

КВАЗИСОЛИТОННАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРАХ С ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ ПОГЛОТИТЕЛЕМ

© 2004 г. Palihati Mejiti

Physics Dept., Xinjiang University, Urumqi, Xinjiang, P.R. China
E-mail: Fmejid@mail.ru

На основе теории самосогласованного лазерного поля исследован механизм синхронизации мод за счет формирования квазишредингеровского солитона в непрерывном твердотельном лазере с насыщающимся полупроводниковым затвором. Исследованы возможные режимы дестабилизации квазисолитона, скачкообразный переход от фемто- к пикосекундной генерации, возникновение автоколебаний, а также срыв импульсной генерации. Показано существование мультистабильных состояний и гистерезисных явлений при перестройке дисперсии групповой скорости и мощности накачки.

Коды OCIS: 140.0140.

Поступила в редакцию 15.03.2004.

Многочисленные исследования последних лет привели к формированию нового направления в области пассивной синхронизации мод непрерывных широкополосных твердотельных лазеров. Это направление связано с использованием нерезонансных оптических нелинейностей, прежде всего керровской нелинейности, обеспечивающей фазовую самомодуляцию (ФСМ) и самофокусировку поля генерации [1]. В последнем случае просветление дифракционных потерь оказывает действие, подобное действию мгновенно насыщающегося поглотителя. В результате на сегодняшний день достигнуты длительности ультракоротких импульсов (УКИ) 5,5 фс, что составляет около двух колебаний светового поля [2].

Главной особенностью современных фемтосекундных лазерных систем, основанных как на синхронизации мод за счет самофокусировки, так и на использовании полупроводниковых насыщающихся затворов [3], является формирование в лазере так называемого квазишредингеровского солитона при совместном действии ФСМ и дисперсии групповой скорости. Такой режим получил название "солитонной синхронизации" [4]. При этом мгновенный или медленно насыщающийся затвор играет роль стабилизирующего фактора.

Данный механизм синхронизации мод открывает перспективы по созданию высокостабильных полностью твердотельных перестраиваемых диодно-накачиваемых лазеров, генерирующих импульсы предельно короткой длительности. Это объясняет повышенный интерес к данному режиму генерации и условиям его реализации.

В настоящей работе исследованы особенности формирования квазишредингеровского солитона в непрерывном твердотельном лазере с полупроводниковым насыщающимся затвором. Прежде всего нас будет интересовать характер перехода от фемто-

секундного режима генерации к пикосекундному и сопутствующие гистерезисные явления.

В качестве базовой модели описания генерации УКИ в непрерывном твердотельном лазере с медленно насыщающимся полупроводниковым затвором была выбрана следующая модель. Предполагалось, что в случае, когда длительность УКИ меньше, чем время релаксации просветления потерь, действие квазидвухуровневого насыщающегося затвора с лорентцевым спектральным профилем линии поглощения в условиях некогерентного взаимодействия с полем описывается оператором [5] $-\frac{\gamma \exp(-E/E_s)}{1 + \partial/\partial t}$, где t – локальное время, нормированное на обратную ширину полосы поглощения t_0 , γ – начальные потери в затворе,

$$E = \int_{-\infty}^t |a(t')|^2 dt' - \text{энергия УКИ, прошедшая через}$$

затвор к моменту времени t , E_s – энергия насыщения затвора. Учитывалось также насыщение усиления, при этом для сапфир-титанового лазера при равенстве диаметра пучка генерации в затворе и в активной среде и для $E_s = 100$ мкДж/см² отношение энергии насыщения потерь к энергии насыщения усиления (τ) равнялось $1,5 \times 10^{-14}$. Мы полагали совпадение центров, а также равенство ширины полос поглощения и частотного фильтра при отсутствии дисперсии усиления.

Эволюция поля генерации $a(z, t)$ в условиях малости его изменения за один проход по резонатору описывается распределенным операторным уравнением

$$\frac{\partial a(z, t)}{\partial z} = \left\{ a \exp(-\tau E) - \frac{\gamma \exp(-E)}{1 + \partial/\partial t} + \left[\frac{1}{1 + \partial/\partial t} - 1 \right] - \right. \\ \left. - l + id \partial^2/\partial t^2 - i\beta |a(z, t)|^2 \right\} a(z, t), \quad (1)$$

где z – продольная координата, нормированная на длину резонатора, которая может трактоваться как

номер прохода по резонатору. Физический смысл входящих в уравнение (1) членов следующий: первый член описывает действие насыщающегося усиления в активной среде (a – коэффициент усиления перед фронтом УКИ), второй член описывает действие насыщающегося поглощения, слагаемое в квадратных скобках – действие частотного фильтра, l – ненасыщаемые потери, следующий член – действие дисперсии групповой скорости с нормированным на t_0^2 коэффициентом d , последний член – действие ФСМ с нормированным коэффициентом

$$\beta = \frac{2\pi n_2 L E_s}{\lambda n t_0} \quad (n_2 - \text{нелинейный показатель преломления, } n - \text{показатель преломления, } L - \text{длина активной среды, } \lambda - \text{длина волны генерации}).$$

Предполагается, что все времена нормированы на t_0 , а энергии – на E_s . Математический смысл производных, стоящих в знаменателе, заключается в действии на $a(z, t)$ разложения знаменателя в ряд по $\partial/\partial t$. Если ограничиться в (1) разложением знаменателей до второго порядка по $\partial/\partial t$, то в результате получим

$$\begin{aligned} \frac{da_0}{dz} &= a_0 \left[\alpha \exp\left(-\frac{\tau a_0^2}{v}\right) + (1 - \omega^2 - \vartheta^2) \gamma \exp\left(-\frac{a_0^2}{\vartheta}\right) - l + k_2 \psi \vartheta^2 - \omega^2 - \vartheta^2 \right], \\ \frac{d\omega}{dz} &= (\psi a_0^2 \omega^2 + a_0^2 \omega - 2v^2 \omega - 2v^2 \omega \psi^2 - \psi a_0^2) \gamma \exp\left(-\frac{a_0^2}{\vartheta}\right) - 2v^2 \omega \psi^2 - 2\vartheta^2 \omega - \psi a_0^2 \tau \alpha \exp\left(-\frac{\tau a_0^2}{v}\right), \\ \frac{d\vartheta}{dz} &= \frac{1}{2v^2} (a_0^4 v^2 + 2v^4 \psi^2 - a_0^4 + a_0^4 \omega^2 + 2a_0^2 v^2 - 4a_0^2 \omega v^2 \psi - 4v^4) \gamma \exp\left(-\frac{a_0^2}{\vartheta}\right) - \\ &\quad - \frac{a_0^4 \tau^2 \alpha}{2v^2} \exp\left(-\frac{\tau a_0^2}{\vartheta}\right) + 3k_2 \vartheta^2 \psi + \vartheta^2 \psi^2 - 2\vartheta^2, \\ \frac{d\psi}{dz} &= \frac{1}{v^2} (4a_0^2 \omega v^2 + a_0^4 \psi + 4a_0^2 \omega v^2 \psi^2 - 2v^4 \psi - \psi a_0^4 \omega^2 - a_0^4 \omega - 2v^4 \psi^3) \gamma \exp\left(-\frac{a_0^2}{\vartheta}\right) + \\ &\quad + \frac{\psi a_0^4 \tau^2}{v^2} \exp\left(-\frac{\tau a_0^2}{v}\right) - 2a_0^2 \beta - 2\vartheta^2 \psi - 4k_2 \vartheta^2 \psi^2 - 2\vartheta^2 \psi^3 - 4k_2 \vartheta^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $\vartheta = 1/t_p$ – обратная длительность УКИ, ψ – чип. Систему уравнений (2) необходимо дополнить уравнением, описывающим эволюцию усиления.

Используя для описания среды квазидвухуровневую модель (см., например, [7]) и учитывая, что длительность УКИ много меньше резонатора, можно записать

$$\frac{da}{dz} = (\alpha_m - \alpha) P - \frac{2\alpha \tau a_0^2}{\vartheta} - \frac{\alpha}{T_g}. \quad (3)$$

Здесь $P = \frac{\sigma T_{\text{cav}} I_p}{h\nu}$ – нормированная интенсивность накачки такая, что при диаметре пучка накачки

нелинейное интегродифференциальное уравнение типа обобщенного уравнения Ландау–Гинзбурга [4, 5], которое мы не приводим в силу его громоздкости.

Точное общее решение такого уравнения неизвестно, поэтому мы искали частное решение в виде

$$a(t) = a_0 \frac{\exp[i\omega(t - z\delta) + i\varphi]}{\cosh[(t - z\delta)/t_p]^{1+i\varphi}},$$

где a_0 – амплитуда УКИ, t – его длительность, ω – отстройка несущей частоты импульса от центра полосы поглощения (который, как мы предполагали, совпадает с центром полосы усиления и частотного фильтра), φ и δ – фазовая и временная задержки импульса на периоде резонатора. Подстановка такого решения в (1) с последующим разложением в ряд по t в рамках так называемого безабберационного приближения [6], когда предполагается неизменность формы импульса при возможности эволюции его параметров, позволяет получить систему обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих эволюцию параметров УКИ,

100 мкм величина $P = 10^{-4}$ соответствует мощности накачки около 1 Вт. T_g – время релаксации усиления, нормированное на период резонатора $T_{\text{cav}} = 10$ нс, α_m – усиление при полной инверсии населенностей в активной среде.

Устойчивые стационарные точки системы (2), (3) соответствуют генерации устойчивых УКИ, кроме того, данная система может описывать различные колебательные (в том числе и хаотические), а также переходные режимы генерации импульса. В качестве варьируемых мы выбрали следующие параметры: нормированную интенсивность накачки, дисперсию и нормированный коэффициент ФСМ, из-

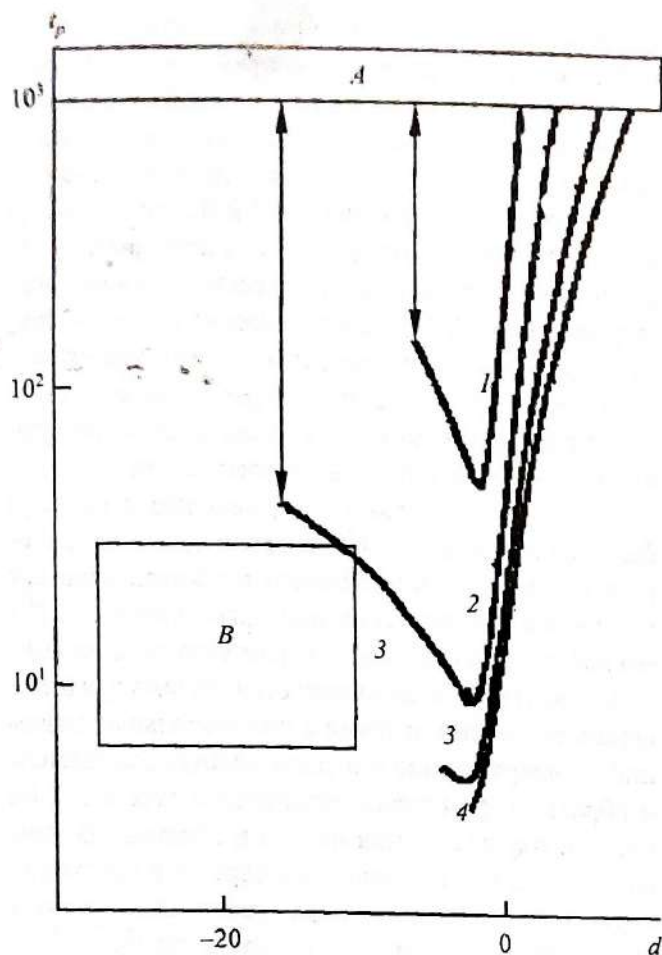


Рис. 1. Зависимость длительности УКИ t_p от дисперсии групповой скорости d . Внутри области A имеет место пикосекундная генерация, внутри области B для параметров кривой 3 имеет место автомодуляционная неустойчивость УКИ. Нормированная интенсивность накачки $P = 0,0005$, $\alpha_m = 0,5$, $t_a = 2,5$ фс, $T_g = 3$ мкс, $T_{cav} = 10$ нс, $\gamma = 0,05$, $l = 0,01$, $\beta = 0,001$ (1); 0,01 (2); 0,05 (3); 0,1 (4).

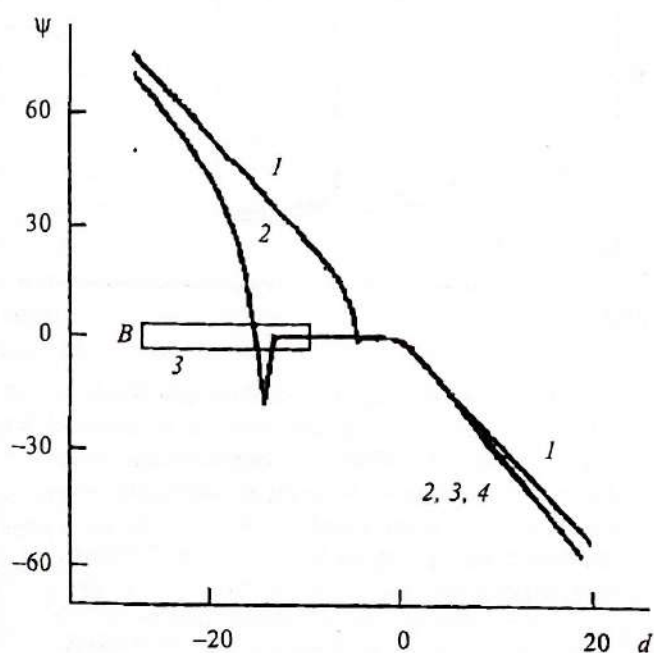


Рис. 2. Зависимость чирпа УКИ ψ от дисперсии групповой скорости d . Параметры те же, что и для рис. 1.

меняемый за счет длины активной среды L и ширины полосы пропускания системы $1/t_a$. Численное решение системы (2), (3) по прямому методу Эйлера позволяло построить итерационную схему, связывающую параметры импульса на z и $z + 1$ -м проходах. В качестве критерия выхода на стационарный режим генерации мы выбрали условие неизменности с погрешностью до 0,1% параметров импульса на последней тысяче из 10^6 итераций.

На рис. 1 представлена зависимость длительности стационарного УКИ от дисперсии для различных значений ФСМ. В отсутствие ФСМ ($\beta = 0$) генерация устойчивых УКИ невозможна, так как при малом вкладе динамического насыщения усиления (малые γ), характерном для твердотельных лазеров с полупроводниковыми модуляторами, пассивная синхронизация мод неустойчива [8]. Наличие ФСМ в системе обеспечивает стабилизацию УКИ пикосекундных длительностей (область A на рис. 1), что объясняется действием отрицательной обратной связи, возникающей при сильном чирпировании импульса (верхняя левая часть кривой 1 на рис. 2) и его распространении через частотно-селективный элемент [5].

На кривой 1 рис. 1 существует участок аномальной дисперсии групповой скорости, при которой формируется квазишредингеровский солитон с нулевым чирпом (участок кривой 1 вблизи нуля на рис. 2) и в отличие от пикосекундных импульсов практически полным отсутствием частотной отстройки от центра полосы частотно-селективного элемента. Данному участку соответствуют фемтосекундные длительности и высокие интенсивности УКИ из-за эффективного дисперсионного сжатия импульса. Минимум длительности расположен вблизи нулевой дисперсии.

Рост аномальной дисперсии групповой скорости (рис. 1, кривая 1) ведет к скачкообразному переходу к режиму пикосекундной генерации (показанный стрелкой переход в область A , "пикосекундный коллапс"). Такое переключение имеет место в случае, когда каждому новому значению параметров системы (в данном случае – дисперсии) отвечает стационарное решение системы (2), (3), получаемое при одних и тех же начальных условиях, которые мы выбирали близкими к значениям, отвечающим выбросу лазерного шума. Существование двух качественно различающихся по своим свойствам режимов генерации отвечает двум типам решений исходного уравнения (1), в котором превалирование диссипативной части соответствует пикосекундному решению, в то время как недиссипативная часть соответствует генерации квазишредингеровского солитона.

Рост коэффициента ФСМ (переход от кривой 1 к 2 на рис. 1, 2) ведет к расширению области дис-

I , отн. ед.

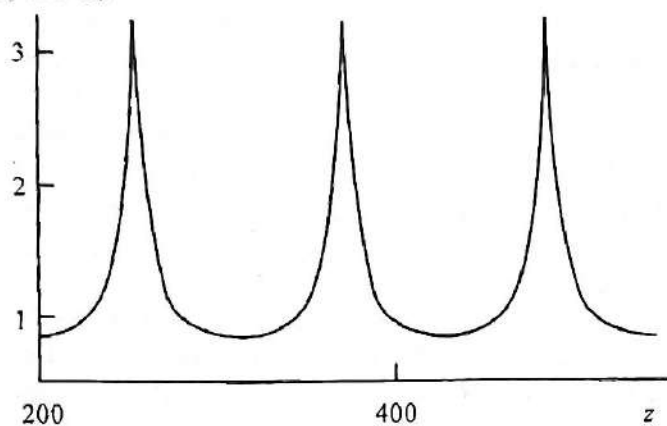


Рис. 3. Зависимость пиковой интенсивности УКИ, нормированной на $E_0 t_0^{-1}$, от номера прохода по резонатору Z . $d = -20$, $P = 0,0005$, $\beta = 0,1$.

персии, при которой существует квазисолитон, а также к сокращению его длительности.

Дальнейший рост β приводит к изменению характера поведения УКИ (кривая 3, рис. 1). В этом случае устойчивый фемтосекундный УКИ существует лишь вблизи нулевой дисперсии, в то время как при больших аномальных дисперсиях решение в форме sech отсутствует. Дальнейшее увеличение аномальной дисперсии ведет к возникновению режима автоколебаний параметров УКИ (область В на рис. 1), который, тем не менее, по своим характеристикам близок к шредингеровскому солитону, он слабо chirпирован (область В на рис. 2) и имеет небольшой частотный сдвиг. Пример регулярных автоколебаний пиковой интенсивности УКИ представлен на рис. 3.

Продолжение роста коэффициента ФСМ (кривая 4, рис. 1) вызывает резкое сужение области существования солитоноподобного импульса. Таким образом, можно сделать вывод о существовании оптимального значения β , при котором устойчивый УКИ минимальной длительности существует в наиболее широком диапазоне аномальных дисперсий.

Скачкообразное изменение параметров УКИ, аналогичное рассмотренному выше, имеет место также и при изменении интенсивности накачки (кривая 1, обозначенная треугольниками на рис. 4). Как видно из рисунка, при достижении определенного уровня накачки, когда интенсивность УКИ достаточна для формирования квазিশредингеровского солитона, происходит скачкообразный переход к фемтосекундной генерации.

Интерес представляет исследование поведения параметров УКИ при непрерывном изменении управляющего параметра (дисперсии или накачки), когда в качестве начальных значений параметров УКИ на первом проходе для последующего значения управляющего параметра выступают параметры стационарного УКИ, рассчитанные для предыдущего значения управляющего параметра.

Физически построению такого графика соответствует не многократное включение лазера (всякий раз со своим значением управляющего параметра) и прослеживание эволюции параметров излучения начиная со спонтанного шума и до формирования устойчивого (неустойчивого) УКИ, как это имело место при построении рис. 1, 2, а непрерывное варьирование управляющего параметра при уже сформировавшемся УКИ. Анализ показывает, что в данном случае характер поведения системы существенно зависит от направления изменения величины дисперсии или накачки, т. е. система обладает ярко выраженным гистерезисным поведением.

Расчеты показывают, что, находясь в области большой отрицательной дисперсии и двигаясь в сторону нулевой и далее положительной дисперсии, мы остаемся в режиме генерации пикосекундных УКИ (на рисунках результаты этих расчетов не показаны).

Существенно иначе ведет себя система при изменении дисперсии начиная с положительных значений по направлению к отрицательным дисперсиям и обратно (траектория, отмеченная стрелками на рис. 5 и идущая справа налево и обратно). В этом случае вблизи нулевых дисперсий происходит переключение из пико- в фемтосекундный режим генерации, который существует в гораздо более широком диапазоне дисперсий, чем это имеет место при старте генерации из шума (кривая рис. 5 построена при тех же параметрах, что и кривая 2

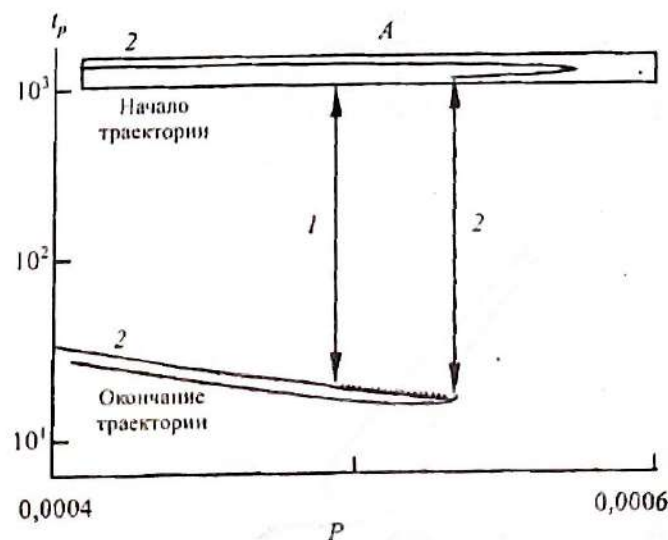


Рис. 4. Зависимость длительности стационарного УКИ t_p от накачки P . Переключение из пикосекундного режима (область А), обозначенное цифрой 1, соответствует начальным условиям для уравнений (2), (3), отвечающим шумовому выбросу. Фемтосекундный режим в этом случае обозначен треугольниками. Траектория, обозначенная цифрами 2, соответствует непрерывному увеличению, а затем — уменьшению накачки. $d = -10$, $\beta = 0,1$, прочие параметры, как на рис. 1.

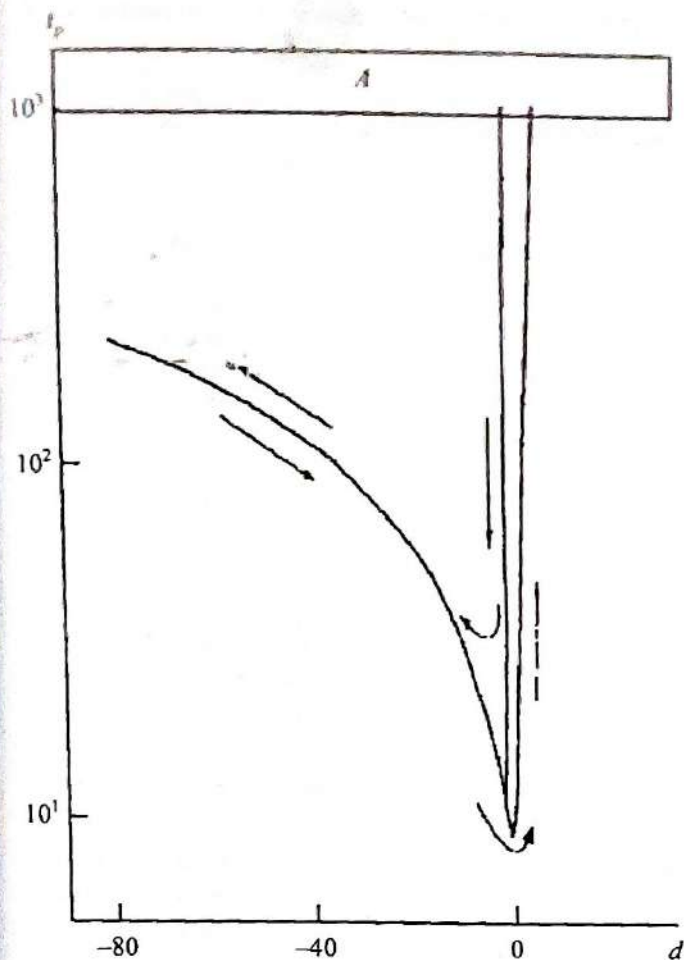


Рис. 5. Зависимость длительности стационарного УКИ t_p от дисперсии d при непрерывной перестройке последней от положительных дисперсий и обратно (траектория указана стрелками). Значения параметров те же, что и для кривой 2 на рис. 1.

рис. 1). При обратном движении (переход от отрицательных дисперсий к положительным на рис. 5) имеет место переключение из фемтосекундного режима в пикосекундный, однако уже при других величинах дисперсии, т. е. система демонстрирует гистерезисное поведение.

Аналогичное поведение система демонстрирует и при непрерывном изменении уровня накачки (траектория 2 и сплошная кривая на рис. 4). В этом случае рост накачки с последующим ее уменьшением дает следующую последовательность режимов генерации: увеличение накачки в пределах, представленных на рисунке, не сопровождается переходом к фемтосекундной генерации, последующее уменьшение накачки при определенном ее значении сопровождается переходом к фемтосекундному режиму, который продолжает существовать при меньших накачках, чем это имеет место при старте генерации из шума для каждого значения P .

Если траектория изменения накачки начинается с больших накачек, то пикосекундный режим не формируется, а непосредственно возникает фемтосекундный режим (при $P \approx 0,00017$), который так-

же продолжается в область меньших накачек, чем это имеет место для кривой 1.

Таким образом, наряду с существованием первого (возникновение лазерной генерации) и второго (формирование УКИ) порогов можно говорить о пороговом характере фемтосекундной генерации и гистерезисном характере процессов, происходящих вблизи этого порога.

В заключение отметим, что на основе теории самосогласованного лазерного поля нами исследованы особенности возникновения режима фемтосекундной генерации в непрерывном твердотельном лазере с насыщающимся полупроводниковым модулятором. Данный режим связан с формированием квазишредингеровского солитона за счет баланса ФСМ и дисперсии групповой скорости.

Показано, что формирование солитона носит пороговый характер как по накачкам, так и по дисперсиям, причем существует оптимальная величина ФСМ, обеспечивающая существование фемтосекундного УКИ в наиболее широкой области дисперсий. Дестабилизация солитона может сопровождаться переходом в пикосекундный режим генерации, возникновением автоколебаний УКИ либо полным разрушением импульса. Показано также, что переключение между пико- и фемтосекундными режимами носит ярко выраженный гистерезисный характер. Полученный результат может оказаться полезным с точки зрения управления характеристиками УКИ в непрерывных полностью твердотельных лазерах с полупроводниковыми модуляторами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Haus H.A., Fujimoto J.G., Ippen E.P. Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking // IEEE J. Quant. Electron. 1992. V. 28. № 10. P. 2086–2096.
2. Morgner U., Cho S.H., Fini J., Kärtner F.X., Haus H.A., Fujimoto J.G., Ippen E.P. 5.5-fs pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser // Tech. Dig. Advanced Sol. St. Lasers. USA, 1999.
3. Keller U., Weingarten K.J., Kärtner F.X., Kopf D., Braun B., Jung I.D., Flück R., Hönninger C., Matuschek N., der Au J.A. Soliton mode-locking with saturable absorbers // IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron. 1996. V. 2. P. 540–556.
4. Kärtner F.X., Jung I.D., Fluck R., Zhang G., Keller U. High-dynamic range characterization of ultrashort pulses // Selected Topics in Quant. Electron. 1996. № 2. P. 321.
5. Калашников В.Л., Криммер Д.О., Фархад Межид, Полуйко В.П., Михайлов В.П. Автоколебания в непрерывных твердотельных лазерах УКИ с синхронизацией мод за счет самофокусировки // Квант. электрон. 1999. Т. 27. № 1. С. 47–51.
6. Sergeev A.M., Vanin E.V., Wise F.W. // Opt. Commun. 1997. V. 140. P. 61–65.

7. Херман Й., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. М.: Мир, 1986. 368 с.

8. Калашиников В.Л., Калоша В.П., Михайлов В.П., Полойко И.Г. Синхронизация мод непрерывных твердо-

тельных лазеров с медленным насыщающимся // Опт. и спектр. 1996. Т. 81. № 5. С. 867–872.

Supported by the National Science Foundation China under the Grant № 60168001.

