С возрастанием уровня накачки сильнее увеличивается время жизни фотона в резонаторе, обусловленное ТФР, по сравнению с аналогичной величиной, соответствующей периодической структуре инверсии населённости, что ведёт к сглаживанию импульсов в цуге и при определённом значении уровня накачки импульс становится гладким.

- nanoparticles / M. Fukushima, H. Yanagi, S. Hayashi et. al. // J. Appl. Phys. – 2005. – V.97. 106104.
13. Chen F. First-order distributed feedback dye laser effect in reflection pumping geometry / F. Chen, D. Gindre, J.-M. Nunzi // Opt. Lett. – 2007. – V.32. – № 7. – P. 805.
14. Chen Y. Nanoimprinted circular grating distributed feedback dye laser. / Y. Chen Y., Zh. Li, Zh. Zhang, D. Psaltis, A. Scherer // Appl. Phys. Letts. – 2007. – V.91. – № 5. – 051109-1.
15. Park T. Widely tunable lasing with lowered threshold in a two-dimensional indium-tin-oxide distributed-feedback structure / T. Park, S. Bae, N.Y. Ha // Optical Materials Express. – 2016. – V.6. – № 11. – P. 3676.
16. Novitsky D.V. Dynamics of DFB dye lasing by polarization modulation: simulations and experiment / D.V. Novitsky, V.M. Katarkevich, T.Sh. Efendiev // Laser Phys. Lett. – 2016. – V.13. – № 2. – P. 025002.
17. Katarkevich V.M. Highly efficient solid-state distributed feedback dye laser based on polymer-filled nanoporous glass composite excited by a diode-pumped solid-state Nd:LSB microlaser / V.M. Katarkevich, A.N. Rubinov, T.Sh. Efendiev, S.S. Anufrik, M.F. Koldunov // Applied Optics, – 2015. – V.54. – №26. – P.7962-7972.
18. Takeyasu N. Highly efficient solid-state distributed feedback dye laser based on polymer-filled nanoporous glass composite excited by a diode-pumped solid-state Nd:LSB microlaser / N. Takeyasu, T. Deguchi, M. Tsutsumikawa, J. Matsumoto, T. Imasaka // Anal. Sci. – 2002. – V.18. – P.243.
19. Oki Y. Multiwavelength distributed-feedback dye laser array and its application to spectroscopy / Y. Oki, S. Miyamoto, M. Maeda, N.J.Vasa // Optics Letters. – 2002. – V.27. – №14. – P. 1220 – 1222.
20. Yaney P.P. Distributed-feedback dye laser for picosecond ultraviolet and visible spectroscopy / P.P Yaney, D.A.V. Kliner, P.E. Schrader, R.L. Farrow // Rev. Sci. Instrum. – 2000. – V.71. – P. 1296.
21. Khan N. Overexposure analysis of pulsed distributed feedback laser source / N. Khan, A. Idrees / J. of Biomed. Opt. – 2001. – V.6. – № 1. – P.86-89.
22. Ushimura T. Fluorescence Lifetime Imaging Microscope Consisting of a Compact Picosecond Dye Laser and a Gated Charge-Coupled Device Camera for Applications to Living Cells / T. Ushimura, S. Kawanabe, Y. Maeda, T. Imasaka // Anal. Sci. – 2006. – V.22. – P. 1291.
23. Anufrik S.S. Generation of picosecond impulses by dye laser with distributed feedback / S.S. Anufrik, V.Yu. Kurstak, A.N. Rubinov, T.Sh. Efendiev // Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. – 1993. – V.1711. – P. 215-224.
24. Khan N. Model of temperature grating relaxation times in DFB dye lasers. / N. Khan, T.A. Hall, N. Mariun // Optics Express. – 2003. – V.11. – №13. – P.1520 – 1530.
25. Afanas'ev A.A. Effect of a thermal lattice on the generated line width of a dye laser with distributed feedback / A. A. Afanas'ev et al. // J. Appl. Spectr. – 1982. – V.37. – №2. – P.230 – 235.
26. Bor Zs. Ultrashort pulse generation by distributed feedback dye lasers. 1. Temporal characteristics / Zs. Bor, A. Muller, B. Racz, F.P.Schafer // Appl. Phys. – 1982. – V.27. – № 1. – P.9-14.
27. Курстак В.Ю. Влияние тепловой фазовой решетки на характеристики ультракоротких импульсов, генерируемых РОС-лазером на красителях / В.Ю. Курстак // Квантовая электроника. Сб. материалы IV междунар. науч.-техн. конф. – Мн. Беларусь. – 2002. – С.31.
28. Рубанов А.С. Нестационарные тепловые дифракционные решетки / А.С. Рубанов, Е.В. Ивакин // Квантовая электроника и лазерная спектроскопия. – Минск: Наука и техника. – 1974. – С.407 - 425.
29. Ивакин И.В., Ильюшенко Л.В., Петрович И.П., Рубанов А.С. Дифракционный метод определения коэффициента температуропроводности полупрозрачных материалов. – Минск: Препринт ИФ АН БССР. – 1975.
30. Катаркевич В.М. Кинетика генерации РОС-лазера на красителях при наносекундном возбуждении / В.М. Катаркевич, В.Ю. Курстак, А.Н. Рубинов, Т.Ш. Эфендиев // Квантовая электроника. –1996. –V.23. –№12. –P.1091 – 1094.
31. Рубинов А.Н. Особенности пикосекундной генерации РОС-лазера на бинарной смеси красителей при наносекундном возбуждении / А.Н. Рубинов, Т.Ш. Эфендиев, В.М. Катаркевич, В.Ю. Курстак // Квантовая электроника. – 1995. – V.22. – №2. – P.129-133.