

# О когерентной синхронизации мод в двухсекционном лазере

Р. М. Архипов<sup>+\*o1)</sup>, М. В. Архипов<sup>\*1)</sup>, И. В. Бабушкин<sup>×1)</sup>

<sup>+</sup> Weierstrass Institute, 10117, Berlin, Germany

<sup>\*</sup> Физический факультет, С.-Петербургский государственный университет, 198504 С.-Петербург, Россия

<sup>×</sup> Institute of Quantum Optics, Leibniz University Hannover, 30167 Hannover, Germany

<sup>o</sup> Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, 12489 Berlin, Germany

Поступила в редакцию 24 октября 2014 г.

Существующие в настоящее время лазеры с пассивной синхронизацией мод являются двухсекционными системами, содержащими секцию усилителя и секцию насыщающегося поглотителя. Механизм генерации коротких импульсов в них основан на эффектах насыщения усиления в усилителе и поглощения в поглотителе, что не позволяет получать длительности импульсов меньше времени релаксации поляризации усиливающей и поглощающей сред. В данной работе теоретически исследуется новая возможность генерации ультракоротких импульсов в лазере с пассивной синхронизацией мод за счет когерентного характера взаимодействия света с веществом в усиливающей и поглощающей средах, размещенных в кольцевом и линейном резонаторах. Изучается практически интересный случай, когда поглощающая и усиливающая среды разнесены в пространстве резонатора, а не смешаны равномерно в его объеме, как рассматривалось ранее для такого типа лазеров. Продемонстрировано, что ширина спектра импульса генерации может быть значительно больше ширины линии усиления и изменяться в зависимости от параметров усиливающей и поглощающей сред лазера. Показаны существование несолитонных сценариев режима когерентной пассивной синхронизации мод и возможность развития генерации без инжекции вспомогательного импульса.

DOI: 10.7868/S0370274X15030030

**1. Введение.** Лазеры с пассивной синхронизацией мод служат источниками ультракоротких импульсов (УКИ) с высокой частотой повторения и находят многочисленные применения в науке и технике [1–6]. Такие лазеры являются двухсекционными и содержат разнесенные в пространстве секцию усилителя и секцию с насыщающимся поглотителем. В настоящее время механизм генерации УКИ во всех типах двухсекционных лазеров, работающих в режиме пассивной синхронизации мод, основан на эффектах насыщения поглощения в поглотителе и усиления в усилителе. Поэтому они способны генерировать лишь импульсы, длительность которых ограничена обратной спектральной шириной профиля усиления и поглощения внутрирезонаторных сред. При теоретическом описании режимов пассивной синхронизации мод в таких лазерах принято считать, что время фазовой памяти внутрирезонаторных сред  $T_2$  (время релаксации поляризации) меньше длительности импульса лазерного излучения  $\tau_p$ . Поэтому при теоретическом рассмотрении поляризация сре-

ды адиабатически исключается [7–14]. Если длительность импульса генерации  $\tau_p$  меньше времени фазовой памяти,  $\tau_p < T_2$ , то взаимодействие света с веществом является когерентным и картина взаимодействия короткого импульса с веществом существенно меняется. Высокочастотный дипольный момент (поляризация), наведенный полем в усиливающих или поглощающих центрах, не затухает самопроизвольно в течение времени взаимодействия. В этом случае поляризация не следует за полем, а существенно зависит от поля в предшествующие моменты времени. Наиболее ярко проявление фазовой памяти среды при  $\tau_p < T_2$  демонстрирует себя в явлении самоиндуцированной прозрачности (СИП, *self-induced transparency*) [15–18]. Данный эффект заключается в том, что при определенных условиях импульс света распространяется в среде без потерь ( $2\pi$ -импульс). Впервые на возможность когерентной синхронизации мод (КСМ), т.е. синхронизации мод в лазере за счет когерентного взаимодействия света с веществом усилителя и поглотителя было указано в теоретических работах [19, 20]. Затем эти идеи получили развитие в работах [21–24]. Возможность синхронизации

<sup>1)</sup>e-mail: arhipov@wias-berlin.de; m.arhipov@spbu.ru; babushkin@iqo.uni-hannover.de

мод в лазере только за счет когерентного взаимодействия света с веществом поглотителя также обсуждалась в теоретических работах [25, 26].

Специально отметим, что несмотря на наличие небольшого количества теоретических работ, посвященных различным вариантам КСМ, на сегодняшний день нет ни одной экспериментальной реализации этого режима. С практической точки зрения режимы КСМ интересны тем, что они позволяют генерировать лазерные импульсы, длительность которых меньше длительности релаксации поляризации среды. Таким образом, в случае экспериментальной реализации КСМ ширина полосы усиления перестанет быть лимитирующим фактором для длительности генерируемых импульсов.

Теоретическая модель КСМ, использованная в работах [19–24], базировалась на предположении, что резонатор лазера заполнен однородной смесью частиц двух сред: поглощающей и усиливающей, имеющих одинаковую частоту перехода. При двукратной разнице в величине дипольных моментов поглощающей и усиливающей сред в таком гипотетическом лазере при дополнительных упрощающих предположениях может существовать солитоноподобный режим, когда импульс одновременно является  $2\pi$ -импульсом СИП для среды из поглощающих частиц и  $\pi$ -импульсом для усиливающей среды. При этом генерацию такого лазера необходимо инициировать внешним коротким импульсом. Отметим, что подобные особенности когерентного распространения коротких импульсов света в двухкомпонентных средах рассматривались также в более ранней работе [16].

Модель лазера со “смешанными” поглотителем и усилителем не всегда является реалистичной. Тем не менее в работах [21, 22] такой подход использован для описания работы квантовокаскадного лазера с чередующимися тонкими слоями поглотителя и усилителя, по которым распространяется излучение. Из результатов, полученных на основе теоретической модели КСМ, базировавшейся на предположении о том, что смесь из частиц усиливающей и поглощающей сред равномерно распределена в оптическом резонаторе, не следует возможность практической КСМ для двухсекционных лазерных систем, в которых поглощающая и усиливающая среды разнесены в пространстве. С практической точки зрения наиболее интересным является исследование возможности КСМ в лазерах с разнесенными в пространстве усилителем и поглотителем.

В данной работе на основе численных экспериментов впервые показана возможность возникновения КСМ в двухсекционном лазере, когда поглоща-

ющая и усиливающая среды размещены в кольцевом или линейном оптическом резонаторе и разнесены в пространстве. Проведенные численные эксперименты демонстрируют возможность генерации коротких импульсов с длительностью, меньшей времени фазовой памяти внутрирезонаторных сред  $T_2$ . Обсуждаются физические сценарии КСМ, отличные от предыдущих работ.

**2. Теоретическая модель.** Для исследования режима КСМ были выполнены численные эксперименты с использованием системы уравнений Максвелла–Блоха, описывающих распространение света в двухуровневой среде в приближении медленных огибающих поля и поляризации [10, 23–31]. Данная система уравнений имеет вид

$$\frac{d}{dt}P_{a,g}^{\pm}(z,t) = -\frac{P_{a,g}^{\pm}(z,t)}{T_{2a,g}} + \frac{d_{12a,g}}{2\hbar}\Delta\rho_{a,g}(z,t)A_{a,g}^{\pm}(z,t), \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}\Delta\rho_{a,g}(z,t) = \\ = -\frac{\Delta\rho_{a,g}(z,t) - \Delta\rho_{0a,g}}{T_{1a,g}} - \frac{d_{12a,g}}{2\hbar}F_{a,g}(z,t), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_{a,g}^{\pm}(z,t)}{\partial t} \pm \frac{\partial A_{a,g}^{\pm}(z,t)}{\partial z} = 4\pi\omega_{12}d_{12a,g}N_{0a,g}P_{a,g}^{\pm}(z,t), \quad (3)$$

где

$$F_{a,g}(z,t) = A_{a,g}^+(z,t)P_{a,g}^+(z,t) + A_{a,g}^-(z,t)P_{a,g}^-(z,t). \quad (4)$$

Индекс “ $g$ ” соответствует усиливающей среде, индекс “ $a$ ” – поглощающей. Численные эксперименты проводились для ситуации, когда двухуровневая среда размещена в кольцевом или линейном резонаторе. При этом индексы “плюс” и “минус” отвечают волнам, бегущим по резонатору вперед и назад. В случае кольцевого лазера рассматривался режим однонаправленной генерации.

Уравнение (1) описывает поведение медленной огибающей недиагональных элементов матрицы плотности (поляризации)  $P$ , уравнение (2) – разности диагональных элементов матрицы плотности (населенностей)  $\Delta\rho$  между нижним и верхним энергетическими уровнями вещества. Уравнение (3) описывает изменение амплитуды электрического поля при распространении двух встречных волн в протяженной среде. В уравнения входят параметры двухуровневой системы: дипольный момент перехода  $d_{12}$ , частота резонансного перехода  $\omega_{12}$ , которая предполагается одинаковой для усиливающей и поглощающей сред и совпадающей

с несущей частотой электрического поля, концентрация двухуровневых частиц  $N_0$  в усилителе и поглотителе, время релаксации населенностей  $T_1$  и время релаксации поляризации  $T_2$ , равновесное значение разности населенностей  $\Delta\rho_0$ , скорость света  $c$ . Система уравнений (1)–(3) позволяет достаточно полно промоделировать поведение протяженной двухуровневой среды усилителя и поглотителя в резонаторе, учесть нелинейные и когерентные эффекты при взаимодействии света с веществом.

### 3. Результаты численных экспериментов.

Численные расчеты, проведенные на основе системы уравнений Максвелла–Блоха (1)–(3), показывают, что в двухсекционном лазере возникают импульсы КСМ. При этом длительность импульсов генерации может быть значительно меньше, чем время фазовой релаксации поляризации.

На рис. 1 показано мгновенное распределение амплитуды электрического поля, медленной огибающей

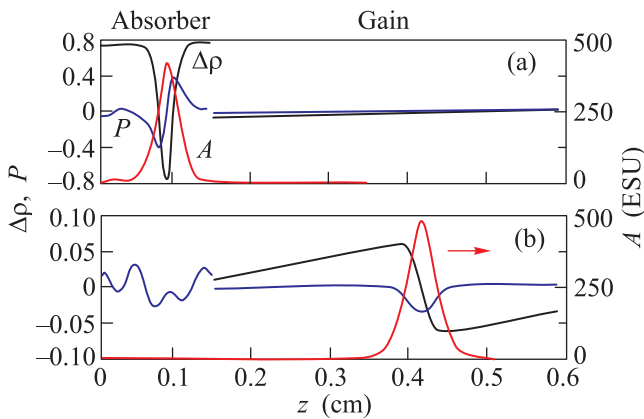


Рис. 1. (Цветной онлайн) Распределения амплитуды электрического поля  $A(z)$  в ед. СГСЭ (красная линия), мнимой части медленной огибающей недиагонального элемента матрицы плотности  $P(z)$  (синяя линия) и разности населенностей  $\Delta\rho(z)$  (черная линия) в кольцевом резонаторе. Импульс находится в поглощающей (а) (момент времени  $t_a \approx 100.16T$ , площадь импульса  $\Phi = 2\pi$ ) и усиливающей среде (б) ( $t_b \approx 100.7T$ ,  $\Phi = \pi$ ) в установившемся режиме. Параметры:  $\lambda_{12} = 0.7$  мкм, амплитудный коэффициент отражения зеркала  $R = 0.8$ ,  $T_{1g} = T_{1a} = 0.16$  нс,  $T_{2g} = T_{2a} = 40$  пс,  $d_{12a} = 10$  Д,  $d_{12g} = 5$  Д,  $N_{0g} = N_{0a} = 12.5 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ , длина поглощающей среды  $L_a = 0.15$  см, усиливающей –  $L_g = 0.45$  см. Стрелка показывает направление распространения импульса

щей недиагонального элемента матрицы плотности и разности населенностей в моменты времени, когда импульс находится в поглощающей среде (а) и в усиливающей среде (б) в установившемся режиме,

спустя 100 проходов после начала численного эксперимента. Рассмотренный пример соответствует случаю, когда обе среды размещены в кольцевом резонаторе в режиме однонаправленной генерации. Как видно из рис. 1а, на переднем фронте импульса разность населенностей становится отрицательной. Затем на заднем фронте импульса она восстанавливается к первоначальному значению, как и в случае СИП при распространении  $2\pi$ -импульса в поглощающей среде. Согласно расчету, площадь импульса равна  $2\pi$ . Из рис. 1б следует, что при распространении импульса по усиливающей среде разность населенностей меняет знак: после прохождения импульса среда становится поглощающей. Такое поведение имеет место при распространении  $\pi$ -импульса по усиливающей среде. Наш расчет показывает, что площадь импульса в усиливающей среде равна  $\pi$ . Отметим, что длительность импульса (около пикосекунды) на порядок меньше, чем время  $T_2$  фазовой релаксации сред, которое, в свою очередь, больше времени обхода резонатора  $T$  (в рассмотренном примере  $T = 20$  пс). Таким образом, с точки зрения адиабатической теории лазера синхронизация мод здесь невозможна.

В рассмотренном примере, как и в других ситуациях с разнесенными средами, для инициирования генерации не требуется вспомогательного импульса в отличие от работ с “перемешанными” средами. В численном эксперименте генерация стартовала с постоянной напряженности электрического поля в резонаторе, равной  $10^{-13}$  ед. СГСЭ, что соответствовало площади затравочного импульса  $\Phi \approx 10^{-15}\pi$ .

Параметры задачи на рис. 1 выбраны так, что дипольные моменты переходов в усиливающей и поглощающей средах отличаются в 2 раза, как и в случае, рассмотренном в работах [20–22]. Однако результаты численных экспериментов показывают, что режим КСМ сохраняется и при изменении отношения дипольного момента поглотителя к дипольному моменту усилителя от 2 как в сторону увеличения, так и в сторону уменьшения. При этом, как показывают расчеты, изменяется длительность импульса генерации. Рис. 2 иллюстрирует зависимости длительности импульса  $\tau_p$ , пиковой мощности  $I_p$  и плотности энергии импульса  $W$  от отношения  $d_{12a}/d_{12g}$  дипольного момента поглотителя к дипольному моменту усилителя. Здесь менялся дипольный момент поглотителя, а дипольный момент усилителя оставался таким же, как на рис. 1. Из рис. 2а видно, как при изменении  $d_{12a}$  практически в 2 раза происходит заметное сокращение длительности импульса лазерного излучения от значений порядка 1 пс до сот-

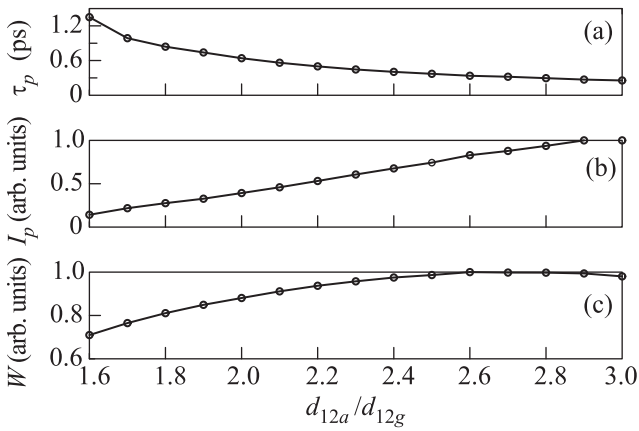


Рис. 2. Зависимости длительности импульса  $\tau_p$  (a), пиковой мощности  $I_p$  (b) и плотности энергии импульса  $W$  от отношения дипольных моментов поглощающей и усиливающей сред  $d_{12a}/d_{12g}$  для параметров  $\lambda_{12} = 0.7$  мкм,  $R = 0.8$ ,  $T_{1g} = T_{1a} = 0.16$  нс,  $T_{2a} = 40$  пс,  $T_{2g} = 20$  пс,  $d_{12g} = 5$  Д,  $N_{0g} = N_{0a} = 18 \cdot 10^{14}$  см $^{-3}$ ,  $L_a = 0.15$  см,  $L_g = 0.45$  см

ни фс. При этом происходит линейный рост пиковой мощности импульса лазерного излучения (рис. 2b), а энергия импульса остается практически постоянной (рис. 1c). Сокращение длительности импульса с увеличением дипольного момента поглотителя на качественном уровне может быть объяснено с привлечением известной “теоремы площадей” Мак-Кола и Хана [15, 18].

Выше были приведены результаты численных экспериментов, в которых пассивная синхронизация мод возникала за счет когерентного взаимодействия излучения с веществом поглотителя и усилителя в двухсекционном кольцевом лазере. Практически более интересным является лазер с линейным резонатором. При этом для формирования в поглотителе импульса, по свойствам близкого к  $2\pi$ -импульсу СИП, дипольный момент поглотителя по-прежнему должен быть примерно в два раза больше, чем у усилителя. Соответствующий пример приведен на рис. 3.

Как следует из рис. 3, на котором показано состояние сред лазера при различном положении импульса внутри резонатора в установившемся режиме, распространение импульса происходит по следующему сценарию. Из усиливающей среды в поглотитель выходит импульс с площадью, примерно равной  $\pi$ . Так как дипольный момент поглотителя в два раза больше, чем у усилителя, этот импульс для поглотителя по своей площади близок к  $2\pi$ -импульсу, что видно по его действию на поглощающую среду на (рис. 3a). После отражения от зеркала его площадь

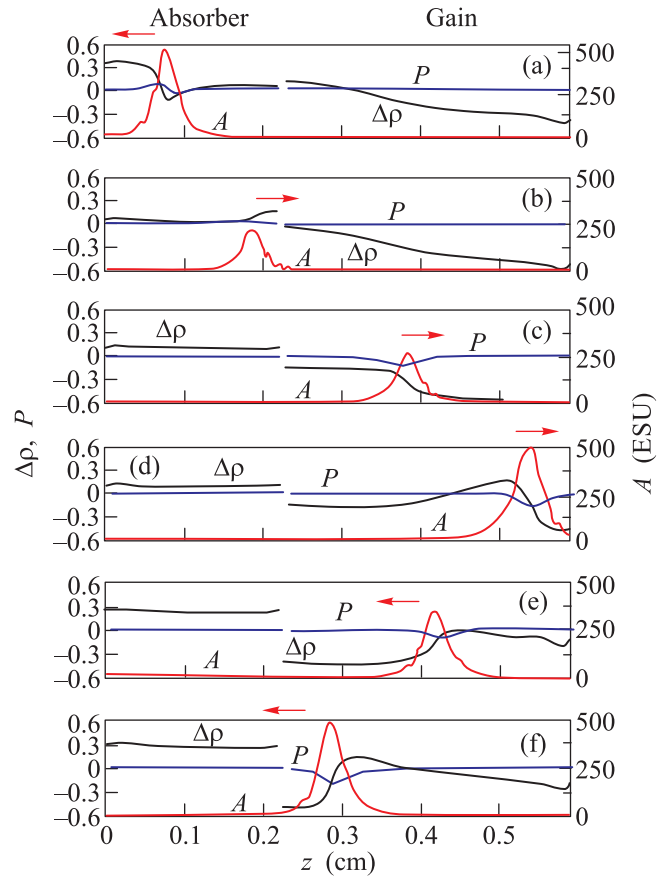


Рис. 3. (Цветной онлайн) Распределения амплитуды электрического поля  $A(z)$  в ед. СГСЭ (красная линия), медленной огибающей мнимой части недиагонального элемента матрицы плотности  $P(z)$  (синяя линия) и разности населенностей  $\Delta\rho(z)$  (черная линия) в поглощающей (a, b) и усиливающей (c–f) средах, размещенных в линейном резонаторе в установившемся режиме, в моменты времени  $t_1 \approx 100.83T$ , площадь импульса  $\Phi = 2\pi$  (a),  $t_2 \approx 101.33T$ ,  $\Phi = 0.9\pi$  (b),  $t_3 \approx 101.66T$ ,  $\Phi = 0.6\pi$  (c),  $t_4 \approx 102T$ ,  $\Phi = \pi$  (d),  $t_5 \approx 102.33T$ ,  $\Phi = 0.8\pi$  (e),  $t_6 \approx 102.66T$ ,  $\Phi = \pi$  (f). Параметры:  $\lambda_{12} = 0.7$  мкм,  $R = 0.6$ ,  $T_{1g} = 0.5$  нс,  $T_{2g} = 1$  пс,  $d_{12g} = 5$  Д,  $L_g = 0.36$  см,  $T_{1a} = 1$  нс,  $T_{2a} = 0.4$  пс,  $d_{12a} = 10$  Д,  $L_a = 0.22$  см,  $N_{0g} = N_{0a} = 15 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ . Стрелка показывает направление распространения импульса

уменьшается. Импульс теряет свойства СИП и поглощается при распространении в поглотителе (рис. 3b). В усилителе импульс начинает усиливаться (рис. 3c). В конце среды площадь импульса становится равной  $\pi$  и импульс демонстрирует особенности, присущие когерентному распространению в усиливающей среде (рис. 3d). После отражения от зеркала этот импульс вновь попадает в усилитель, где усиление еще не успело восстановиться (усилитель в этой части

стал поглотителем). Здесь снова проявляется когерентный характер взаимодействия: когерентно взаимодействуя со ставшей поглощающей средой усилителя, импульс отдает ей свою энергию. В результате разность населенностей меняет знак, а амплитуда импульса уменьшается. Вдали от зеркала усиление успевает восстановиться. Здесь начинается процесс формирования  $\pi$ -импульса (см. рис. 3e). В конце среды формируется  $\pi$ -импульс (рис. 4f), который снова поступает на вход поглотителя. Все повторяется снова.

В рассмотренном примере продемонстрированы формообразующая роль усилителя и поглотителя, а также роль возникновения в усилителе  $\pi$ -импульсов, которые для поглотителя являются  $2\pi$ -импульсами. Однако, в отличие от солитонного лазера с кольцевым резонатором в режиме бегущей волны, в линейном резонаторе солитонный режим невозможен. Поэтому синхронизация происходит по другим сценариям. Их особенность состоит в том, что солитонный характер распространения импульса на всем протяжении усилителя или поглотителя уже не обязателен для возникновения пассивной синхронизации мод. Роль усилителя сводится к тому, что на его выходе за счет когерентного характера усиления формируется  $\pi$ -подобный импульс, попадающий на вход поглотителя, для которого он оказывается по площади близким к  $2\pi$ . В поглотителе за счет когерентного характера взаимодействия такой импульс испытывает меньшие потери, хотя бы в течение одного прохода.

**4. Заключение.** Таким образом, в работе впервые продемонстрирована возможность осуществления КСМ в двухсекционном лазере не за счет насыщения поглощения в поглотителе и усиления в усилителе, а вследствие когерентного характера взаимодействия света с веществом в поглотителе и усилителе.

Результаты наших расчетов показывают, что для осуществления КСМ нет необходимости в перемешивании сред, как это предлагалось ранее, а также нет жестких требований к отношению дипольных моментов, величине потерь и концентрации частиц. Для старта генерации не требуется вспомогательного импульса инжекции в отличие от лазера с “перемешанными” средами, где, согласно упоминавшимся работам, самостарт генерации невозможен. Численные эксперименты, выполненные в широком диапазоне изменения параметров, показывают реальную практическую возможность реализации КСМ в двухсекционных лазерах с разделенными усилителем и поглотителем. Режим КСМ можно, по нашему мнению, реализовать в газовых лазерах, где длительности им-

пульсов будут составлять величину от нескольких наносекунд до десятых наносекунд и в полупроводниковых лазерах, где они смогут достичь рекордных значений от сотен до десятков фемтосекунд за счет реализации режима КСМ.

Авторы признательны к.ф.-м.н. И.А. Чехонину (физ. факультет СПбГУ) за полезные обсуждения. Р.А. выражает благодарность за финансовую поддержку EU FP7 ITN PROPHET (Grant # 264687). И.В. выражает благодарность Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) за финансовую поддержку в рамках Collaborative Research Center SFB 910.

1. U. Keller, *Nature* **424**, 831 (2003).
2. C. Rulliere, *Femtosecond Laser Pulses*, Springer Science+ Business Media, Inc. (2005).
3. E. U. Rafailov, M. A. Cataluna, and W. Sibbett, *Nat. Phot.* **1**, 395 (2007).
4. E. U. Rafailov, M. A. Cataluna, and E. A. Avrutin, *Ultrafast lasers based on quantum dot structures*, WILEY-VCH (2011).
5. D. Arsenijević, M. Kleinert, and D. Bimberg, *IEEE Photon. J.* **6**, 0700306 (2013).
6. P. G. Kryukov, *УФН* **183**, 897 (2013) [*Phys. Usp.* **56**, 849 (2013)].
7. H. A. Haus, *IEEE J. Quantum. Electron.* **11**, 736 (1975).
8. H. A. Haus, *IEEE J. Appl. Phys.* **47**, 3049 (1975).
9. G. H. C. New, *IEEE J. of Quantum. Electron.* **10**, 115 (1974).
10. Я. И. Ханин, *Основы динамики лазеров*, Физматлит, М. (1999) [Ya. I. Khanin, *Fundamentals of laser dynamics*, Cambridge Int Science Publishing (2006)].
11. H. A. Haus, *IEEE J. Sel. Top. Quantum. Electron.* **6**, 1173 (2000).
12. F. X. Kurtner, J. A. der Au, and U. Keller, *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.* **4**, 159 (1998).
13. A. G. Vladimirov and D. Turaev, *Phys. Rev. A* **72**, 033808 (2005).
14. R. M. Arkhipov, A. Pimenov, M. Radziunas, A. G. Vladimirov, D. Arsenjevic, D. Rachinskii, H. Schmeckeber, and D. Bimberg, *IEEE J. Sel. Top. Quantum. Electron.* **19**, 1100208-1 (2013).
15. S. L. McCall and E. L. Hahn, *Phys. Rev.* **183**, 457 (1969).
16. P. G. Kryukov and V. S. Letokhov, *УФН* **99**, 169 (1969) [*Sov. Phys. Usp.* **12**, 641 (1970)].
17. I. A. Poluektov, Yu. M. Popov, and V. S. Roitberg, *УФН* **114**, 97 (1974) [*Sov. Phys. Usp.* **18**, 673 (1975)].
18. L. Allen and J. H. Eberly, *Optical Resonance and Two-level atoms*, Wiley (1975).
19. V. V. Kozlov and E. E. Fradkin, *ZhETF* **107**, 360 (1995).
20. V. V. Kozlov, *Phys. Rev. A* **56**, 1607 (1997).

21. C. Menyuk and M. A. Talukder, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 23903 (2009).
22. C. Menyuk and M. A. Talukder, *Phys. Rev. A* **79**, 063841 (2009).
23. V. V. Kozlov, N. N. Rosanov, and S. Wabnitz, *Phys. Rev. A* **84**, 053810 (2011).
24. V. V. Kozlov and N. N. Rosanov, *Опт. и Спектр.* **114**, 870 (2013) [*Opt. Spectrosc.* **114**, 798 (2013)].
25. V. S. Egorov and I. A. Chekhonin, *Опт. и Спектр.* **80**, 664 (1986) [*Opt. Spectrosc.* **60**, 405 (1986)].
26. V. P. Kalosha, M. Müller, and J. Herrmann, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 323 (1999).
27. I. Babushkin, Yu. A. Logvin, and N. A. Loiko, *Quant. Electron.* **28**, 104 (1998).
28. I. Babushkin, Y. A. Logvin, and N. Loiko, *JETP* **90**, 133 (2000).
29. J. Schüttler, I. Babushkin, and W. Lange, *Phys. Rev. A* **78**, 035802 (2008).
30. M. Schulz-Ruhtenberg, I. V. Babushkin, N. A. Loiko, K. F. Huang, and T. Ackemann, *Phys. Rev. A* **81**, 023819 (2010).
31. M. V. Arkhipov, R. M. Arkhipov, and S. A. Pulkin, *Опт. и Спектр.* **114**, 912 (2013) [*Opt. Spectrosc.* **114**, 831 (2013)].