

Генерация связанных состояний импульсов в солитонном лазере с комплексной релаксацией насыщающегося поглотителя

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко, Р.В.Гуменюк, О.Г.Охотников

Рассмотрена численная модель волоконного лазера солитонного типа с насыщающимся полупроводниковым поглотителем SESAM, обладающим комплексной динамикой релаксации поглощения. Показано, что в таком лазере возможно образование стационарных связанных состояний импульсов при их взаимодействии через поле дисперсионных волн. Рассмотрена устойчивость стационарных связанных состояний нескольких импульсов. Показано, что увеличение числа импульсов в стационарном связанном состоянии в конечном итоге приводит к его распаду и формированию хаотического сгустка. Выяснено, что устойчивость сгустка вызвана проявлением нелинейной фазовой самомодуляции, приводящей к притяжению импульсов к центру сгустка. Результаты моделирования находятся в качественном согласии с данными эксперимента.

Ключевые слова: солитонный волоконный лазер, полупроводниковый насыщающийся поглотитель SESAM, связанные состояния импульсов.

1. Введение

Известно, что волоконные лазеры с пассивной синхронизацией мод и резонатором, обладающим аномальной дисперсией, представляют собой генераторы солитоноподобных импульсов с однозначным соответствием между их длительностью и энергией. При этом длительность импульса определяется, в основном, параметрами резонатора, т. е. его длиной, дисперсией, характеристиками насыщающегося поглотителя [1]. Небольшое увеличение накачки слабо влияет на параметры импульса, вызывая, в основном, изменение несолитонной составляющей излучения. Более существенный рост накачки приводит к последовательному увеличению числа импульсов в резонаторе [2–5]. В результате в резонаторе может находиться большое число импульсов, причем временные промежутки (их можно называть расстояниями) между ними постоянно изменяются, что главным образом связано с взаимодействием между импульсами и несолитонной компонентой излучения [6]. На изменение расстояния между импульсами могут также влиять насыщение усиления [3], электрострикция и акустические эффекты [7–9].

Одним из ключевых элементов лазерного источника ультракоротких импульсов является насыщающийся поглотитель. Наиболее часто применяются насыщающиеся поглотители на основе углеродных нанотрубок [10] и по-

лупроводниковых зеркал – SESAM (semiconductor absorber mirror) [11, 12]. Следует отметить, что полупроводниковый насыщающийся поглотитель может проявлять как быструю (с характерными временами $\tau < 1$ пс) так и медленную ($\tau \sim 1$ пс) динамику восстановления поглощения [1]. Это связано с резонансным или нерезонансным поглощением в объеме полупроводника или в структуре квантовых точек и квантовых ям. Резонансное возбуждение и поглощение носителей связаны с медленной компонентой поглощения. Околорезонансные эффекты на краях зоны, внутризонное рассеяние носителей и процессы термализации обладают малым (субпикосекундным) временем восстановления [11]. В лазерах используются различные конструктивные реализации насыщающихся поглотителей на основе полупроводниковых структур, которые различаются как по характерному времени восстановления каждой из компонент, так и по вкладу в поглощение. Таким образом, можно выделить насыщающиеся поглотители с преимущественно медленным и с преимущественно быстрым откликом. Важно отметить, что синхронизация мод и генерация импульсов субпикосекундной длительности в волоконном солитонном лазере возможна как при быстром, так и при медленном (время релаксации десятки пикосекунд) насыщающемся поглотителе, однако устойчивость импульса и подавление паразитной несолитонной компоненты значительно лучше обеспечивает быстрый насыщающийся поглотитель [1]. Таким образом, при разработке волоконных солитонных лазеров существенное значение имеют технологии снижения времени отклика насыщающегося поглотителя, связанные с низкотемпературным и метаморфическим выращиванием полупроводниковых структур, их ионным облучением и т. п. [12–14].

В настоящей работе рассмотрена модель солитонного лазера на основе полупроводникового насыщающегося поглотителя SESAM с комплексной динамикой восстановления поглощения (быстрая и медленная релаксация), причем время релаксации медленной компоненты доста-

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко. Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; e-mail: korobkotam@rambler.ru

Р.В.Гуменюк. Optoelectronics Research Centre, Tampere University of Technology, Korkeakoulunkatu 3, 33101, Tampere, Finland

О.Г.Охотников. Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42; адрес в настоящее время: Optoelectronics Research Centre, Tampere University of Technology, Korkeakoulunkatu 3, 33101, Tampere, Finland

Поступила в редакцию 14 мая 2014 г., после доработки – 16 июня 2014 г.

точно велико ($\tau > 100$ пс). Проведенные эксперименты показали, что SESAM, обладающий только медленным откликом с таким временем релаксации, уже не способен инициировать процесс синхронизации мод и вызывает лишь нестабильность излучения лазера типа модуляции добротности [15]. Вместе с тем такие SESAM-поглотители обладают рядом интересных свойств. Это, во-первых, более быстрый запуск процесса синхронизации мод [16], а во-вторых, что особенно важно, интересные картины сложной динамики импульсов, которые наблюдаются в резонаторе солитонных лазеров с такими насыщающимися поглотителями. Отмеченная выше динамика, при которой импульсы располагаются в резонаторе независимо друг от друга и расстояния между ними постоянно изменяются, типична для лазеров на основе стандартного «быстрого» насыщающегося поглотителя. Лазеры на основе SESAM с комплексной релаксацией могут демонстрировать качественно иной тип совместной динамики импульсов – их взаимное притяжение с образованием устойчивых связанных состояний солитонов с равными и постоянными расстояниями между ними (до 100 длительностей импульса) или группировка импульсов в тесный хаотический сгусток с малыми непрерывно изменяющимися межимпульсными расстояниями. Поведение этих групп импульсов определяется параметрами резонатора [15–18].

Целью настоящей работы является исследование совместной динамики нескольких импульсов в резонаторе лазеров указанного типа, выяснение природы взаимодействия между импульсами, уточнение влияния параметров резонатора на характеристики солитонных групп. Определение условий генерации стационарных связанных состояний с постоянным межимпульсным расстоянием и выделение негативных причин формирования хаотических солитонных сгустков могут иметь и прикладное значение, обусловленное возможным применением лазерных источников связанных солитонов в качестве задающих генераторов, в задачах метрологии и т. п.

Для решения поставленной задачи в работе проведено моделирование волоконного лазера с «двухвременным» насыщающимся поглотителем SESAM с различными параметрами резонатора при изменяющемся уровне накачки и различными начальными условиями.

2. Модель

Рассмотрим следующую модель волоконного лазера (рис. 1). Распространение излучения в активном и пассивном волоконных элементах лазера описывается уравнениями типа уравнения Гинзбурга–Ландау и нелинейного уравнения Шредингера (НУШ) соответственно:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_{2a} - i\beta_{2f}}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i\gamma_a |A|^2 A = (g - l_a) A, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial A}{\partial z} + i \frac{\beta_{2p}}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i\gamma_p |A|^2 A = -l_p A. \quad (16)$$

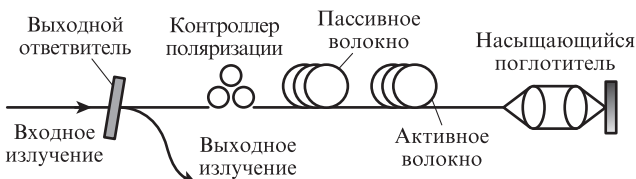


Рис. 1. Схема лазера, используемого при моделировании.

Здесь $A(z, t)$ – медленно меняющаяся амплитуда поля; z – координата вдоль резонатора; t – время в сопутствующей системе координат; $\beta_{2a}, \beta_{2p}, \gamma_a, \gamma_p$ – дисперсия групповых скоростей (ДГС) и коэффициенты керровской нелинейности активного и пассивного волокон соответственно; l_a, l_p – коэффициенты потерь в активном и пассивном волокнах. Спектральная фильтрация усиления учитывается коэффициентом $\beta_{2f} = g/\Omega_f^2$, т. е. принимается параболическое приближение линии усиления с полушириной Ω_f . В дальнейшем нас будет интересовать только солитонный режим лазера, т. е. мы предполагаем, что резонатор обладает существенной аномальной дисперсией $2\beta_{2a}L_a + 2\beta_{2p}L_p < 0$, где L_a, L_p – длины активного и пассивного волокон соответственно. Динамика насыщающегося усиления g задается стандартным уравнением

$$\frac{dg}{d\tau} = \frac{g_0 - g}{\tau_g} - \frac{g |A(z, \tau)|^2}{\tau_g P_g}, \quad (2)$$

где g_0 – коэффициент усиления малого сигнала; τ_g – время релаксации и P_g – мощность насыщения активной среды. В рассматриваемом случае, поскольку время релаксации активной среды достаточно велико по сравнению с длительностью отдельного импульса и временем обхода резонатора T_r , насыщенное усиление может быть заменено средним по резонатору значением

$$g(z, \tau) = g(z) = g_0 \left[1 + \frac{\int_0^{T_r} |A(z, \tau)|^2 d\tau}{P_g T_r} \right]^{-1}. \quad (3)$$

Кроме того, волновое поле в резонаторе испытывает воздействие дискретных элементов – насыщающегося поглотителя, выходного ответвителя и поляризатора, которое можно описать функцией передачи

$$A_{out} = J A_{in}.$$

Так, например, выходной ответвитель с коэффициентом вывода R может быть представлен как дискретный элемент с коэффициентом передачи $A_{out} = \sqrt{1 - R} A_{in}$.

В настоящей модели мы пренебрегаем векторной природой солитонов в волоконном лазере, и действие поляризационных фильтров описываем качественно при помощи эффективной модели для функции передачи [19, 20]:

$$J = \sin^2 \vartheta \sin^2 \varphi + \cos^2 \vartheta \cos^2 \varphi + \frac{1}{2} \sin(2\vartheta) \sin(2\varphi) \cos(\varphi_{fib} + \varphi_{pol}). \quad (4)$$

Здесь ϑ, φ – углы ориентации поляризатора и анализатора; φ_{fib} – фаза, накопленная при прохождении через волокно; φ_{pol} – скачок фазы при проходе поляризатора.

Насыщающийся поглотитель, используемый в модели, характеризуется двумя временами релаксации, что соответствует так называемым быстрому и медленному откликам SESAMa. Большое различие во временах релаксации ($\tau_{slow} \gg \tau_{fast}$) и то, что модуляции поглощения невелики ($\alpha_{fast}, \alpha_{slow} \ll 1$), позволяют считать, что взаимодействие поля с насыщающимся поглотителем происходит независимо для каждой компоненты поля (это подтверждается и экспериментально [16]):

$$A_{out} = [1 - \alpha_{slow}(\tau)][1 - \alpha_{fast}(\tau)] A_{in}.$$

При этом динамика коэффициентов поглощения компонент $\alpha_{\text{slow}}(\tau)$, $\alpha_{\text{fast}}(\tau)$ описывается уравнениями одного типа:

$$\frac{d\alpha_{\text{slow}}}{d\tau} = \frac{\alpha_{0\text{slow}} - \alpha_{\text{slow}}}{\tau_{\text{slow}}} - \frac{\alpha_{\text{slow}} |A(z', \tau)|^2}{E_{\text{sat slow}}}, \quad (5a)$$

$$\frac{d\alpha_{\text{fast}}}{d\tau} = \frac{\alpha_{0\text{fast}} - \alpha_{\text{fast}}}{\tau_{\text{fast}}} - \frac{\alpha_{\text{fast}} |A(z', \tau)|^2}{E_{\text{sat fast}}}, \quad (5б)$$

где α_0 – глубина модуляции; $E_{\text{sat fast, slow}}$ – энергия насыщения; $\tau_{\text{fast slow}}$ – время релаксации быстрого и медленного поглотителя соответственно. Первые слагаемые в правой части описывают релаксацию поглотителя, вторые – насыщающееся поглощение. Так как время релаксации быстрого отклика τ_{fast} намного меньше длительности импульса, его моделирование можно проводить в приближении мгновенного отклика:

$$\alpha_{\text{fast}}(\tau) = \alpha_{0\text{fast}} \left[1 + \frac{|A(\tau)|^2}{P_{\text{sat fast}}} \right]^{-1}. \quad (6)$$

3. Моделирование связанных состояний импульсов

Параметры, используемые при моделировании, соответствуют типичным значениям для волоконного лазера на основе Er-легированного волокна и представлены ниже.

$\alpha_{0\text{fast}} = \alpha_{0\text{slow}}$	0.05
$P_{\text{sat fast}}$ (Вт)	20
$E_{\text{sat slow}}$ (пДж)	15
τ_{slow} (пс)	200
$\gamma_a = \gamma_p$ ($\text{Вт}^{-1}\text{М}^{-1}$)	0.003
$l_a = l_p$ (М^{-1})	0.01
β_{2a} ($\text{пс}^2/\text{М}$)	50
β_{2p} ($\text{пс}^2/\text{М}$)	-16
L_a (М)	0.6
L_p (М)	6
g_0 (М^{-1})	0.6
Ω_f (с^{-1})	6.7×10^{12}
φ_{pol}	$\pi/2$
φ	$\pi/25$
ϑ	$\pi/12$

При указанных значениях дисперсии волокон суммарная дисперсия резонатора β_{net} составляет -0.132 пс^2 .

При начальных условиях на входное излучение в виде белого шума и энергии насыщения активной среды $E_g = 30 \text{ пДж}$ генерируется отдельный импульс. В точке вывода импульса из резонатора его огибающая близка к $|A(t)|^2 = P_0 \text{sech}^2(t/\tau_0)$, при этом значения его параметров колеблются около $P_0 \approx 68 \text{ Вт}$ и $\tau_0 = 0.28 \text{ пс}$, что соответствует средней энергии импульса около 39 пДж . Помимо импульса в резонаторе присутствует так называемая несолитонная компонента излучения, происхождение которой связано с возмущением формы импульса при усилении и прохождении отдельных дискретных элементов. Для уточнения терминологии поясним, что в дальнейшем эта компонента излучения будет называться дисперсионными волнами, или осциллирующими «хвостами» импульсов.

Из-за наличия медленной компоненты SESAM и вызванного этим пониженного поглощения позади импуль-

са дисперсионные волны, генерируемые в этой зоне, обладают большей интенсивностью. Периодическое рассеяние энергии импульса в поле мощных дисперсионных волн приводит к несовпадению периода изменения параметров импульса с T_r . Результаты расчетов показывают, что в стационарном одноимпульсном режиме лазер генерирует импульс с характеристиками, которые изменяются с периодом $\sim 3T_r$. Генерируемое несолитонное поле также эволюционирует в резонаторе под действием дискретных элементов и дисперсионных эффектов. В совокупности это приводит к небольшим периодическим изменениям энергии и пиковой мощности импульса с периодом порядка нескольких десятков T_r (см. рис.5,а,в). Существование этих пульсаций тесно связано с нелинейной динамикой диссипативных солитонов [21, 22].

Для исследования процесса образования связанного состояния было проведено моделирование данной лазерной системы с начальными условиями в виде двух sech^2 -импульсов с длительностями 0.28 пс при различных расстояниях между ними, при этом для генерации двух импульсов энергия насыщения активной среды E_g увеличена до 60 пДж. Как показывают результаты, при начальном расстоянии между импульсами 8–15 пс и моделировании до 2×10^4 обходов резонатора два импульса образуют связанное состояние, в котором они перемещаются по резонатору с равными скоростями и постоянным расстоянием между собой. Результаты моделирования для начального расстояния между импульсами 12 пс показаны на рис.2–5.

Совместная эволюция пары импульсов сопровождается их взаимодействием через длинные осциллирующие хвосты, при описании которого можно провести условную аналогию со взаимодействием двух источников волн (поплавок) в одномерном резервуаре линейных волн (рис.2). Первый импульс находится в области более высо-

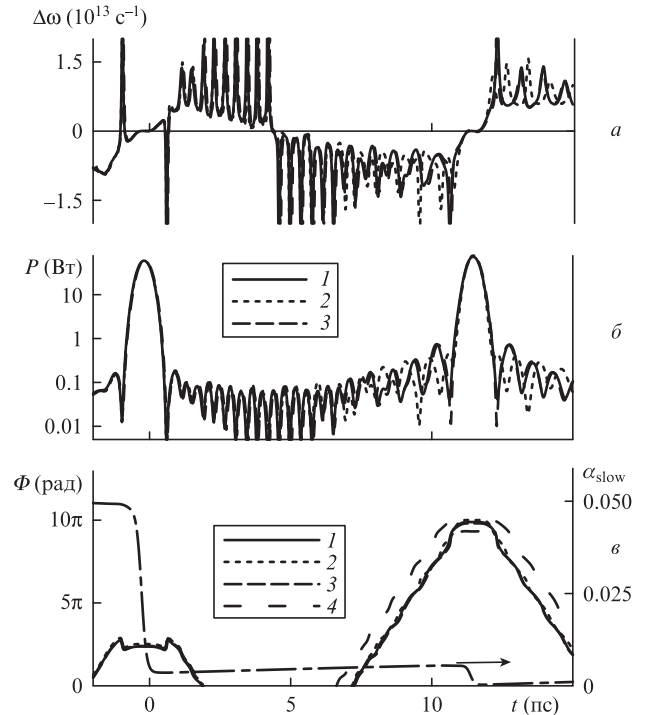


Рис.2. Мгновенная частота (а), огибающие (б) и фазы пары импульсов, а также уровень поглощения медленной компоненты SESAM α_{slow} (в); 1 – параметры импульсов после 2000 обходов резонатора, 2, 3, 4 отличаются от 1 на 11, 33 и 3 обхода резонатора соответственно.

кого поглощения медленной компоненты и имеет меньшую пиковую мощность, второй импульс находится в области малого поглощения, имеет большую пиковую мощность и излучает более интенсивные дисперсионные волны. Мощности дисперсионных волн значительно ниже мощностей импульсов, и их можно полагать линейными, т.к. влияние нелинейности в области между импульсами пренебрежимо мало.

Как и в случае одиночного импульса, можно выделить некоторые характерные периоды эволюции пары импульсов. Короткий период ($3T_r$) связан с эволюцией в резонаторе более мощного второго импульса, второй период ($11T_r$) – с периодическим изменением поля дисперсионных волн. Это проиллюстрировано на рис.2,в, где показана разность фаз между импульсами. Она определяется двумя вкладками: линейной частью, пропорциональной времени и связанной с дисперсионными волнами, и нелинейной, зависящей от пиковых мощностей импульсов. Отметим, что фазы, отвечающие равным пиковым мощностям импульсов (кривые 1 и 4 на рис.2,в) и обладающие одинаковыми нелинейными вкладками, тем не менее могут значительно различаться. Таким образом, можно предположить, что разность фаз главным образом определяется линейной частью, связанной с длинными осциллирующими «хвостами» импульсов. Это предположение подтверждает практически полное совпадение кривых 1 и 2, различающихся на период изменения поля дисперсионных волн (11 обходов резонатора). Еще одним подтверждением является вид спектров состояний 1 и 2 (рис.3,а). Спектр пары импульсов представляет собой характерную дольчатую структуру. Огибающие интерфе-

ренционных спектров совпадают со спектром отдельного импульса, при этом частота наиболее интенсивных дисперсионных волн может быть оценена по частоте пика Келли $\Delta\omega_s$.

Дольчатая структура спектра возникает из-за интерференции спектров двух импульсов, смещенных относительно друг друга на Δ , причем размер дольки обратно пропорционален расстоянию между пиками импульсов Δ . При изменении разности фаз между импульсами характерный размер дольки сохраняется, но происходит сдвиг всей структуры спектра. Совпадение структур спектров состояний 1 и 2 на рис.3,а подтверждает близость фазовых характеристик этих состояний. Небольшие различия связаны с изменением пиковой мощности второго импульса. Напоминаем, что эта величина изменяется за $3T_r$. Если сравнить параметры импульсов (мгновенную частоту, амплитуду, фазу), различающиеся на общий кратный период эволюции – $33T_r$, можно видеть, что они практически полностью совпадают (см. рис.2).

Периодические повторения характеристик импульсов и создаваемого ими дисперсионного поля, тем не менее, не являются абсолютно точными. Взаимодействие между импульсами и полем дисперсионных волн приводит к небольшим флуктуациям в положении импульсов. Наблюдая процесс взаимодействия в течение достаточно длительного времени (10^4 обходов резонатора), можно отметить изменение расстояния между импульсами и образование их связанного состояния, в котором импульсы перемещаются с равными скоростями (рис.3,б). На основании наблюдений нами был сделан вывод, что осциллирующие хвосты импульсов сливаются в общее согласованное поле, и связанное состояние импульсов образуется в результате их дрейфа в этом поле. Чтобы пояснить это, подробнее рассмотрим взаимодействие импульсов с полем дисперсионных волн.

Во-первых, выделим силы, действующие со стороны дисперсионных волн на импульс, который является их источником. Так как общая дисперсия резонатора является аномальной, сдвиг частоты излучения на заднем фронте импульса по отношению к несущей положителен, а на переднем фронте – отрицателен (см. рис.2,а). Эволюция поля дисперсионных волн u_d в волоконных элементах линейна и подчиняется (поглощением и спектральной фильтрацией пренебрегаем) уравнениям

$$\frac{\partial u_d}{\partial z} = -i \frac{\beta_{2p}}{2} \frac{\partial^2 u_d}{\partial t^2},$$

$$\frac{\partial u_d}{\partial z} = -i \frac{\beta_{2a}}{2} \frac{\partial^2 u_d}{\partial t^2} + g u_d.$$

Простой анализ этих уравнений показывает, что функция амплитуды поля u_d пропорциональна множителю $\exp(i\omega[\beta_2\omega z/2 - t])$, определяющему направление дисперсионного потока. На участках аномальной дисперсии ($\beta_2 < 0$) движение дисперсионных волн направлено к импульсу – источнику волн, а на участках нормальной дисперсии ($\beta_2 > 0$) – от импульса. Кроме того, дисперсионное поле находится под воздействием насыщающегося поглотителя. Вследствие насыщения медленной компоненты интенсивность дисперсионных волн позади импульса превышает их интенсивность перед ним, что определяет скорость дрейфа импульса в поле дисперсионных волн.

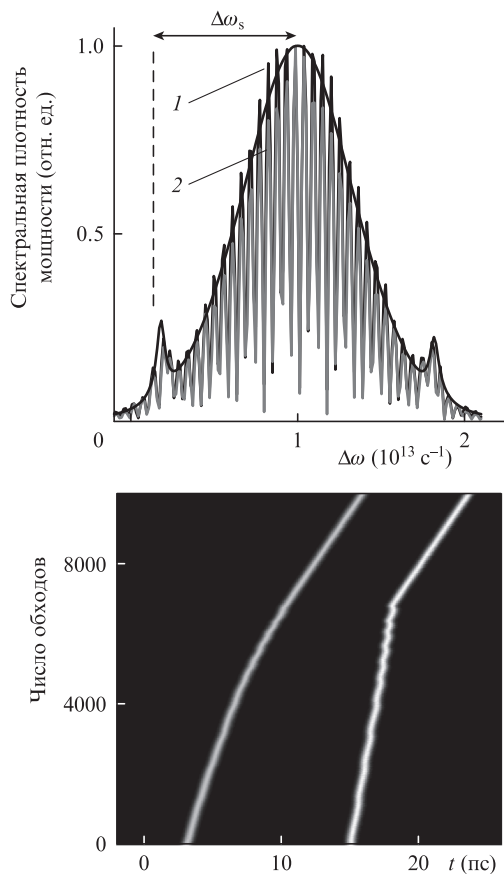


Рис.3. Спектры состояний 1 и 2 из рис.2: огибающая – спектр одиночного импульса (а), и траектории пары импульсов при образовании связанного состояния (б).

Из анализа уравнения насыщения медленной компоненты (56), пренебрегая восстановлением поглощения за время порядка длительности импульса, получаем, что разность в поглощении линейных волн перед импульсом и за ним $\Delta\alpha_{\text{slow}}$ определяется энергией импульса E_p и поглощением перед импульсом $\alpha_{\text{slow}}(t_p)$:

$$\Delta\alpha_{\text{slow}} = \alpha_{\text{slow}}(t_p) \exp\left(-\frac{E_p}{E_{\text{satslow}}}\right), \quad (7)$$

где t_p – временная координата непосредственно перед импульсом. Полагая, что энергии импульсов близки и медленная компонента в окрестности второго импульса находится в значительно более насыщенном состоянии $\alpha_{\text{slow}}(t_2) < \alpha_{\text{slow}}(t_1)$, получаем условие $\Delta\alpha_{\text{slow}1} > \Delta\alpha_{\text{slow}2}$, означающее, что разность интенсивностей дисперсионных волн в окрестности второго импульса значительно меньше. Следовательно, до образования связанного состояния скорость дрейфа, вызванного взаимодействием со «своими» дисперсионными волнами, у второго импульса ниже, чем у первого.

Отсюда можно сделать вывод: в резонаторе без участков с нормальной дисперсией импульсы будут отталкиваться. Действительно, в этом случае на каждый импульс будет постоянно действовать поперечная сила, направленная вперед, в сторону менее интенсивных дисперсионных волн. Расстояние между импульсами будет увеличиваться, т. к. скорость дрейфа первого импульса значительно выше, чем второго. Этот процесс иллюстрирует рис.4. Все параметры системы здесь те же, что и при образовании связанного состояния, исключение состоит лишь в том, что точно такая же суммарная дисперсия резонатора достигается при аномальной дисперсии активного волокна. В отсутствие в резонаторе других импульсов это разбегание будет происходить до тех пор, пока $\Delta\alpha_{\text{slow}1} \approx \Delta\alpha_{\text{slow}2}$, что возможно при $t_2 - t_1 > \tau_{\text{slow}}$. В этом случае характеристики каждого из импульсов будут асимптотически близки к характеристикам одиночного импульса в резонаторе.

При наличии участков с нормальной дисперсией ($\beta_{2a} > 0$) взаимодействие импульса-источника со своим дисперсионным излучением позволяет импульсам сближаться (ср. рис.3,б и рис.4). Подробно этот процесс отражен на рис.5. Здесь важно то, что с определенного момента значительное влияние на каждый импульс оказывают дисперсионные волны второго импульса из пары. Изначально фазы

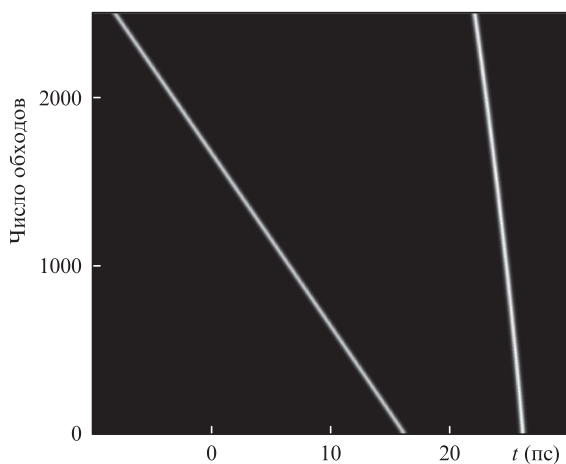


Рис.4. Траектории движения пары импульсов при $\beta_{2a} = \beta_{2p} = -10$ пс²/км.

дисперсионных волн от разных импульсов различаются, и воздействие соседнего импульса приводит лишь к небольшим флуктуациям. Флуктуации, увеличивающие расстояние между импульсами, т. е. противоположные тенденции сближения импульсов, гасятся. Отклонения, сближающие импульсы, по мере уменьшения расстояния увеличиваются, т. к. растет амплитуда взаимодействующих дисперсионных волн. Это приводит к постоянно ускоряющемуся сближению импульсов (рис.5,б,г).

Из рис.5 также видно, что изменение расстояния между импульсами имеет характерный ступенчатый вид. В отличие от непрерывного процесса отталкивания на рис.4, связанного со взаимодействием импульса со «своим» дисперсионным полем, при сближении импульс «чувствует» встречный источник дисперсионного поля. Каждая ступенька соответствует квазистационарному связанному состоянию импульсов, когда между ними находится целое число периодов дисперсионных волн [23]. Взаимодействие импульса с собственным дисперсионным полем смещает импульсы на квазистационарные состояния более низкого уровня, что соответствует дальнейшему их сближению. В итоге интерференция дисперсионных полей импульсов приводит к образованию общего согласованного поля дисперсионных волн, взаимодействуя через которое импульсы образуют устойчивое связанное состояние.

Расстояние между импульсами в связанном состоянии во многом определяется параметрами медленной компоненты насыщающегося поглотителя. Действительно, разность интенсивностей дисперсионного поля впереди и позади каждого из импульсов должна быть такой, чтобы скорости дрейфа импульсов, взаимодействующих с этим полем, были равны. Более тщательное исследование в следующих работах позволит уточнить связь между параметрами медленной компоненты SESAM, задающей различия в интенсивностях дисперсионного поля впереди и позади импульсов, и параметрами связанного состояния.

Образование связанного состояния сопровождается увеличением амплитуды колебаний пиковой мощности и согласованием длинных периодов этих колебаний (рис.5,а,в). Эта картина типична для образования устойчивого обмена энергией между импульсами. В сформированном связанном состоянии происходит встречная передача энергии импульсов друг другу через длинные осциллирующие «хвосты». При этом, т. к. интерферирующие «хвосты» находятся «в фазе», потеря энергии не возникает. Увеличение амплитуды колебаний пиковой мощности происходит из-за перекачки части энергии импульсов в совместное поле, т. е. вследствие образования энергии связи.

Для образовавшегося в результате связанного состояния солитонов расстояние между импульсами превышает 25 их длительностей, т. е. это состояние относится к слабо-связанным (loosely bound). Периодическая перекачка части энергии импульсов в поле дисперсионных волн вызывает небольшие колебания межимпульсного расстояния, заметные на рис.5,г. Эти колебания соответствуют переходам между двумя близкими точками равновесия системы – точкой постоянного импульса, т. е. равновесием «поперечных» сил, и точкой стационарного значения энергии [24].

В завершение этого раздела важно отметить, что полученный в ходе моделирования результат, свидетельствующий о невозможности образования связанных состояний солитонов в лазере с «двухвременным» SESAMом в отсутствие в резонаторе участков с нормальной дисперсией, подтвержден экспериментально [25].

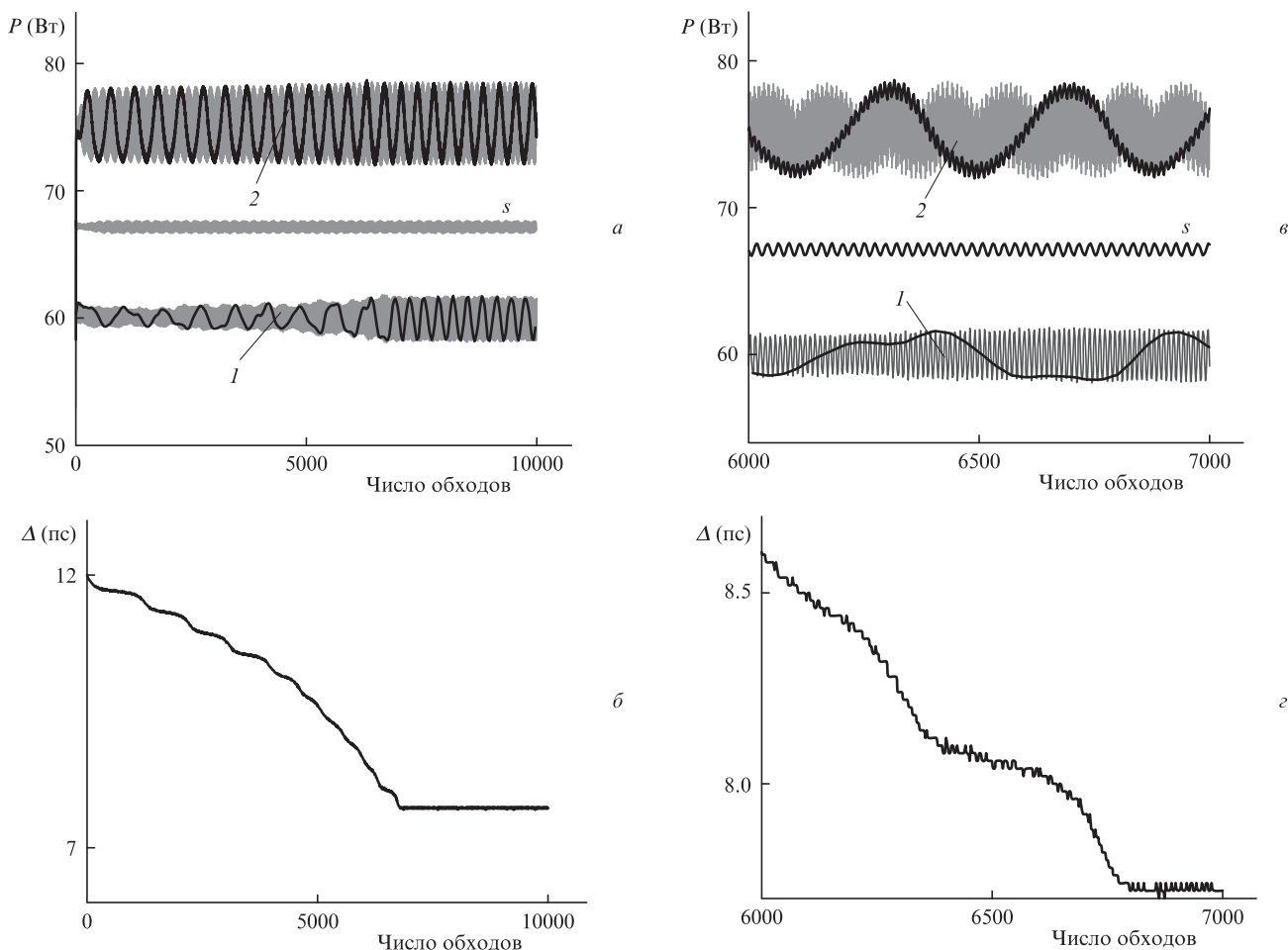


Рис.5. Эволюция пиковой мощности первого (1) и второго (2) импульсов при образовании связанного состояния (фон – значения после каждого обхода резонатора, 1 – после каждого 33-го обхода резонатора первым импульсом, 2 – после каждого третьего обхода резонатора вторым импульсом, s – эволюция пиковой мощности одиночного импульса, значения взяты после каждого третьего обхода резонатора) (a, б) и изменение расстояния между импульсами (в, г).

4. Связанные состояния нескольких импульсов и их устойчивость

Далее рассмотрим образование связанных состояний нескольких импульсов и подробнее исследуем их устойчивость. Для этого продолжим изучение лазерной системы с активным волокном, обладающим нормальной дисперсией, при большей ($E_{\text{sat slow}} = 30$ пДж) энергии насыщения медленной компоненты. Это, как показывает моделирование, повышает отношение энергии поля дисперсионных волн к энергии импульса, что усиливает взаимодействие импульсов через общее дисперсионное поле и способствует ускорению развития того или иного сценария их совместного распространения.

На первом шаге рассмотрим начальные условия в виде трех sech^2 -импульсов с длительностями 0.28 пс при различных расстояниях между ними. Распространение этих импульсов поддерживается при энергии насыщения активной среды $E_g > 120$ пДж, дальнейшие результаты получены при $E_g = 130$ пДж. Моделировалось 10^4 обходов резонатора.

Результаты показывают, что начальные расстояния между импульсами, составлявшие 10–20 пс, сильно влияют на эволюцию группы импульсов. Если хотя бы одно из начальных расстояний было меньше 12 пс, то связанное состояние не образовывалось бы. Типичным сценарием является притяжение импульсов и совместное их распро-

странение с хаотическим изменением межимпульсного расстояния. Этот режим может быть условно назван минигустком. Детальнее он будет обсуждаться ниже. Также наблюдается совместное распространение связанного состояния двух импульсов и отдельного третьего импульса.

При распространении импульсов характерным является образование отмеченных выше квазистационарных состояний, в которых между импульсами находится целое число периодов дисперсионных волн. Как и в случае двух импульсов, дрейф под действием дисперсионных волн приводит к переходу между квазистационарными состояниями и к взаимодействию стационарного связанного состояния двух импульсов с третьим, при этом возможен обмен связанными импульсами либо образование трехимпульсного связанного состояния [21].

На рис.6 и 7 показан один из способов образования трехимпульсного связанного состояния. Так же как и в случае двух импульсов, здесь уместна аналогия с моделью импульсов в одномерном линейном резервуаре дисперсионных волн. Скорость дрейфа импульса определяется разностью интенсивностей линейных волн впереди и позади него. Связанное состояние формируется при выравнивании средних скоростей дрейфа всех импульсов, которое происходит посредством взаимодействия через длинные осциллирующие «хвосты». Если два импульса уже связаны через общее дисперсионное поле – расстояние между ними равно целому числу периодов дисперси-

онных волн, то влияние третьего импульса можно рассматривать как небольшое возмущение, приводящее к флуктуациям межимпульсного расстояния. Естественное преимущество при этом получают возмущения, приближающие систему к состоянию равновесия, т.е. уменьшающие действие поперечных сил. На рис.7,*a* показан процесс изменения расстояний между импульсами. Можно видеть, что возмущающее воздействие третьего импульса вызывает лишь небольшие флуктуации межимпульсного расстояния в каждой из пар, до тех пор пока это воздей-

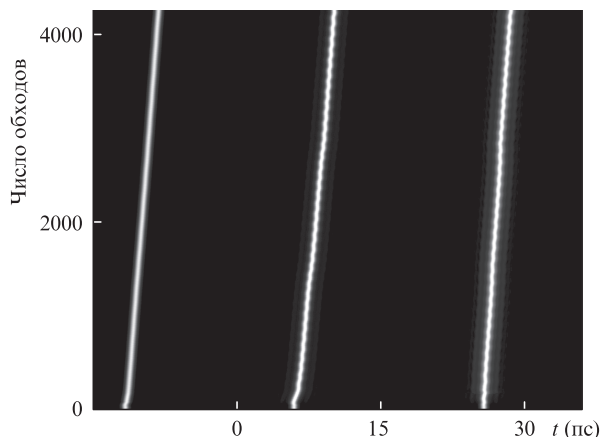


Рис.6. Траектории движения трех импульсов при формировании связанного состояния.

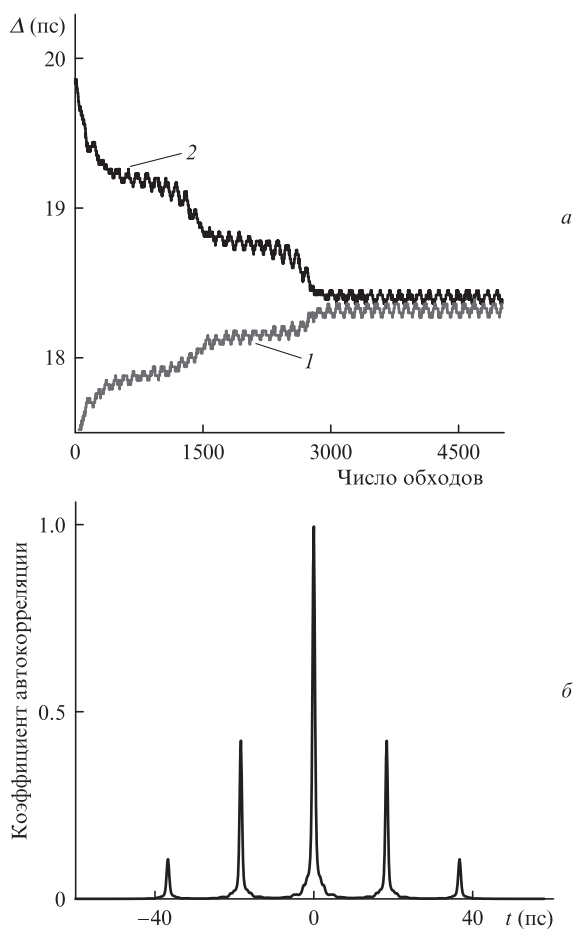


Рис.7. Образование связанного состояния трех импульсов. Изменение межимпульсного расстояния (1 – расстояние между первым и вторым импульсом, 2 – между вторым и третьим импульсом) (*a*) и автокорреляционная функция связанного состояния трех импульсов, полученного в результате моделирования (*b*).

ствие резонансно не складывается с колебаниями дисперсионного поля, связывающего импульсы в паре. Это приводит к скачкообразному изменению расстояния между импульсами, которое в каждой паре изменяется на период дисперсионной волны. В результате в данном случае происходит формирование устойчивого связанного состояния трех импульсов с равным расстоянием между ними (рис.7,*b*). Как показывает моделирование, импульсы в этом состоянии испытывают флуктуации около положения равновесия, что соответствует небольшим колебаниям межимпульсного расстояния.

На основании предыдущих результатов напрашивается вывод о том, что взаимодействие группы импульсов через совместное поле дисперсионных волн в присутствии медленной компоненты поглотителя должно приводить к образованию связанного состояния импульсов с приблизительно равным расстоянием между ними. Однако это справедливо лишь при малом числе импульсов и достаточно большом начальном расстоянии между ними. В прочих случаях наблюдается распространение шумовой группы тесно расположенных импульсов, расстояния между которыми хаотически изменяются (сгусток). Для пояснения причин возникновения сгустка необходимо рассмотреть вопрос устойчивости связанных состояний.

На рис.8 схематически показана деформация связанного состояния, вызванная флуктуацией положения одного из импульсов. Изображено также соответствующее этой флуктуации изменение поглощения медленной компоненты. Изменение средней скорости дрейфа импульса, как уже говорилось, связывается с изменением интенсивности дисперсионных волн впереди и позади него и вызывается разностью поглощения из-за насыщения медленной компоненты поглотителя. Эта разность, $\Delta\alpha_{\text{slow}}$, приближенно описывается выражением (7).

Из (7) следует важность исходного уровня насыщения медленной компоненты перед импульсом $\alpha_{\text{slow}}(t_p)$. Если рассматривать не слишком малые его значения, т.е. поглотитель с «запасом» насыщения, можно полагать, что деформация связанного состояния практически не изменяет величину $\alpha_{\text{slow}}(t_p)$, а следовательно, и перепад поглощения $\Delta\alpha_{\text{slow}}$. Небольшие флуктуации положения импульса приводят лишь к небольшим рассогласованиям между дисперсионными полями импульсов, которые порождают поперечные силы, возвращающие импульс в положение равновесия.

Однако если медленная компонента уже существенно насыщена, например из-за малого расстояния между импульсами или большого их числа в группе, глубина «по-

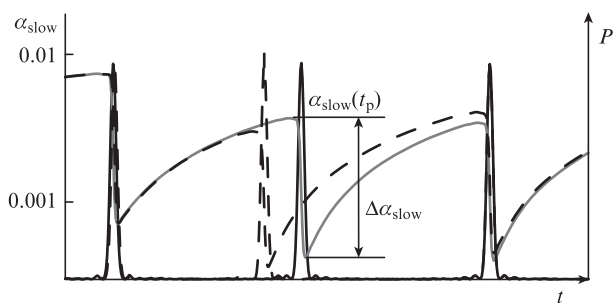


Рис.8. Схема деформации связанного состояния нескольких импульсов: сплошные кривые – начальные состояния импульсов и соответствующий им коэффициент поглощения медленной компоненты SESAM, штриховые кривые – те же зависимости после флуктуации расстояния между импульсами.

тениальной ямы», определяющей устойчивость положения импульса, быстро уменьшается. При этом деформация связанного состояния может породить лавинообразный рост неустойчивостей и превращение «правильного» связанного состояния в хаотический сгусток. Действительно, при сильно насыщенной медленной компоненте даже малые флуктуации положения импульса приводят к существенному изменению (на рис.8 – к уменьшению) $\alpha_{\text{slow}}(t_p)$, а следовательно, к снижению перепада поглощения $\Delta\alpha_{\text{slow}}$ и уменьшению разности интенсивностей дисперсионных волн. Последнее приводит к снижению скорости дрейфа импульса и в результате – к сближению первого и второго импульсов, которое вызывает дальнейшее уменьшение $\alpha_{\text{slow}}(t_p)$ и $\Delta\alpha_{\text{slow}}$ и т. д.

Малое расстояние между импульсами вызывает волну неустойчивостей, связанных с глубоким насыщением медленной компоненты поглотителя. Импульс, находящийся в минимуме поглощения, испытывает максимальное усиление, его длительность уменьшается, а пиковая мощность и ширина спектра возрастают. При таких условиях ограниченная ширина спектра усиления делает энергетически выгодным раскол импульса [1]. Таким образом, возникает область (либо несколько областей) с низким поглощением, куда перетекает энергия других импульсов, которые проигрывают конкуренцию за усиление, т. к. находятся в области существенного поглощения медленной компоненты. В результате можно наблюдать процесс трансформации группы импульсов в хаотический сгусток. Иллюстрация процесса в случае рассматриваемой нами системы при восьми начальных импульсах показана на рис.9,а.

На основании проведенного анализа можно сделать вывод, что формирование сгустка происходит при слишком глубоком насыщении медленной компоненты SESAM, не обеспечивающем устойчивости положения отдельного

импульса. Результаты моделирования показывают, что энергия насыщения медленной компоненты $E_{\text{sat slow}}$, достаточная для поддержания устойчивости связанного состояния, должна составлять существенную часть от общей энергии импульсов; ее точное значение определяется параметрами резонатора. В рассматриваемом случае формирование сгустка происходит при $E_{\text{sat slow}} < 1/6$ общей энергии импульсов, при этом в связанном состоянии не может находиться более четырех импульсов. Полученное условие справедливо только при достаточном начальном расстоянии между импульсами (в данном случае – более 40 их длительностей).

Несмотря на сильное взаимодействие между импульсами внутри сгустка, которое происходит уже не только через поле дисперсионных волн, но посредством прямых межимпульсных взаимодействий, следует отметить устойчивость совместного распространения импульсов, обусловленную притяжением импульсов от периферии к центру сгустка. Происхождение этой силы связано с керровской нелинейной самомодуляцией фазы группы импульсов (рис.9,б). Нелинейность фазовой самомодуляции приводит к тому, что на краях сгустка рост фазы может быть аппроксимирован параболической зависимостью $\Phi - \Phi_0 = -c(t - t_0)^2/2$, что в свою очередь свидетельствует о приблизительно линейной частотной модуляции группы импульсов со скоростью модуляции (чирпом) c : $\Delta\omega \approx -c(t - t_0)$. В рассматриваемом случае нелинейный чирп группы импульсов может быть оценен как значительная величина ($c > 2.5 \times 10^{22} \text{ c}^{-2}$). Видно (рис.9,а), что при выталкивании крайних импульсов за пределы сгустка в область высокой частотной модуляции возникает эффективная сила притяжения, поскольку при средней аномальной дисперсии резонатора групповая скорость на переднем фронте оказывается ниже, а на заднем, наоборот, выше средней скорости сгустка [26, 27]. Указанный процесс обеспечивает устойчивость распространения сгустка солитонов.

Представленные результаты моделирования находят в согласии с экспериментом. В частности, эксперименты показывают возможность генерации стационарных связанных солитонных состояний с симметричной автокорреляционной функцией, т. е. постоянным межимпульсным расстоянием с числом импульсов до пяти-шести. Расстояние между импульсами составляет десятки длительностей отдельного солитона и зависит от параметров резонатора – дисперсии, ширины спектра усиления и характеристик SESAMa. Как уже упоминалось, генерация связанных солитонных состояний происходит только при нормальной дисперсии активного волокна. Увеличение числа импульсов за счет повышения накачки или удлинения пассивного волокна, т. е. роста нелинейности, приводит к разрушению связанного состояния и образованию сгустка с тесно расположенными импульсами. Расстояния между импульсами в сгустке составляют несколько солитонных длительностей и постоянно изменяются, тем не менее он распространяется как устойчивая единица. Ширина сгустка флуктуирует, но в среднем пропорциональна числу импульсов, при этом флуктуации ширины вызываются хаотическими перемещениями импульсов на границах сгустка [15, 18].

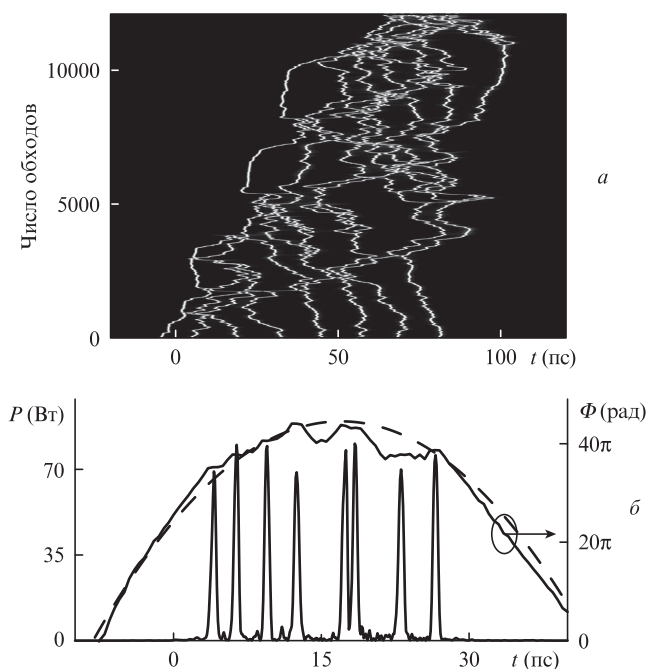


Рис.9. Развитие неустойчивостей при распространении группы из восьми импульсов и формирование сгустка импульсов (а), а также огибающая импульсов и временная зависимость фазы группы из восьми импульсов после 12000 обходов резонатора (штриховой линией показана параболическая аппроксимация фазы $\Phi - \Phi_0 = -c(t - t_0)^2/2$, $c = 4.4 \times 10^{23} \text{ c}^{-2}$) (б).

5. Заключение

В настоящей работе рассмотрен волоконный лазер солитонного типа с насыщающимся полупроводниковым

поглотителем SESAM, обладающим комплексной динамикой релаксации поглощения, т.е. с поглотителем, демонстрирующим как быструю, так и медленную релаксацию. Как показывают эксперименты, в режиме многоимпульсной генерации лазер такого типа проявляет интересные свойства. В частности, при нормальной дисперсии активной среды наблюдается взаимное притяжение импульсов с образованием стационарных связанных состояний солитонов с расстоянием между ними до 100 их длительностей. Другим вариантом групповой динамики является формирование узкого сгустка с хаотическим изменением расстояния между импульсами.

В работе была построена модель лазера, основанная на описании распространения импульсов в волоконных элементах при помощи уравнения Гинзбурга–Ландау и на отдельном воздействии сосредоточенных элементов – насыщающегося поглотителя, поляризатора, выходного ответвителя. Моделирование показывает, что для импульсов лазерной системы характерно пульсирующее изменение параметров, связанное с перекачкой части энергии импульсов в поле дисперсионных волн, возбуждаемых при усилении и прохождении дискретных элементов.

Предложена простая принципиальная модель взаимодействия импульсов, дрейфующих под действием линейных дисперсионных волн. Медленная компонента насыщающегося поглощения определяет разность интенсивностей дисперсионных волн и скорость дрейфа импульса. Развитая модель объясняет отталкивание импульсов при аномальной дисперсии и их притяжение при нормальной дисперсии активного волокна. Формирование связанного состояния импульсов определяется выравниванием скоростей дрейфа импульсов в их общем дисперсионном поле.

Рассмотрена устойчивость связанных состояний. Выяснено, что она, в основном, зависит от степени насыщения медленной компоненты SESAM. Это условие ограничивает энергию импульсов стационарного связанного состояния.

При большом числе импульсов или малом расстоянии между ними медленная компонента оказывается в сильнонасыщенном состоянии, и индуцированная ею сила со стороны разных по интенсивности дисперсионных волн не способна противостоять развитию неустойчивостей. Типичный сценарий при этом связан с образованием хаотического сгустка импульсов, ширина которого флуктуирует около среднего значения, пропорционального числу импульсов в сгустке. Устойчивость сгустка вызвана проявлением нелинейной фазовой самомодуляции, приводящей к частотной модуляции группы импульсов и к эффективному притяжению импульсов с периферии к центру сгустка.

Результаты проведенного численного моделирования находятся в принципиальной согласии с данными экспе-

римента. В следующих работах планируется подробнее остановиться на влиянии параметров резонатора (дисперсии, нелинейности, усиления, энергии насыщения поглотителя и т.д.) на характеристики импульсных групп, а также определить критические значения параметров, соответствующие переходам между стационарными связанными состояниями и хаотическим сгустком.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (в рамках Государственного заказа и проекта № 14.Z50.31.0015).

1. Kärtner F.X., der Au J.A., Keller U. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **4**, 159 (1998).
2. Grudinin A., Gray S. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 144 (1997).
3. Kutz J.N., Collings B.C., Bergman K., Tsuda S., Cundiff S.T., Knox W.H., Holmes P., Weinstein M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**, 2681 (1997).
4. Kutz J.N., Collings B.C., Bergman K., Knox W.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 1749 (1998).
5. Lederer M.J., Luther-Davis B., Tan H.H., Jagadish C., Akhmediev N., Soto-Crespo J.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 895 (1999).
6. Loh W.H., Grudinin A.B., Afanasjev V.V., Payne D.N. *Opt. Lett.*, **19**, 698 (1994).
7. Dianov E.M., Luchnikov A.V., Pilipetskii A.N., Starodumov A.N. *Opt. Lett.*, **15**, 314 (1990).
8. Dianov E.M., Luchnikov A.V., Pilipetskii A.N., Starodumov A.N. *Sov. Lightwave Commun.*, **1**, 37 (1991).
9. Pilipetskii A.N., Golovchenko E.A., Menyuk C.R. *Opt. Lett.*, **20**, 907 (1995).
10. Kivisto S., Hakulinen T., Kaskela A., Brown D.P., Nasibulin A.G., Kauppinen E.I., Harkonen A., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **17**, 2358 (2009).
11. Okhotnikov O., Grudinin A., Pessa M. *New J. Phys.*, **6**, 177 (2004).
12. Okhotnikov O., Pessa M. *J. Phys. Condens. Matter*, **16**, S3107 (2004).
13. Suomalainen S., Guina M., Hakulinen T., Koskinen R., Paajaste J., Kariainen M., Marcinkevicius S., Okhotnikov O.G. *Mater. Sci. Eng. B*, **147**, 156 (2008).
14. Suomalainen S., Vainionpad A., Tengvall O., Hakulinen T., Karirinne S., Guina M., Okhotnikov O.G., Euser T.G., Vos W.L. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 121106 (2005).
15. Gumenyuk R., Okhotnikov O.G. *J. Opt. Soc. Am. B*, **29**, 1 (2012).
16. Охотников О.Г., Херда Р. *Квантовая электроника*, **41**, 610 (20 11).
17. Zhao L.M., Tang D.Y., Zhang H., Wu X. *Opt. Express*, **17**, 8104 (2009).
18. Gumenyuk R., Okhotnikov O.G. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 776 (2013).
19. Liu X. *Phys. Rev. A*, **84**, 053828 (2011).
20. Liu X.M., Wang L.R., Li X.H., Sun H.B., Lin A.X., Lu K.Q., Wang Y.S., Zhao W. *Opt. Express*, **17**, 8506 (2009).
21. Grelu P., Soto Crespo J.M. *Lecture Notes in Physics*, **751**, 137 (2008).
22. Akhmediev N., Soto-Crespo J.M., Grapinet M., Grelu Ph. *J. Nonlin. Opt. Phys. Mat.*, **14**, 159 (2005).
23. Soto-Crespo J., Akhmediev N., Grelu P., Belhache F. *Opt. Lett.*, **28**, 1757 (2003).
24. Akhmediev N.N., Ankiewicz A., Soto-Crespo J. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 4047 (1997).
25. Gumenyuk R., Okhotnikov O.G. *IEEE PTL*, **25**, 133 (2013).
26. Nguyen N.D., Binh L.N. *Opt. Commun.*, **282**, 2394 (2009).
27. Tamura K., Nakazawa M. *Opt. Lett.*, **21**, 1930 (1996).