

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПАССИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД В КОЛЬЦЕВОМ ОДНОНАПРАВЛЕННОМ ЛАЗЕРЕ

А.А. Соколов, Г.Н. Татарков

Численными методами исследована динамика пассивной синхронизации мод в однонаправленном кольцевом лазере для усиливающих сред типа АИГ-Nd и органических красителей. Существенные различия в их спектроскопических параметрах определяют характеристики соответствующих режимов генерации: при параметрах, соответствующих твердотельным лазерным средам имеет место генерация периодических цугов импульсов, при параметрах, характерных для органических красителей - режим стационарной пассивной синхронизации мод. Для усиливающей среды типа органический краситель получены данные об усложнении внутренней структуры импульса генерации при высоком коэффициенте усиления и стохастизации режима генерации при различных значениях ширины линии усиления и нелинейного поглощения.

Введение

Задача получения ультракоротких импульсов света методами пассивной синхронизации лазерных мод (ПСМ) и связанные с этим проблемы исследуются уже достаточно долгое время как теоретически [1,2], так и экспериментально [3]. За этот период процессы, происходящие при ПСМ твердотельных и жидкостных (на растворах красителей) лазеров, поняты достаточно полно, и авторы данной статьи не претендуют на получение принципиально новых результатов. Тем не менее, как нам кажется, полученные данные представляют определенный интерес.

О получении при ПСМ пикосекундных и субпикосекундных импульсов в области ближнего ИК и видимого диапазонов сообщается во многочисленных работах [4-11]. Для получения ультракоротких импульсов в твердотельных лазерах принципиальным требованием является малый (порядка нескольких пикосекунд) период релаксации просветляющегося поглотителя, поскольку именно он определяет длительность импульса [12]. В [13] описаны пассивные затворы на основе растворов симметричных пирилоцианиновых красителей и их аналогов со временами релаксации, лежащими в пределах 0.14-40 пс; сечения поглощения этих сред на длине волны генерации АИГ - неодимового лазера 1.064 мкм составляют $2-7 \cdot 10^{-18}$ см². По данным [14], скорость релаксации просветленного состояния этих красителей можно изменять в 1.5-5 раз путем подбора для них различных растворителей. Использование подобных быстрорелаксирующих затворов удается значительно уменьшить длительность

генерируемых в режиме синхронизации мод импульсов [15,16]. Для неодимовых лазеров она составляет 16-35 пс, а с использованием специальной методики повышения плотности энергии излучения в поглотителе для его более полного просветления - 0.7 пс [16].

Для лазеров на красителях различных типов характерны импульсы субпикосекундной длительности [4-11], примерно 200 фс, и более, если не используется методика столкновения импульсов в среде. Здесь малая инерционность поглотителя не является принципиально необходимой, как в случае твердотельных лазеров, поскольку укорочение импульса обеспечивается высокой скоростью релаксации усиливающей среды.

Характерная особенность подобных сообщений - малая информация о динамике самого режима генерации; по-видимому, это объясняется тем, что возможности экспериментатора неизбежно ограничены возможностями регистрирующего оборудования. Так, в большинстве работ по неодимовым лазерам упоминается, что лазер генерирует цуги импульсов, но ничего не сказано, например, о числе импульсов в цугах и частоте следования цугов. Отсутствуют какие-либо данные о внутренней структуре импульсов. Мы попытались в какой-то мере восполнить этот пробел.

1. Математическая модель

В качестве наиболее простой выбрана модель кольцевого однонаправленного лазера, содержащего усиливающую среду и пассивный насыщающийся фильтр. (Впервые возможность жесткой синхронизации мод в подобном лазере с безынерционным поглотителем обсуждалась в [2]). Усиливающая и поглощающая среды считались двухуровневыми с однородным уширением. Накачка усиливающей среды - непрерывная.

Для численного исследования использовалась следующая система полуклассических уравнений, близкая по форме к [17]:

$$dE/dz + (1/c)dE/dt = (i\alpha/2)P, \quad (1)$$

$$dP/dt = -\gamma_1 P - iED, \quad (2)$$

$$dD/dt = \gamma_2(1-D) - \text{Im}(EP). \quad (3)$$

Здесь E и P - «медленные» (по сравнению с периодом оптических колебаний) комплексные амплитуды поля и поляризации, α - ненасыщенный коэффициент усиления, D - нормированная на единицу разность населенностей уровней лазерного перехода, γ_1 и γ_2 - скорости релаксации поляризации и инверсии, соответственно. Активную среду рассматриваем как совокупность тонких слоев с малым усилением на каждом из них. Перейдя в собственную систему координат движущегося импульса $\tau = t - z/c$, можем преобразовать (1) к дискретному виду

$$E_2(\tau) = E_1(\tau) + (i\alpha/2)P(\tau) + \eta(\tau), \quad (4)$$

где E_1 - амплитуда поля на входе в активную среду, E_2 - амплитуда на выходе, через α переобозначили малую величину $\alpha x z$ - усиление слоя среды толщиной z . В (4) добавлен член η - шум, моделирующий квантовые флуктуации. Уравнения (1)-(4) получены в предположении, что резонатор по частоте настроен точно на центр линии усиления и линии поглощения, что позволяет перейти от комплексных величин к чисто действительным.

Взаимодействие поля излучения с поглотителем описывалось системой уравнений, отличающихся от (1)-(4) только тем, что коэффициенту α присвоен отрицательный знак, чтобы «переделать» его в коэффициент поглощения β , а

амплитуда поля излучения домножена на параметр $s^{1/2}$, где $s = \sigma_2 A_1 / \sigma_1 A_2$; σ_2 и A_2 - сечение индуцированного перехода поглотителя и площадь светового пучка в поглотителе, σ_1 и A_1 - соответствующие величины для усилителя.

Линейные потери для простоты предполагались сосредоточенными на зеркале с коэффициентом отражения (по амплитуде) R .

2. Система: усилитель - АИГ:Nd³⁺, поглотитель - пикосекундный краситель

Параметры АИГ: Nd³⁺ приняты равными: ширина линии 10¹¹ Гц, скорость релаксации инверсии 2·10⁴ Гц, сечение поглощения 9·10⁻¹⁹ см². Параметры поглотителя (быстрорелаксирующего пикосекундного красителя): ширина линии 10¹³ Гц, период релаксации инверсии 1пс, сечение поглощения 3·10⁻¹⁸ см². Период обхода резонатора 5 нс, коэффициент отражения зеркал $R=0.9$. Генерируемое излучение, в общем, представляет собой периодическую последовательность цугов импульсов. При коэффициентах усиления $\alpha=80\%$ и поглощения $\beta=20\%$ цуги следуют через 220 обходов резонатора и содержат 14 импульсов, одиночных на аксиальном периоде; то есть один импульс успевает 14 раз обойти резонатор от момента своего формирования до затухания. (Число импульсов в цуге мы определяли, принимая в расчет лишь те из них, энергия которых отличается от максимальной энергии импульса в данном цуге не более, чем в 15 раз). В промежутках между цугами энергия излучения практически равна нулю. Новый цуг импульсов зарождается из квантового шума. Огибающая цуга импульсов имеет приблизительно симметричную форму. Длительность импульса в максимуме его энергии составляет 14.5 пс. Импульс симметричен, фронт и спад его имеют одинаковую длительность.

Очевидно, что такая динамика определяется медленной релаксацией усиливающей среды и сечением индуцированного перехода, на три порядка меньшим по сравнению с поглотителем.

После прохождения цуга импульсов инверсия усилителя составляет всего 0.09%, то есть снимается ими почти полностью. Это приводит к быстрому затуханию импульса. За время, равное 220 периодам обхода резонатора, инверсия усилителя успевает восстановиться до 2%, что обеспечивает формирование нового импульса селекцией наиболее интенсивной квантовой флуктуации. Существенное значение также имеет уровень спонтанных флуктуаций в активной среде; чем он выше, тем быстрее происходит процесс формирования из них импульса, тем выше частота следования цугов.

Максимум поляризации усиливающей среды оказывается несколько смещенным назад по отношению к центральной, наиболее интенсивной части импульса. Это объясняется достаточно высокой инерционностью поляризации (период ее релаксации 10 пс) и приводит к тому, что групповая скорость импульса меньше скорости света. В максимуме своей энергии импульс «запаздывает» на 0.5-0.6 пс за обход резонатора.

При увеличении коэффициента начального усиления активной среды от 80 до 240% максимальная энергия импульса и число импульсов в цуге существенно не менялись; зато период следования цугов уменьшался от 300-350 до 100-150 обходов резонатора. Напротив, при увеличении коэффициента начального поглощения фильтра от 120 до 210% максимальная энергия импульса в пичке повышалась примерно в 10 раз, тогда как период следования цугов практически не менялся.

Полученные нами численные результаты полностью подтверждают выводы [18] о зависимости характеристик импульса от таких параметров пассивного фильтра, как интенсивность просветления I_s и время релаксации просветленного состояния τ_r ($I_s \sim 1/(\sigma\tau_r)$), σ - сечение генерационного перехода): уменьшение интенсивности просветления I_s приводило к тому, что энергия импульса

увеличивалась, а фронт импульса становился более затянутым; увеличение времени релаксации τ , приводило к тому, что спад импульса становился более затянутым.

3. Система: усилитель - наносекундный органический краситель, поглотитель - пикосекундный или наносекундный краситель

Приняты следующие параметры усилителя: коэффициент начального усиления α от 50 до 250%, ширина линии усиления 10^{13} Гц, скорость релаксации инверсии 10^9 Гц, сечение поглощения порядка 10^{-15} см². Пикосекундный поглотитель считается имеющим ту же ширину линии, сечение вынужденного перехода в 2-3 раза выше и коэффициент начального поглощения $\beta=20\%$ при времени релаксации 1 пс. Период обхода резонатора и линейные потери - как в разделе 2.

Синхронизация мод имела стационарный устойчивый характер. На периоде обхода резонатора формировался одиночный импульс длительностью 2-5 пс. При увеличении коэффициента усиления активной среды от 50% до 250% линейно растут энергия импульса и его длительность (от 2-3 до 5-7 пс, в зависимости от значений прочих параметров лазера). Период релаксационных колебаний при этом уменьшается от 550-600 до 50-60 обходов резонатора. При усилении, не превышающем 100%, профиль импульса - колоколообразный и симметричный. При усилении примерно 150% и выше фронт импульса становится крутым, а спад - затянутым и промодулированным - на спаде появляются равноотстоящие друг от друга и все более резкие с ростом коэффициента усиления выбросы интенсивности поля (рис.1).

На рис.1 показано взаимодействие импульса с усиливающей средой в стационарном режиме ПСМ при большом коэффициенте усиления. Интенсивность поля излучения внутри импульса резко промодулирована (верхний график). Видно, что за счет резкого и практически полного просветления активной среды и медленного восстановления ее инверсии профиль поляризации представляет собой кратковременный пик, приходящийся на фронт импульса. Это, как нам кажется, уже позволяет объяснить специфическую структуру импульса. Именно, при прохождении импульсом активной среды наибольшее усиление приходится на его фронт, где поэтому образуется резкий максимум интенсивности поля излучения на каждом новом обходе резонатора. А поскольку максимумы интенсивности, аналогичным образом образовавшиеся на предыдущих обходах, уже практически не усиливаются, то за счет потерь на фильтре и зеркалах они должны постепенно сходить на нет, что и видно на рисунке. Таким образом, на фронте импульса постоянно рождаются новые пики интенсивности; потом они постепенно смещаются назад вдоль профиля импульса и затухают; за счет этого групповая скорость импульса больше скорости света (это приводит к уменьшению периода обхода резонатора на 1.4 пс).

Вообще же, при относительно малых скоростях релаксации усиления (до 10^5 Гц) и относительно малых

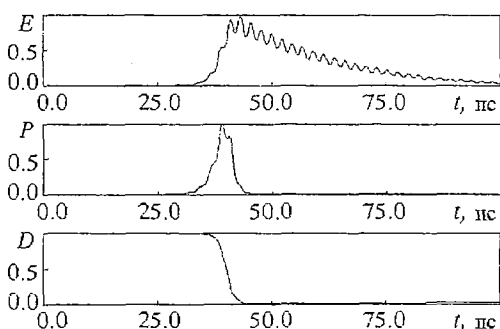


Рис. 1. Взаимодействие импульса с усиливающей средой в режиме ПСМ лазера на красителе наносекундного диапазона. Параметры усилителя: $\alpha=300\%$ (двадцать «тонких» слоев по 15%), $\gamma_1=10^{13}$ Гц, $\gamma_2=10^8$ Гц; параметры поглотителя: $\beta=20\%$ (два «тонких» слоя по 10%), $\gamma_1=10^{13}$ Гц, $\gamma_2=10^{12}$ Гц; параметр $s=36.0$; период обхода резонатора $T=5$ нс. E - амплитуда поля излучения (безразм. ед.), P - поляризации (безразм. ед.), D - разность населенности (нормированная на единицу), t - время (пс)

сечениях генерационного перехода (порядка 10^{-19} см²) имеет место периодический режим генерации цугов импульсов; между цугами энергия импульса равна нулю. При скоростях релаксации порядка 10^6 - 10^{12} Гц и сечениях перехода порядка 10^{-18} см² имеет место стационарный режим ПСМ.

Кроме того, мы исследовали случай, когда ширина линии поглощения в несколько раз меньше, чем ширина линии усиления, то есть поглощающий элемент осуществляет спектральную фильтрацию генерируемого излучения. Как оказалось, при этом огибающая профиля импульса становится знакопеременной (содержит 3-4 осцилляции относительно нуля), а характеристики излучения - нерегулярно промодулированными во времени. Модуляция энергии и длительности импульса определяется «перекачкой» энергии излучения из задних «горбов» профиля интенсивности импульса в передние; глубина модуляции длительности импульса оказывается примерно в три раза выше, чем глубина модуляции энергии (это естественно, поскольку при «перекачке» изменяется число «горбов»: задние затухают за счет зарождения передних, при этом очертания профиля импульса, а следовательно, и длительность, претерпевают существенные изменения). Длительность импульса в этом случае оказывается существенно меньшей, чем для равных значений ширины линий усиления и поглощения и составляет 0.2-0.3 пс (при $\alpha=60\%$, $\beta=15\%$, ширине линии поглотителя $3.5 \cdot 10^{12}$ Гц, времени релаксации поглотителя 1нс, прочие параметры - прежние).

По нашему мнению, стохастизация излучения связана с когерентными процессами в пассивной среде с относительно долгим временем дефазировки. Именно, каждая осцилляция огибающей импульса составляет во времени приблизительно 0.2 пс, что примерно равно времени фазовой памяти; сосредоточенная в данной осцилляции энергия излучения достаточна если не для инвертирования разности населенностей поглотителя, то хотя бы для изменения знака разности населенностей, что мы наблюдали в численном эксперименте. Естественно поэтому, что увеличение параметра s , равного отношению сечения перехода поглотителя к сечению перехода усилителя, вызывало увеличение глубины модуляции (при увеличении s от 1.2 до 16.0 глубина нерегулярной модуляции энергии импульса увеличивалась от 6 до 17%, длительности - от 20 до 40%).

Уменьшение времени релаксации поглотителя от 1 нс до 1 пс увеличивало глубину модуляции примерно в 3 раза. При увеличении коэффициента поглощения β от 15 до 25% глубина модуляции падала практически до нуля, хотя огибающая импульса сохраняла характерную осциллирующую форму. На рис. 2 показаны примеры взаимодействия импульса с поглощающей средой в режиме спектральной фильтрации для двух различных наборов параметров. На рис. 2, а видно, что при малом значении $s=1.0$ энергии излучения, сосредоточенной в каждой из осцилляций огибающей импульса, ещё недостаточно для полного просветления

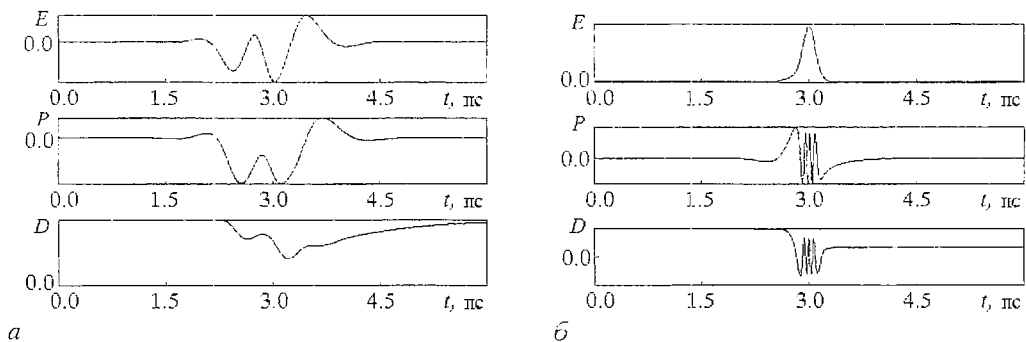


Рис. 2. Взаимодействие импульса с поглощающей средой в режиме ПСМ со спектральной фильтрацией. Параметры усилителя: $\alpha=60\%$, $\gamma_1=10^{13}$ Гц, $\gamma_2=10^8$ Гц; параметры поглотителя: $\beta=15\%$, $\gamma_1=3.5 \cdot 10^{12}$ Гц, $\gamma_2=10^{12}$ Гц (а), $\gamma_2=10^{10}$ Гц (б); параметр $s=1.0$ (а), $s=42.0$ (б); период обхода резонатора $T=5$ нс. E - амплитуда поля излучения (безразм. ед.), P - поляризация (безразм. ед.), D - разность населенностей (нормированная на единицу), t - время (пс)

поглотителя; тем не менее, режим генерации - нерегулярный с глубиной модуляции по энергии импульса 6%, по длительности импульса - 14%. На рис. 2, б при высоком значении $s=42.0$ наблюдаются оптические нутации населенностей рабочих уровней поглощающей среды; глубина модуляции энергии импульса - 6%, длительности - 34%.

Как нам представляется, данный результат имеет некоторое сходство с полученным в [19], где при синхронной накачке кольцевого лазера на красителе и спектральной фильтрации излучения нелинейным интерферометром наблюдалась нерегулярная модуляция генерируемого импульса вблизи точки точного согласования периодов резонаторов.

Библиографический список

1. Гуревич Г.Л., Отмахов Ю.А. Нестационарные процессы в ОКГ бегущей волны с просветляющимся фильтром // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12, № 2. С. 208.
2. Маторин И.И., Ханин Я.И. Теория лазера с жесткой синхронизацией мод // Изв. АН СССР. Сер. физическая. 1981. Т. 45, № 2. С. 415.
3. Хорман И., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. М.: Мир, 1986.
4. Бондарев Б.В., Зиннатов Ф.Ф., Кобцев С.М., Родионов Г.Д., Сорокин В.Б. Пикосекундный лазер с пассивной синхронизацией мод и средней мощностью 1,1 Вт // Квант. электрон. 1988. Т. 15, № 10. С. 1969.
5. Матвеев Ю.А., Семчишен В.А. Генерация субпикосекундных импульсов в лазере на красителе непрерывного действия с пассивной синхронизацией мод и их усиление // Квант. электрон. 1979. Т. 6, № 4. С. 848.
6. Xiang Wanghua et al. Femtosecond pulses generated from non-colliding pulse mode-locked ring dye lasers // Opt. Commun. 1991. Vol. 86, № 1. P. 70.
7. Michailov N. et al. Novel absorber for passive mode locking of rhodamine 6G dye laser // Opt. Commun. 1989. Vol. 70, № 2. P. 137.
8. French P.M.W. et al. Passively mode locked c.w. dye lasers operating from 490 nm to 800 nm // Rev. Phys. Appl. 1987. Vol. 22, № 12. P. 1651.
9. French P.M.W., Taylor J.R. Passive mode - locking of the continuous wave DCM dye laser // Appl. Phys. 1986. B41, № 1. P. 53.
10. Криндач Д.П., Михайлов В.А., Яковлев А.Г. Пассивная синхронизация мод в лазерах на красителях с различными схемами резонаторов // Квант. электрон. 1987, Т. 14, № 8. С. 1643.
11. Smith K. et al. Passive mode locking of a continuous-wave dye laser in the red - near-infrared spectral region // Opt. Lett. 1985. Vol. 10, № 11. P. 559.
12. Сверхкороткие световые импульсы / Под. ред. С.Шапиро. М.: Мир, 1981.
13. Бабенко В.А., Дядюша Г.Г., Кудинова М.А., Мальшиев В.И. и др. Новые соединения для пассивных затворов лазеров ближнего ИК диапазона // Квант. электрон. 1980. Т. 7, № 8. С. 1796.
14. Барейка Б.Ф., Данелюс Р.В., Дикчюс Г.А., Дядюша Г.Г. и др. Влияние растворителей на времена релаксации полиметиновых красителей в пикосекундном диапазоне // Квант. электрон. 1982. Т. 9, № 11. С. 2289.
15. Пискараскас А., Сируткайтис В. Современные твердотельные лазеры пико- и фемтосекундного диапазонов // Изв. АН СССР. Сер. физическая. 1990. Т. 54, № 12. С. 2299.
16. Барейка Б., Пискараскас А., Синкявичюс В., Сируткайтис В. Субпикосекундный лазер на неодимовом фосфатном стекле // Квант. электрон. 1984. Т. 11, № 3. С. 602.
17. Гуревич Г.Л., Пасхин В.М. Установившийся режим синхронизации мод в лазере с насыщаемым поглотителем // Изв. вузов. Радиофизика. 1972. Т. 15. С. 221.
18. Демчук М.И., Михайлов В.П., Гилев А.К., Иценко А.А. и др.

Оптимизация режима пассивной синхронизации мод лазера на алюминате иттрия // ЖПС. 1985. Т. 42, вып.5. С. 718.

19. MacFarlane D.L., Casperson L.W., Tovar A.A. Spectral behavior and pulse train instabilities in a synchronously pumped mode-locked dye laser // J.Opt.Soc.Am. 1988. Vol. B5. № 5. P. 1144.

Саратовский государственный
университет

Поступила в редакцию 01.09.95
после переработки 20.12.95

NUMERICAL INVESTIGATION OF PASSIVE MODE LOCKING DYNAMICS IN UNIDIRECTIONAL RING LASER

A.A. Sokolov, G.N. Tatarkov

The dynamics of passive mode locking is investigated numerically for unidirectional ring AIG-Nd laser and dye laser. Their spectroscopic parameters difference determine the difference of their generation regimes: periodic pulse trains for AIG-Nd laser and stationary pulse generation for dye laser. Data are obtained for dye laser on inner pulse structure for high gain factor and on generation regime stochastisation if gain and absorbing line widths are not equal.



Сokolov Александр Алексеевич родился в 1968 году. Окончил физический факультет Саратовского государственного университета (1993). Предыдущие работы посвящены динамике поперечных лазерных мод. В настоящее время учится в аспирантуре СГУ.



Татарков Гарри Николаевич родился в 1963 году. Окончил Московский инженерно-физический институт (специальный факультет физики, 1986). Защитил диссертацию на соискание степени кандидата физико-математических наук по теме «Нелинейная динамика активной синхронизации мод в лазерах» (1992). В настоящее время работает в Колледже прикладных наук при СГУ.