УДК 535.36

СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД В ЛАЗЕРАХ ЗА СЧЕТ ЯВЛЕНИЯ САМОИНДУЦИРОВАННОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ: НОВЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

© 2020 г. Р. М. Архипов^{1, 2, 3,} *, М. В. Архипов^{1, 2}, А. А. Шимко¹, И. Бабушкин^{4, 5}, Н. Н. Розанов^{2, 3, 6}

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия ²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики", Санкт-Петербург, Россия

³Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт имени А.Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

⁴Ганноверский университет имени Готфрида Вильгельма Лейбница, Институт квантовой оптики, Ганновер, Германия

⁵Центр передового опыта PhoenixD, Ганновер, Германия ⁶Акционерное общество "Государственный оптический институт имени С.И. Вавилова", *Санкт-Петербург, Россия* *E-mail: arkhipovrostislav@gmail.com Поступила в редакцию 29.07.2019 г. После доработки 30.08.2019 г. Принята к публикации 27.09.2019 г.

Теоретически и экспериментально исследована пассивная, когерентная синхронизация мод в лазерах за счет явления самоиндуцированной прозрачности. Показана возможность получения одноцикловых импульсов в ультракоротком линейном резонаторе. Впервые экспериментально реализован режим когерентных мод за счет явления самоиндуцированной прозрачности в лазерах.

DOI: 10.31857/S0367676520010044

введение

Лазеры с пассивной синхронизацией мод (ПСМ) являются источниками коротких импульсов с высокой частотой повторения [1–4]. Такие импульсы находят многочисленные применения в фундаментальных и прикладных исследованиях. Для практической реализации режима ПСМ в резонаторе лазера размещается секция с насыщающимся поглотителем, пропускание которого нелинейно уменьшается с ростом интенсивности излучения. Поэтому режим ПСМ возникает за счет насыщения поглощения в поглотителе и насыщения усиления в усилителе. Длительность импульсов в лазерах с ПСМ не может быть короче времени релаксации поляризации T_2 внутрирезонаторных сред.

Если длительность импульса генерации τ_p меньше времени релаксации поляризации, $\tau_p < T_2$, то взаимодействие света с резонансной средой является когерентным, и импульс в поглощающей среде может распространяться без потерь в режиме

самоиндуцированной прозрачности (СИП) [5, 6]. Такой импульс называется 2π-импульсом. Режим ПСМ, основанный на когерентном взаимодействии света с веществом и явлении СИП, принято называть когерентной синхронизацией мод (КСМ) [7–15]. В отличие от лазеров, где режим ПСМ основан на эффекте насыщения поглощения, и длительность импульса не может быть меньше T_2 , в лазерах с КСМ такое ограничение снимается. Данный режим интересен тем, что он позволяет генерировать импульсы с длительностью вплоть до одного цикла колебаний непосредственно из компактного лазерного источника [10]. Несмотря на указанные выше достоинства, на сегодняшний день режим КСМ изучался только теоретически [7-11, 13, 14], и до настоящего времени не было ни одного экспериментального подтверждения возможности реализации режима КСМ.

Теоретический анализ режима КСМ в работах [7, 9, 11, 13, 14] был проведен для случая длинных импульсов генерации в приближениях медленно-

меняющихся амплитуд и вращающейся волны. При этом усиливающая и поглощающая среды были размещены в кольцевом резонаторе в режиме однонаправленной генерации. В таком подходе не учитывается влияние стоячих волн (решеток инверсии) на режим КСМ и форму генерируемых импульсов.

В данной работе мы приводим результаты наших последних теоретических и экспериментальных исследований режима КСМ.

ГЕНЕРАЦИЯ ПРЕДЕЛЬНО КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ ЗА СЧЕТ РЕЖИМА КСМ В ЛАЗЕРАХ

Теоретически нами изучалась возможность генерации предельно коротких импульсов длительностью вплоть до одного цикла колебаний за счет КСМ в лазере с линейным резонатором крайне малой длины. В такой ситуации длительность импульса короче времени релаксации поляризации, и режим КСМ возникает только за счет когерентного взаимодействия света с веществом.

Моделирование генерации предельно коротких импульсов было проведено с использованием волнового уравнения и уравнений для компонент матрицы плотности двухуровневой системы без указанных выше приближений. Большую реалистичность расчетам давало моделирование зеркал с металлическими слоями конечной ширины, отражение которых было обусловлено наличием свободных электронов по модели Друде. Данная система уравнений имеет вид:

$$\frac{\partial \rho_{12}(z,t)}{\partial t} = -\frac{\rho_{12}(z,t)}{T_2} +$$

$$+ i\omega_0 \rho_{12}(z,t) - \frac{i}{d_{12}E(z,t)n(z,t)},$$
(1)

$$h_{0,12}^{(1)} = (0,1)^{(1)} (0,1)^{(1)}$$

 $\partial n(z,t) = n(z,t) - n_0(z)$

$$\frac{\partial t}{\partial t} = -\frac{T_1}{T_1} + (2)$$

$$+\frac{4}{\hbar}d_{12}E(z,t)\operatorname{Im}\rho_{12}(z,t),$$

$$P(z,t) = 2N_0 d_{12} \operatorname{Re} \rho_{12}(z,t), \qquad (3)$$

$$\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P(z,t)}{\partial t^2}.$$
 (4)

Уравнения Блоха (1)–(2) описывают эволюцию недиагонального элемента матрицы плотности ρ_{12} и разности населенностей *n* (инверсии) между основным и возбужденным состояниями двухуровневой резонансной среды. Распространение электрического поля излучения описывается волновым уравнением (4). В правой части оно содержит поляризацию двухуровневой среды, связанную с недиагональным элементом матрицы плотности ρ_{12} с помощью выражения (3). Остальные параметры используемой модели таковы: d_{12} – дипольный момент перехода, ω_0 – частота резонансного перехода двухуровневой среды, n_0 – разность населенностей при отсутствии электрического поля, N_0 – концентрация двухуровневых частиц, T_1 – время релаксации разности населенностей.

Мы моделировали линейный резонатор ультрамалой длины с металлическими зеркалами. Действие зеркал учитывалось при использовании классической модели свободных электронов Друде [16]:

$$\ddot{r} + \gamma \dot{r} = \frac{e}{m} E, \tag{5}$$

$$P = N_{el}er, (6)$$

где γ – показатель трения (торможения) электронов в металле, e – заряд электрона, m – масса электрона, N_{el} – концентрация свободных электронов в металле, r – смещение электронов в металле в модели Друде под действием электрического поля E, P – поляризация, обусловленная смещениями электронов.

Система уравнений (1)—(6) решалась нами численно при различных временах релаксации среды, длинах резонатора и концентрациях поглощающих и усиливающих частиц. Результаты проведенных расчетов показали возможность генерации ПКИ длительностью вплоть до одного цикла колебаний.

Пример генерации одноцикловых импульсов в двухсекционном лазере со сверхкоротким резонатором приведен на рис. 1.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РЕЖИМА КОГЕРЕНТНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ МОД В ЛАЗЕРАХ

Явление СИП достаточно хорошо изучено теоретически и экспериментально в различных средах [5, 6]. Однако эксперименты по демонстрации эффекта СИП довольно-таки сложны, поэтому сложилось мнение о трудном или даже невозможном экспериментальном наблюдении КСМ за счет явления СИП. В предыдущих экспериментах авторов наблюдалась синхронизация мод в лазере на красителе с когерентным поглотителем (ячейки с парами молекулярного йода) [12, 15]. Однако в тех экспериментах синхронизация мод возникала за счет формирования импульсов "нулевой площади" (0 π -импульсов) в поглотителе [15], а не 2π -импульсов СИП, которые не удалось получить в тех экспериментах.

В недавних работах [17, 18] нам удалось экспериментально показать существование режима



Рис. 1. Результаты расчета напряженности электрического поля на выходе лазера от времени в режиме когерентной синхронизации мод при размещении поглотителя в резонаторе: *a* – расчет с момента начала генерации; *б* – фрагмент, показывающий предельно короткие импульсы. Решение получено при следующих параметрах: длина резонатора 6.3 мкм, длина усилителя 2.45 мкм, поглотителя 2.1 мкм, длина волны перехода в усиливающей и поглощающей средах 700 нм. Параметры усиливающей среды снабжены индексом *g*, поглощающей – индексом *a*. $N_g = 2.5 \cdot 10^{20}$ см⁻³, $d_g = 5$ Дебай, $T_{g1} = 10^{-13}$ с, $T_{g2} = 10^{-14}$ с, $N_a = 2 \cdot 10^{20}$ см⁻³, $d_a = 10$ Дебай, $T_{a1} = 8 \cdot 10^{-14}$ с, $T_{a2} = 8 \cdot 10^{-14}$ с,

синхронизации мод за счет явления СИП. Для экспериментальной демонстрации такого режима был собран титан-сапфировый лазер, содержащий поглощающую ячейку с парами рубидия. Схема экспериментальной установки и примеры осциллограммы импульсов генерации в режиме синхронизации мод приведены на рис. 2. Титан-сапфировый лазер в линейном и кольцевом вариантах резонаторов был собран на оптической плите из комплекта стандартных деталей лазера компании ТЕХНОСКАН. Были использованы кристалл титан сапфира 1, сферические и плоские зеркала резонатора М1-6. Для перестройки длины волны генерации были взяты поляризационный селектор фильтр Лио (LF), эталон Фабри-Перо (EFP). Излучение лазера накачки VERDI V10 (Coherent) при помощи линзы L фокусировалось через зеркало *М*1 в кристалл титан-сапфира 1. В пучке накачки можно было установить прерыватель (на рисунке не показан) и менять длительность накачки от 500 мкс до непрерывной, что было использовано в изучении самостарта режима синхронизации мод. Ячейка с парами рубидия Rb содержала естественную смесь изотопов. Окна ячейки имели высокое оптическое качество и были ориентированы под углом Брюстера для минимизации потерь. Сама ячейка располагалась перед выходным зеркалом резонатора М5. Ячейку можно было нагревать и охлаждать. Представленные в работе результаты были получены при использовании ячейки длиной 8 см.



Рис. 2. Схема титан-сапфирового лазера с ячейкой, содержащей пары рубидия, и примеры осциллограмм генерации в режиме синхронизации мод. Титан-сапфировый лазер с линейным (*a*) и кольцевым резонатором (*б*). Примеры осциллограмм генерации в режиме синхронизации мод в лазере с линейным резонатором (*b*) и кольцевым (*c*). Для кольцевого резонатора приведен пример, когда синхронизация мод наблюдалась в волне, распространяющейся в кольцевом резонаторе (*б*) против часовой стрелки (верхний трек осциллограммы), а генерация на встречной волне (нижний трек) отсутствует. 1 – кристалл титан-сапфира, М1, 2 – конфокальные зеркала резонатора, М3 – вспомогательное зеркало, М4, 5 – полностью отражающее и выходное зеркала резонатора с пропусканием около 8%, М6 – вспомогательное полностью отражающее зеркало, L – фокусирующая излучение накачки линза, LF – фильтр Лио, EFP – эталон Фабри–Перо.

Перестройка длины волны генерации осуществлялась фильтром Лио LF и интерферометром Фабри–Перо ЕГР. Для получения режима синхронизации мод длину волны генерации при помощи спектральных селекторов настраивали на D₁- и D₂-линии рубидия. Зависимость интенсивности излучения лазера от времени регистрировалась при помощи скоростных фотодиодов и осциллографа DSO 9104A (Agilent Technologies) с временным разрешением 300 пс, длину волны излучения определяли спектрометром, мощность генерации лазера контролировали измерителем мощности Maestro (Standa). Для оценки длительности импульсов в нашем распоряжении был интерференционный автокоррелятор на базе интерферометра Майкельсона, а также сканирующий интерферометр Фабри-Перо с переменной базой. Последний также использовался для анализа спектра генерации лазера.

В экспериментах были получены следующие основные результаты. Мы показали существование режима синхронизации мод в титан-сапфировом лазере на линиях поглощения рубидия за счет формирования импульсов СИП в ячейке с парами рубидия. Синхронизация мод наблюдалась в линейном резонаторе (А) и кольцевом резонаторе (В). Длительность импульсов генерации в режиме синхронизации мод зависела от выходной мощности. С увеличением мощности генерации она сокрашалась от 2 нс до 60 пс. Минимально зарегистрированная на данный момент длительность импульса составила 60 пс, что на три порядка меньше времени релаксации поляризации T_2 паров рубидия (54 нс). Также был установлен факт постоянства площади импульса, которая не менялась при увеличении мощности генерации. Совокупность экспериментальных данных позволила сделать вывод о том, что режим синхронизации мод возникал за счет явления СИП в парах рубидия, а не за счет влияния керровской линзы, характерного для титан-сапфирового лазера или некогерентного насышения поглошения в парах рубидия [17, 18].

Экспериментально показан самостартующий характер режима синхронизации и прослежены сценарии его формирования [18]. В этих экспериментах на пути пучка накачки устанавливался прерыватель, что позволяло регистрировать весь импульс от начала до конца и наблюдать формирование режима синхронизации мод. Он отличается от других вариантов пассивной синхронизации, когда, согласно флуктуационной модели [4, 19], генерация развивается из флуктуаций интенсивности, присутствующих в спектре широкополосного излучения на начальном этапе генерации. Насыщающийся поглотитель играет роль

"дискриминатора" слабых импульсов, что в сочетании с усилением, выделяет и формирует один флуктуационный выброс, который превращается в импульс, циркулирующий в резонаторе в режиме синхронизации мод. Когерентный поглотитель не играет роли дискриминатора. Поэтому сценарий другой. На начальном этапе он связывает фазы мод таким образом, что первоначально формируются импульсы нулевой площади. Затем из набора таких импульсов выделяется один импульс нулевой площади, имеющий характерный вид двух связанных импульсов (это подтверждают интерферограммы генерации с характерными провалами в центре), который затем превращается в одиночный 2π -импульс. Эти переходы от квазиустойчивых состояний в нужный режим занимают время.

Проведенные нами эксперименты, по нашим сведениям, являются первой экспериментальной демонстрацией режима синхронизации мод за счет явления СИП, которая до сих пор обсуждалась только теоретически [7–11, 13, 14]. Более подробно представленные в работе исследования описаны в обзоре [20].

Р.М. Архипов благодарит грант РНФ 19-72-00012 за финансовую поддержку. Эксперименты проведены с использованием оборудования ресурсного центра Научного парка СПбГУ "Оптические и лазерные методы исследования вещества".

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Haus H.A. // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. 2000. V. 6. P. 1173.
- Rafailov E.U., Cataluna M.A., Sibbett W. // Nat. Photon. 2007. V. 1. P. 395.
- 3. Keller U. // Appl. Phys. B. 2010. V. 100. P. 15.
- 4. Крюков П.Г. // УФН. 2013. Т. 183. № 9. С. 897; Kryukov P.G. // Phys. Usp. 2013. V. 56. № 9. Р. 849.
- McCall S.L., Hahn E.L. // Phys. Rev. 1969. V. 183. P. 457.
- 6. Аллен Л., Эберли Дж. Оптический резонанс и двухуровневые атомы. М.: Мир, 1978. 223 с.
- 7. Kozlov V.V. // Phys. Rev. A. 1997. V. 56. P. 1607.
- Kalosha V.P., Müller M., Herrmann J. // Opt. Lett. 1998. V. 23. P. 117.
- Talukder M.A., Menyuk C.R. // Phys. Rev. A. 2009. V. 79. Art. № 063841.
- Kozlov V.V., Rosanov N.N., Wabnitz S. // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. P. 053810.
- 11. Архипов Р.М., Архипов М.В., Бабушкин И.В. // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101. № 3. С. 164; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I.V. // JETP Lett. 2015. V. 101. № 3. Р. 149.
- Архипов М.В., Архипов Р.М., Шимко А.А., Бабушкин И.В. // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 101. № 4.

C. 250; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Shimko A.A., Babushkin I.V. // JETP Lett. 2015. V. 101. № 4. P. 232.

- 13. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I. // Opt. Comm. 2016. V. 361. P. 73.
- 14. Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Babushkin I., Rosanov N.N. // Opt. Lett. 2016. V. 41. P. 737.
- 15. *Arkhipov M.V., Arkhipov R.M. et al.* // Las. Phys. Lett. 2018. V. 15. № 7. Art. № 075003.
- 16. *Вольф Э., Борн М*. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
- 17. Архипов М.В., Архипов Р.М., Шимко А.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 109. № 10. С. 657; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Shimko A.A. et al. // JETP Lett. 2019. V. 109. № 10. Р. 634.
- 18. Arkhipov M.V., Arkhipov R.M., Shimko A.A. et al. // arXiv: 1906.04587. 2019.
- Kryukov P.G., Letokhov V.S. // IEEE J. Quant. Electron. 1972. V. 8. P. 766.
- 20. Архипов Р.М, Архипов М.В., Шимко А.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2019. Т. 110. № 1. С. 9; Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Shimko A.A. et al. // JETP Lett. 2019. V. 110. № 1. Р. 15.

34