

Эволюция формы и спектра УКИ при активной синхронизации мод

В.А.Запорожченко

Проведена регистрация временных разверток автокорреляционной функции и спектра излучения ИАГ: Nd-лазера с активной синхронизацией мод в режиме установления квазинепрерывной предгенерации, поддерживаемой петлей отрицательной обратной связи. Выявлено что на переходном этапе в излучении присутствуют высшие эрмит-гауссовы супермоды, и процесс сокращения длительности УКИ сопровождается смещением спектра генерации к красному крылу полосы усиления активной среды.

Ключевые слова: синхронизация мод, автокорреляционная функция, супермоды.

1. Введение

Процесс нестационарного формирования УКИ в лазерах с синхронизацией мод привлекал внимание еще тогда, когда импульсные твердотельные лазеры с ламповой накачкой были практически единственными источниками пикосекундных импульсов света. Сначала Летохов [1], а затем Куизенга и Сигман [2, 3] рассмотрели эволюцию импульса, циркулирующего в лазерном резонаторе и испытывающего как сокращение под действием модулятора, так и дисперсионное уширение в активной среде. Согласно теории, для достижения длительности импульса, близкой к стационарному пределу, требуется, в зависимости от параметров генерации, от 200 до нескольких десятков тысяч проходов излучения по резонатору.

Необходимость весьма продолжительного переходного этапа формирования УКИ в лазерах с активной синхронизацией мод стала основным препятствием для получения спектрально-ограниченных импульсов с воспроизводимыми параметрами в лазерах с включением добротности резонатора, поскольку в данном случае генерация развивается значительно быстрее, чем устанавливается режим синхронизации мод. В связи с этим в большинстве практически реализованных лазерных систем использовалось предгенерационное формирование УКИ за счет применения ступенчатого включения добротности резонатора [4] или отрицательной обратной связи (ООС) по излучению, позволяющей поддерживать режим квазистационарной предгенерации достаточно продолжительное время [5, 6]. В процессе исследования подобных лазерных систем основные положения теории получили ряд косвенных экспериментальных подтверждений.

Попытка прямого измерения зависимости длительности импульсов от времени формирования была принята в [3] для лазера с быстрым включением доброт-

ности. В работе [7] представлены результаты исследований лазера с предгенерацией, стабилизированного цепью ООС при наличии джиттера, сравнимого с временем формирования УКИ. Позже в [8] для той же лазерной системы было проведено измерение временной развертки автокорреляционной функции (АКФ) предгенерации с временным разрешением 50 нс, показавшее, что стационарная длительность УКИ устанавливается уже к моменту достижения порога регистрации. Однако в [8] синхронизатор мод включался задолго до достижения порога генерации, в результате чего формирование УКИ в резонаторе с уровнем потерь за проход $\sim 60\%$ происходило в допороговом режиме. Это не учитывалось при анализе экспериментальных данных, которые были ошибочно интерпретированы как свидетельство быстрого формирования УКИ.

В настоящей работе переходный процесс формирования УКИ изучался на основе регистрации временной развертки АКФ излучения для ИАГ: Nd-лазера с активной синхронизацией мод. Включение синхронизатора мод осуществлялось одновременно с началом регистрации по достижении порога генерации. Это соответствовало начальным условиям, использованным при теоретическом анализе переходных процессов формирования УКИ в [1, 3]. Параллельно изучалась эволюция спектра генерации лазера. Совокупность экспериментальных данных, полученных в условиях воспроизводимой, как было показано в [9], динамики предгенерации на больших (до 100 мкс) промежутках времени, позволяет более подробно представить картину эволюции излучения в лазерах с синхронизацией мод.

2. Лазер и система регистрации

В эксперименте, схема которого представлена на рис.1, использовался лазер с резонатором, образованным «глухими» зеркалами – плоским 8 и сферическим 2 с радиусом кривизны 2.5 м. Резонатор содержал активный элемент 7 ($\varnothing 3 \times 65$ мм), акустооптический модулятор 3, поляризатор 5 и два электрооптических кристалла DKDP, один из которых (6) был включен в цепь ООС, а другой (4) мог использоваться для выведения из резонатора одиночно-

В.А.Запорожченко. Институт физики им. Б.И.Степанова НАНБ, Беларусь, 220072 Минск, просп. Ф.Скорины, 70; e-mail: vzap@dragon.bas-net.by, web-site: http://ifanbel.bas-net.by/

Поступила в редакцию 18 декабря 2002 г., после доработки – 18 марта 2003 г.

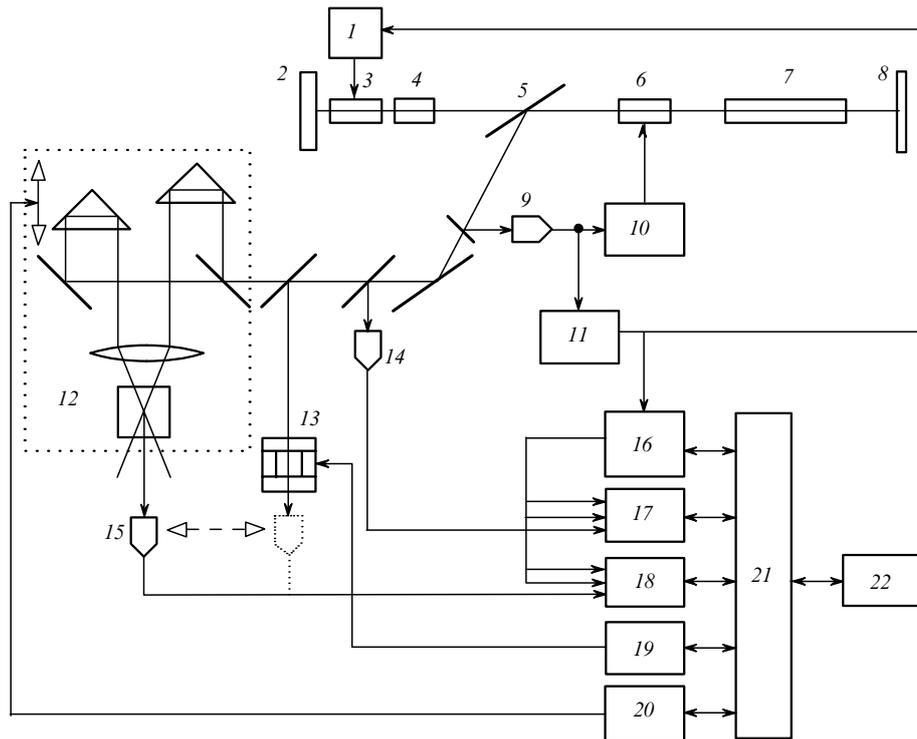


Рис.1. Схема эксперимента:

1 – формирователь радиоимпульса; 2, 8 – зеркала; 3 – модулятор; 4, 6 – электрооптические кристаллы; 5 – поляризатор; 7 – активный элемент; 9, 14, 15 – фотодиоды; 10 – усилитель ООС; 11 – компаратор; 12 – автокоррелятор; 13 – сканируемый интерферометр; 16 – стробирующий генератор; 17, 18 – аналого-цифровые преобразователи; 19 – цифро-аналоговый преобразователь; 20 – модуль управления оптической задержкой; 21 – КАМАК; 22 – компьютер.

го импульса. Лазер работал при импульсной ламповой накачке без включения добротности, а режим квазине-прерывной предгенерации поддерживался петлей ООС на протяжении ~ 100 мкс. При этом часть излучения, выводимого из резонатора поляризатором при наличии постоянного напряжения 1.7 кВ на электрооптическом кристалле 6, использовалась для управления отрицательной обратной связью через фотодиод 9, а оставшееся излучение направлялось в систему регистрации.

Управление модулятором осуществлялось радиоимпульсом с пиковой мощностью ~ 30 Вт, что обеспечивало глубину модуляции, близкую к стопроцентной. Подача радиоимпульса на модулятор начиналась в момент появления синхроимпульса, формируемого быстродействующим компаратором 11, отслеживающим уровень сигнала фотодиода 9. Тот же импульс запускал систему регистрации, построенную на двух аналого-цифровых преобразователях 17, 18 с постоянной времени 50 нс, которые синхронизовались частотой 10 МГц от общего генератора 16. Тем самым обеспечивались временное разрешение 100 нс и возможность синхронной нормировки сигналов. Применение компаратора для привязки регистрации временной развертки сигналов к процессу развития генерации в лазере позволило исключить влияние джиттера на процесс усреднения результатов при эволюционных измерениях. Все измерения проводились с усреднением по ансамблю из 100 лазерных вспышек.

Для анализа временных характеристик формируемых УКИ использовался автокоррелятор 12, построенный на основе неколлинеарной ГВГ и управляемый от компьютера 22 через магистраль КАМАК 21 и модуль управления 20. Один из быстрых фотодиодов (14) регистрировал излучение с основной частотой на входе измерительной

системы, а второй (15) – излучение с удвоенной частотой на выходе коррелятора. При этом для каждой лазерной вспышки и каждого из 1024 временных срезов сигналов вычислялась эффективность ГВГ $\eta(T, \tau) = P_{2\omega}(T, \tau)/P_{\omega}^2(T)$, которая затем усреднялась по ансамблю из 100 измерений (T – время, исчисляемое в периодах обхода резонатора, τ – задержка в корреляторе).

Поведение спектра генерации изучалось с помощью интерферометра Фабри–Перо 13, сканируемого с помощью цифро-аналогового преобразователя 19. В этом случае регистрировалось излучение на входе и выходе интерферометра и вычислялось его пропускание $\xi(T, \delta) = P_{\text{out}}(T, \delta)/P_{\text{in}}(T)$ в зависимости от разности фаз δ , определяемой базой интерферометра. Хорошо известно [10], что измерения ширины и формы спектра УКИ интерферометром Фабри–Перо затруднены из-за слишком широкого аппаратного контура, однако он дает правильную информацию о положении центральной частоты излучения и о его смещении в процессе развития генерации.

Настройка длины резонатора лазера осуществлялась по максимуму эффективности ГВГ при нулевой оптической задержке в автокорреляторе $\eta(T, 0)$ и значениях T , соответствующих установившемуся режиму синхронизации мод. Это обеспечивало минимальную длительность генерируемых импульсов. Расстройка между частотой модуляции и частотой межмодовых биений не контролировалась.

3. Результаты измерений

Полученные временные развертки АКФ и спектра генерации представлены на рис.2. На начальном этапе формирования УКИ отчетливо видна (рис.2,а) характерная

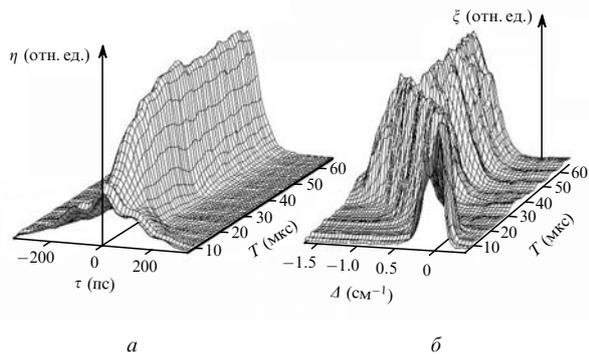


Рис.2. Временные развертки автокорреляционной функции (а) и спектра излучения (б).

структура вначале с пятью, а затем с тремя максимумами, которые сглаживаются по мере уменьшения полуширины АКФ. Процесс сокращения длительности импульсов сопровождается непрерывным смещением спектра генерации в красную область (рис.2,б). На рис.3 приведены временные зависимости основных параметров излучения, позволяющие более детально проанализировать характер переходных процессов в лазере с активной синхронизацией мод.

На рис.3,а показана огибающая генерации лазера. Достаточно большая амплитуда осцилляций по сравнению с результатами, представленными ранее в [9], вызвана намеренным уменьшением коэффициента передачи петли ООС с целью увеличения выходной мощности предгенерации и соответствующего расширения динамического диапазона измерительной системы. Практически полное подавление генерации в первые несколько микросекунд обусловлено включением модулятора, который вносит заметные потери (более 50 %) в излучение, однородно заполняющее резонатор. Лишь после сокращения длительности импульса, циркулирующего в резонаторе, эти потери становятся незначительными.

Возобновление генерации происходит примерно через 5 мкс после включения модулятора. При этом наблюдается монотонное уменьшение полуширины АКФ $\tau_{1/2}$ (рис.3,б) и смещение спектра генерации (рис.3,з). Уже через 15 мкс длительность импульса превышает стационарную всего на 20 %, и дальнейшее ее сокращение, продолжающееся еще в течение 15–20 мкс, протекает почти незаметно. Этот этап установления режима синхронизации мод более наглядно прослеживается по возрастанию $\eta(T, 0)$ (рис.3,в) и продолжающемуся смещению спектра излучения (рис.3,з). Наконец, через 40 мкс после включения модулятора (4000 проходов излучения по резонатору) устанавливается стационарный режим циркуляции импульса в резонаторе, когда длительность и спектр УКИ не изменяются от прохода к проходу, несмотря на значительные колебания его энергии.

Обращает на себя внимание поведение обсуждаемых характеристик генерации в период, отстоящий на 35–40 мкс от момента включения модулятора и непосредственно предшествующий стационарному режиму. В это время наблюдаются смещение спектра, превышающее стационарное значение, максимальная эффективность ГВГ и минимальная полуширина АКФ. Именно в области перехода к стационарному режиму форма АКФ максимально соответствует гауссову импульсу с длительностью по полувысоте 67 пс. Позже, в стационарном режиме, она

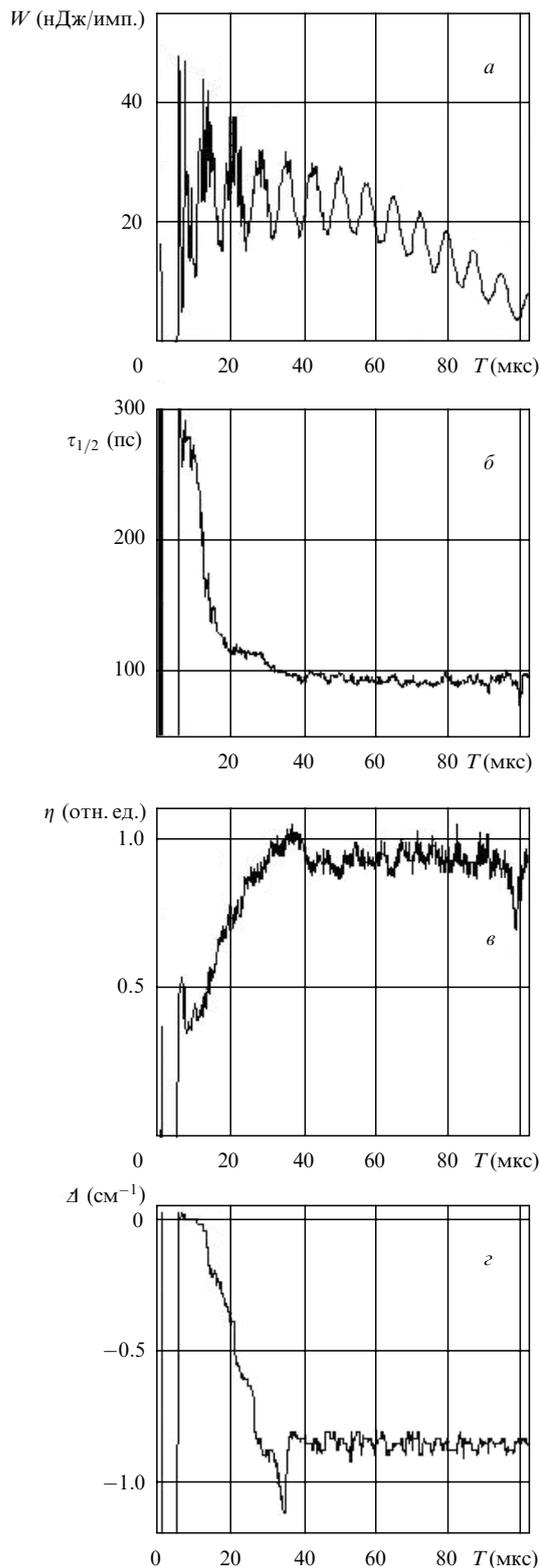


Рис.3. Временные зависимости энергии УКИ (а), полуширины АКФ (б), эффективности ГВГ (в) и смещения спектра генерации (г).

лучше аппроксимируется импульсом с огибающей в форме гиперболического секанса с практически той же длительностью (см. рис.4,а). Подобное поведение наблюдалось в разных сериях экспериментов с несколько различающимися параметрами модуляции и коэффициента передачи петли ООС. Причем увеличение глубины моду-

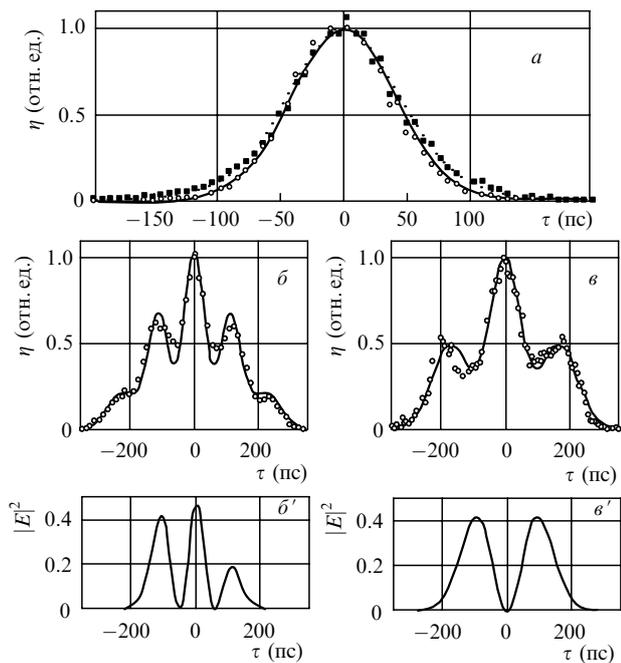


Рис.4. Формы АКФ и их аппроксимации гауссовой функцией (сплошная кривая) и гиперболическим секансом (пунктир) при $T = 36.5$ (○) и 55 мкс (■) (а), а также формы АКФ в случае возбуждения супермод при $T = 7.2$ мкс, $C_0 = 0.22$, $C_1 = 0.22$, $C_2 = -0.95$ (б) и $T = 8$ мкс, $C_1 = 1.0$, $C_0 = C_2 = 0$ (в); б' и в' – формы импульсов при выбранных значениях C_k .

ляции приводило к появлению в этот момент провала на огибающей цуга, вплоть до почти полного подавления генерации на несколько микросекунд.

4. Форма автокорреляционной функции и «супермоды»

Ряд деталей временной развертки АКФ на рис.2,а заслуживает особого внимания. Форма АКФ в начале развертки не описывается в рамках эволюционного подхода к анализу активной синхронизации мод, использованного в [1 – 3], но она слишком характерна для того, чтобы ее можно было интерпретировать как проявление шумового фона вблизи формируемого импульса. Такая интерпретация потребовала бы задания вполне определенных распределений амплитуд шумовых всплесков и интервалов между ними, что само по себе противоречит представлению о нормальном шуме. Более плодотворную основу для объяснения полученных результатов можно найти в работах [11 – 14], авторам которых удалось получить собственные функции – «супермоды» – для огибающей поля в резонаторе с внешней модуляцией потерь в стационарном режиме генерации. Полученные в [11 – 14] разными методами супермоды совпадают с собственными функциями гармонического осциллятора, в которых роль координаты выполняет временное отклонение от момента максимального пропускания модулятора t на периоде модуляции, т. е. представляют собой полиномы Эрмита, модулированные гауссовой функцией:

$$A_n(t/\tau_a) = (2^n \sqrt{\pi n!})^{-1/2} H_n(t/\tau_a) \exp[-(t/\tau_a)^2/2], \quad (1)$$

где $H_n(x)$ – полиномы Эрмита n -го порядка, а τ_a выражается через усиление g за полный обход излучением ре-

зонатора, однородную ширину спектра усиления Ω_g , глубину M и частоту ω_m модуляции как $\tau_a = (2g/M\omega_m^2\Omega_g^2)^{1/4}$. Собственная функция нулевого порядка является гауссовым импульсом, совпадающим с решением, полученным в [1, 2].

Заметим, что формирование импульсов, соответствующих полиномам высшего порядка, ранее экспериментально не наблюдалось. Это можно объяснить, если принять во внимание результаты анализа решений на устойчивость [14], свидетельствующие о том, что устойчивой является лишь супермода нулевого порядка. Если, однако, предположить, что затухающие к моменту установления режима синхронизации мод высшие супермоды присутствуют в излучении на переходных этапах формирования УКИ, то форму АКФ можно вполне удовлетворительно описать, представляя поле в виде суперпозиции эрмит-гауссовых супермод

$$E(T, t) = \sum_k C_k(T) A_k(t/\tau_a), \quad (2)$$

где T – «медленное» время, исчисляемое в периодах обхода резонатора, а коэффициенты $C_k(T)$ удовлетворяют условию нормировки $\sum_k C_k^2 = 1$.

Примеры аппроксимации экспериментальных данных, взятых из развертки АКФ, представленной на рис.2,а, показаны на рис.4,б и в, а формы импульсов, использованных для расчета АКФ – на рис.4,б' и в'. При расчете АКФ параметр τ_a выбирался соответствующим длительности УКИ по полувысоте в установившемся режиме, $\tau_a = \tau_p/[2(\ln 2)^{1/2}]$, т. е. он не использовался как подгонный. Коэффициенты C_k подбирались. Алгоритмизация процедуры нахождения коэффициентов могла бы позволить более детально исследовать эволюцию поля, процессы энергообмена между супермодами и затухания высших супермод на всем массиве экспериментальных данных, но она сопряжена с определенными трудностями. К тому же собственные функции (1) для поля в резонаторе здесь записаны для простейшего случая, предполагающего точный резонанс между частотами модуляции и межмодовых биений, совпадение частоты генерации с центром однородно уширенного контура усиления и отсутствие насыщения усиления оптическим импульсом за один обход по резонатору. Учет отклонений от простейшего приближения приводит к появлению дополнительных параметров в выражении (1) (см., напр., [15, 16]), что еще более усложняет задачу восстановления регрессии. Условия же эксперимента выходят за рамки этих приближений. Тем не менее приведенные примеры являются достаточно убедительным свидетельством участия высших эрмит-гауссовых супермод в формировании УКИ при активной синхронизации мод.

5. Поведение спектра генерации

Во всех упомянутых выше теоретических исследованиях либо доказано, либо предполагается, что в лазере с активной синхронизацией мод, осуществляемой за счет модуляции потерь резонатора, генерация происходит на частоте, которая совпадает с максимумом линии усиления активной среды. Однако приведенные на рис.2,б и 3,з данные о поведении спектра генерации не укладываются в рамки сложившихся представлений. На этих рисунках хорошо видно монотонное красное смещение максимума

спектра, достигающее к моменту установления режима синхронизации мод $\sim 0.82 \text{ см}^{-1}$, что вдвое превышает полуширину спектрального отклика интерферометра и сравнимо с хорошо известной полушириной лазерного перехода в ИАГ :Nd.

Следует отметить, что для калибровки оси частот диапазон сканирования интерферометра в процессе измерений охватывал по крайней мере два максимума интерференции, что при известной базе $3 \pm 0.1 \text{ мм}$ определяло масштаб. Абсолютная привязка начала оси к центру линии усиления производилась на основании регистрации интегральных спектров генерации лазера. При этом использовалось предположение, что в отсутствие синхронизации мод квазистационарная генерация наблюдается на частоте, совпадающей с максимумом полосы усиления.

На рис.5 приведены интерферограммы, полученные в трех различных режимах: при выключенном синхронизаторе мод, при включении модулятора в момент начала генерации (соответствует рис.2,б, 3,з) и при включении модулятора одновременно с поджигом лампы накачки (соответствует условиям работы [8], в которой спектральные измерения не проводились). Согласно данным, приведенным на рис.2,б и 3,з, процесс смещения частоты излучения занимает почти половину времени генерации, поэтому интегральный спектр на рис.5,б простирается от положения спектра свободной генерации (рис.5,а) до стационарного положения спектра в режиме синхронизации мод. Из сопоставления рис.5,б и 2,б следует, что генерация, начинаясь в максимуме полосы усиления, смещается по спектру в красную область и затем устанавливается на смещенной частоте. При включении модулятора задолго до достижения порога генерации режим синхронизации мод устанавливается в процессе подпорогового накопления излучения в резонаторе, и на рис.5,в несмещенные фрагменты спектра практически не просматриваются. Это может означать либо смещение спектра на допороговом этапе, либо его достаточно быстрое смещение на переднем фронте огибающей генерируемого пучка УКИ.

Обратившись к рис.3, нетрудно заметить корреляцию между скоростью смещения спектра и энергией УКИ на начальном этапе генерации. В максимумах колебаний

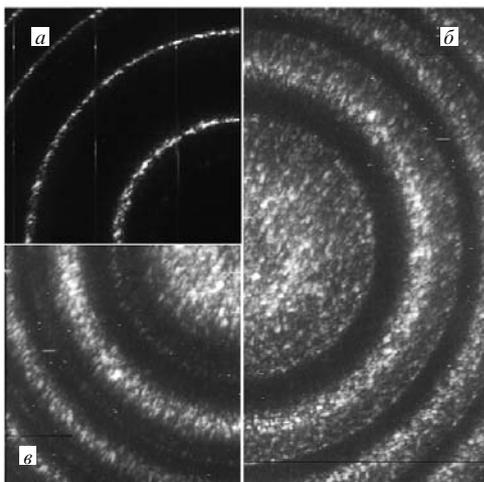


Рис.5. Интерферограммы излучения лазера при выключенном модуляторе (а), при включении модулятора по достижении порога генерации (б) и при включении модулятора одновременно с поджигом лампы накачки (в).

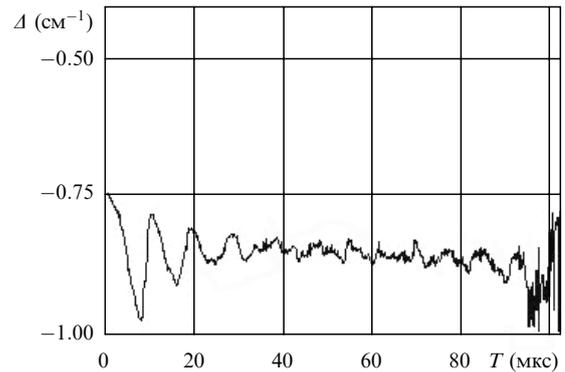


Рис.6. Временная зависимость сдвига спектра излучения при включении модулятора одновременно с поджигом лампы накачки.

огибающей пучка скорость смещения спектра увеличивается, а в минимумах – уменьшается. Это, по-видимому, является следствием нелинейных механизмов смещения спектра, определяющих достаточно сложную переходную динамику активной синхронизации мод. Из рис.3 видно, что в конечном итоге положение спектра стабилизируется, несмотря на сохраняющиеся колебания огибающей генерации, испытав перед этим несколько колебаний около стационарного положения. Эти колебания спектра при переходе к стационарному режиму особенно ярко выражены в случае подпорогового формирования УКИ, когда модулятор включается одновременно с подачей импульса накачки (рис. 6).

Теоретическую основу для детального обсуждения физических механизмов, приводящих к наблюдаемым эффектам, следует, по-видимому, искать за пределами приближений, использованных в [1–3, 11–14]. В рамках этих приближений оптимальным условием при модуляции потерь резонатора является точный резонанс между частотами модуляции и межмодовых биений, а при фазовой модуляции излучения в резонаторе – наличие определенной расстройки от этого резонанса [2]. В последнем случае формируются чирпированные импульсы с отклонением спектра от максимума полосы усиления. В [15] показано, что и при амплитудной модуляции отклонение частоты модуляции от частоты межмодовых биений вызывает смещение спектра УКИ. Если же отказаться от пренебрежения насыщением усиления под действием каждого отдельного УКИ, то, как показано в [16], начинают играть роль эффекты, обусловленные нелинейностью и дисперсией групповой скорости и приводящие к смещению оптимальной частоты модуляции относительно частоты межмодовых биений резонатора. Ранее подобные явления наблюдались нами экспериментально в нестационарном режиме и моделировались с помощью численных расчетов [17, 18]. Однако более подробное объяснение представленных результатов спектральных измерений едва ли возможно на основе известных работ и требует специального теоретического рассмотрения.

В заключение этого раздела остановимся на форме спектрального отклика сканируемого интерферометра в начале развертки, представленной на рис.2,б. Хорошо известно, что для коротких импульсов отклик интерферометра может быть непосредственно рассчитан при заданной функции светового поля [19]. На рис.7 показана форма экспериментально наблюдаемого отклика на начальном этапе синхронизации мод и ее аппроксимация с помощью суперпозиции основной и первой эрмит-гауссо-

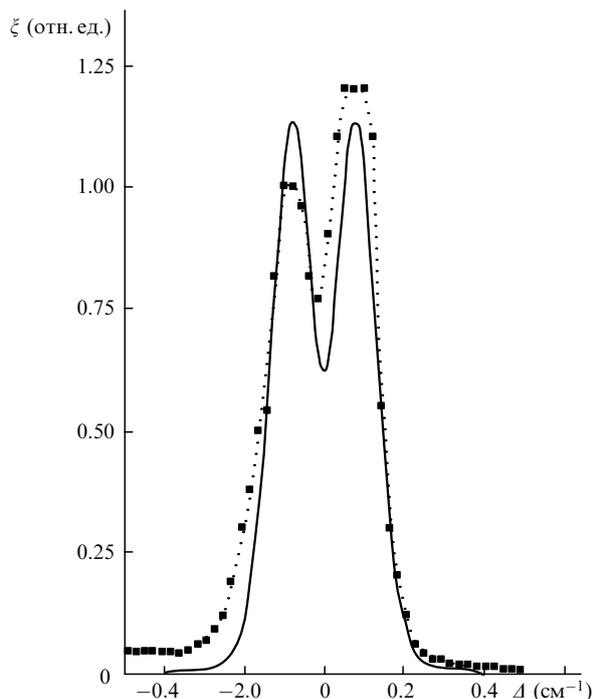


Рис. 7. Результат измерения формы отклика интерферометра в начале развертки (■) и его аппроксимация при $C_0 = 0.55$, $C_1 = 0.84$.

вых супермод. Приведенная аппроксимация удовлетворительно передает масштаб и глубину расщепления, что может рассматриваться в качестве еще одного свидетельства присутствия в излучении высших супермод. Однако она не описывает наблюдаемую асимметрию отклика. Следует отметить, что подобные наблюдаемым асимметричные формы спектра в переходном режиме активной синхронизации мод были получены в [20] при численном расчете в рамках спектрально-модового представления поля и в [15] – при учете расстройки между частотами модуляции и межмодовых биений.

6. Заключение

Результаты экспериментального изучения эволюции АКФ и спектра излучения лазера с активной модуляцией потерь резонатора, представленные выше, показывают, что установление режима синхронизации мод

– начинается с формирования высших эрмит-гауссовых супермод и сопровождается перекачкой их энергии в основную супермоду, являющуюся гауссовым импульсом;

– сопровождается смещением спектра генерации в сторону красного крыла полосы усиления активной среды.

Кроме того, в квазистационарном режиме, поддерживаемом за счет ООС, полуширина АКФ и спектра, а также положение спектра при сохранении регулярных ос-

цилляций огибающей пуга УКИ не изменяются, т. е. корреляция между длительностью и энергией УКИ в пределах погрешности измерений отсутствует.

Стационарная форма АКФ, близкая к соответствующей импульсу с огибающей, описываемой гиперболическим секансом, положение спектра генерации, смещенное относительно максимума полосы усиления, а также обсуждавшиеся особенности перехода к квазистационарному режиму свидетельствуют о самосогласованном выборе лазерной системой условий с дисперсионными параметрами, обеспечивающими осуществление такого режима. Указывая на важную роль дисперсионных эффектов, отмеченные факты позволяют допустить возможность того, что наблюдаемый режим является квазисолитонным, аналогичным рассмотренному в [21, 22], но порождается внутренними дисперсионными и нелинейными свойствами резонатора, а не создается целенаправленно. Малая нелинейность в этом случае не дает дополнительного сокращения УКИ, а гауссова супермода и солитон, которые имеют примерно одинаковую длительность, сосуществуют, обмениваясь энергией, как в [21]. Однако обоснование такого предположения требует дополнительных исследований.

1. Летохов В.С. *ЖЭТФ*, **54**, 1392 (1968).
2. Kuizenga D.J., Siegman A.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **6**, 694 (1970).
3. Kuizenga D.J., Phillion D.W., Lund T., Siegman A.E. *Opt. Commun.*, **9**, 221 (1973).
4. Кривошеков Г.В., Кулевский Л.А., Никитин Н.Г., Семибаламут В.М., Смирнов В.А., Смирнов В.В. *ЖЭТФ*, **64**, 1997 (1973).
5. Luther-Davies B. *Opt. Commun.*, **57**, 345 (1986).
6. Запороженко В.А., Качинский А.В., Пилипович И.В., Тылец Н.А. *Квантовая электроника*, **17**, 56 (1990).
7. Запороженко В.А., Тылец Н.А. *Квантовая электроника*, **23**, 527 (1996).
8. Zaporozhchenko V.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4353**, 194 (2001).
9. Zaporozhchenko V.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3682**, 170 (1998).
10. Daussy H., Dumanchin R., de Vitte O. *Appl. Opt.*, **17**, 451 (1978).
11. Haken H., Pauthier M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **4**, 454 (1968).
12. Nelson T.J. *IEEE J. Quantum Electron.*, **8**, 29 (1972).
13. Kim D.M., Marathe S., Rabson T.A. *J. Appl. Phys.*, **44**, 1673 (1973).
14. Haus H.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **11**, 323 (1975).
15. Eichler H.J., Koltchanov I.G., Liu B. *Appl. Phys. B*, **61**, 81 (1995).
16. Kalashnikov V.L., Yakovlev V. Apolonski A. *Techn. Digest IQEC 2002 (Moscow: MSU, 2002, p. 447)*.
17. Запороженко Р.Г., Запороженко В.А., Кондрашов Н.Г. *ЖПС*, **24**, 243 (1976).
18. Апанасевич П.А., Запороженко Р.Г., Запороженко В.А. *ЖПС*, **26**, 662 (1977).
19. Бабаев В.С., Денчев О., Жигилинский А.Г., Кучинский В.В. *Оптика и спектроскопия*, **54**, 337 (1983).
20. Chong T.W., Lindsay P.A. *Int. J. Electronics*, **45**, 573 (1978).
21. Kartner F.X., Kopf D., Keller U. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 486 (1995).
22. Kalashnikov V.L., Kalosha V.P., Poloyko I.G., Mikhailov V.P., Demchuk M.I., Koltchanov I.G., Eichler H.J. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**, 2078 (1995).