

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

Маслова Юлия Ярославовна

**Оптическая система импульсно-периодического
лазерно-электронного источника
рентгеновского излучения для медицинских
применений**

01.04.05 – Оптика

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

к. ф.-м. н.

Горбунков М.В.

Научный консультант

д. ф.-м. н., проф.

Виноградов А.В.

Москва – 2015

Содержание

Введение	8
Глава 1. Томсоновские источники рентгеновского излучения и задача ангиографии (по литературе)	16
1.1. Диагностика сосудов сердца с использованием излучения рентгеновских трубок и специализированных каналов синхротронов	16
1.2. От томсоновского рассеяния к лазерно-электронному источнику рентгеновского излучения	23
1.3. Проекты лазерно-электронных рентгеновских источников	25
1.3.1. Источники, основанные на взаимодействии <i>одного</i> электронного сгустка и лазерного импульса	26
1.3.2. Электронное накопительное кольцо и высокодобротный оптический резонатор	27
1.3.3. Линейный ускоритель в мультибанчевом режиме и оптический циркулятор	31
1.4. Выводы к первой главе	33
Глава 2. Архитектура томсоновского лазерно-электронного рентгеновского источника для ангиографии	34
2.1. Параметры лазерного излучения в области взаимодействия с электронными сгустками	35
2.2. Оптические системы лазерно-электронных источников рентгеновского излучения	41
2.2.1. Оптические резонаторы	41
2.2.2. Оптические циркуляторы	44
2.3. Выигрыш оптического циркулятора и его применение в ЛЭИРИ	45

2.4.	Выбор элементов циркулятора с электрооптическим ключом	47
2.5.	Выбор элементов циркулятора на основе генерации второй гармоники	51
2.6.	Требования к оптической системе импульсно-периодического ЛЭИРИ	56
2.7.	Выводы ко второй главе	60

Глава 3.	Применение комбинации положительной и отрицательной обратных связей для реализации режимов регулярных пульсаций с периодом, намного превышающим время обхода светом резонатора	61
3.1.	Состояние исследований по управлению динамикой лазера с помощью обратных связей	62
3.1.1.	Динамика лазеров с задержанной обратной связью	62
3.1.2.	Самосинхронизация мод и генерация коротких импульсов с помощью отрицательной обратной связи	65
3.1.3.	Генерация пикосекундных импульсов в лазерах, управляемых комбинацией отрицательной и положительной обратной связей	67
3.2.	Управление периодом регулярной динамики	68
3.2.1.	Система с задержанной безынерционной отрицательной обратной связью	68
3.2.2.	Инерционность обратной связи и характерный период регулярной нелинейной динамики	70
3.3.	Динамика отображения с двумя обратными связями	72
3.4.	Выводы к третьей главе	75

Глава 4. Генерация регулярных последовательностей цугов ко-

ротких импульсов с суб- и микросекундным периодом в Nd:YAG лазере с миллисекундной накачкой	77
4.1. Генерация регулярных последовательностей цугов коротких импульсов с субмикросекундным периодом	78
4.1.1. Новые возможности при использовании излучения, отраженного от внутрирезонаторной ячейки Поккельса	78
4.1.2. Nd:YAG лазер с оптоэлектронным управлением с импульсно-периодической миллисекундной накачкой. Экспериментальная установка	81
4.1.3. Исследование зависимости периода гармонической модуляции огибающей коротких импульсов от напряжения смещения	84
4.1.4. Генерация последовательностей цугов коротких импульсов с использованием внутрирезонаторного модулятора на основе LiTaO_3	86
4.2. Генерация регулярных последовательностей коротких импульсов с дискретно изменяемым микросекундным периодом	91
4.2.1. Пульсации в лазере при возбуждении основной моды сдвиговых акустических колебаний в кристалле DKDP, по литературе	92
4.2.2. Возбуждение колебаний на высших акустических модах в кристаллах с выраженным вторичным электрооптическим эффектом (по литературе)	93
4.2.3. Влияние внешней гармонической модуляции на динамику твердотельного лазера, управляемого комбинацией обратных связей	95

4.2.4.	Генерация последовательностей цугов коротких импульсов с дискретно изменяемым периодом за счет самовозбуждения высших сдвиговых акустических мод в кристалле DKDP	98
4.3.	Особенности нелинейной динамики	107
4.4.	Выводы к четвертой главе	112
Глава 5. Численное моделирование динамики лазера, управляемого комбинацией обратных связей		114
5.1.	О генерации пикосекундных лазерных импульсов, синхронизированных с ускорительной системой рентгеновского источника	115
5.1.1.	Быстрая оптоэлектронная обратная связь в сочетании с высокочастотной модуляцией	115
5.1.2.	Режим генерации пикосекундных импульсов одинаковой амплитуды	120
5.1.3.	Генерация синхронизированных пикосекундных импульсов в режиме регулярных пульсаций с периодом десятки–сотни времен обхода светом резонатора	124
5.2.	Результаты численного моделирования лазерной динамики с характерными временами порядка одного обхода светом резонатора	127
5.2.1.	Регулярная и хаотическая нелинейная динамика, близкая к динамике логистического отображения	127
5.2.2.	Высокочастотные цуги с минимальным периодом порядка единиц времен обхода резонатора	138
5.3.	Выводы к пятой главе	140
Заключение		142

Литература	147
Приложение А. Численный анализ нелинейной динамики точечных отображений: фазопараметрические диаграммы . .	167
А.1. Точечное отображение и его динамика	167
А.2. Фазопараметрическая диаграмма отображения	168
А.3. Расчет значений последовательности	171
А.4. Двумерное отображение	172
А.5. Система с относительной чувствительностью обратных связей, зависящей от обобщенного усиления	178
Приложение Б. Анализ устойчивости стационарных точек точечного отображения	181
Приложение В. Фазопараметрические диаграммы отображения $x_{n+1} = rx_n(1 - \alpha x_n - x_{n-1})$	183
Приложение Г. Динамика твердотельного лазера, управляемого комбинацией двух обратных связей. Модель и численное моделирование в программе LASER IV	187
Г.1. Математическая модель	187
Г.2. Входные параметры и выходные данные	189

Список условных обозначений

ЛЭИРИ (LEXG) — лазерно-электронный источник рентгеновского излучения

ОС — обратная связь

ООС — отрицательная обратная связь

ПОС — положительная обратная связь

ЯП — ячейка Поккельса

БП — блок питания

ЭОМ — электрооптический модулятор

T_r — время обхода светом лазерного резонатора

T_n — задержка отрицательной обратной связи

T_p — задержка положительной обратной связи

ΔT — относительная задержка обратных связей

Δ — минимальная техническая задержка в цепи обратной связи

α — относительная чувствительность обратных связей

$\tau = RC$ — временная постоянная управляющей цепи обратной связи

γ — характерное время затухания сигнала в цепи обратной связи

U_0 — постоянное напряжение смещения электрооптического модулятора

P_0 — начальное пропускание электрооптического модулятора

$U_{\lambda/4}$ — четвертьволновое напряжение электрооптического модулятора

$U_{\lambda/2}$ — полуволновое напряжение электрооптического модулятора

r — полное усиление

r_2 — порог развития нелинейной динамики, или „второй порог”

x_n — нормированная энергия импульса на проходе с номером n

x_p — стационарная точка отображения

T_{r_2} — период гармонической модуляции огибающей на границе устойчивости

F — добротность резонатора (англ. finesse)

Введение

Актуальность работы. Работа посвящена оптической части томсоновского лазерно-электронного источника рентгеновского излучения (ЛЭИРИ), который призван заполнить разрыв, существующий между рентгеновскими трубками и синхротронными источниками по ряду параметров. В частности, предложенное решение позволяет упростить проведение ангиографии — распространённого метода диагностики, основанного на получении рентгеновского изображения сосудов, питающих сердце. По данным Всемирной организации здравоохранения, сердечно-сосудистые заболевания являются основной причиной смерти среди неинфекционных заболеваний [1], и диагностика их крайне важна для своевременного лечения. В настоящее время проведение ангиографического обследования фактически является операцией и существуют риски, связанные с катетеризацией артерии и высокими концентрациями контрастных веществ.

Метод разностных изображений, который позволяет избавиться от указанных недостатков, был предложен ещё в 1953 году. Он использует особенность поглощения йода: в области 33 кэВ имеется скачок, в то время как поглощение тканей организма меняется незначительно (рис. 1).

Получая два изображения на двух длинах волн по обе стороны от скачка, с последующим вычитанием, можно заметно увеличить контраст. В конце прошлого века несколькими группами были выполнены исследования по реализации разностной ангиографии с использованием синхротронного излучения. Было показано, что концентрацию контрастного вещества можно снизить в 40 раз и перейти от катетеризации артерии к внутривенному введению. Времена экспозиции, необходимые для исключения смазывания изображений в процессе физиологического движения, в экспериментах с синхротронным излучением не превышали 5 мс, количество рентгеновских фотонов

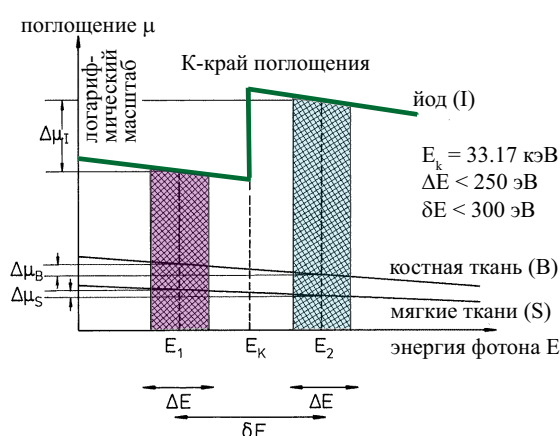


Рис. 1. Спектры поглощения йода и тканей организма в рентгеновском диапазоне вблизи 33 кэВ. [2].

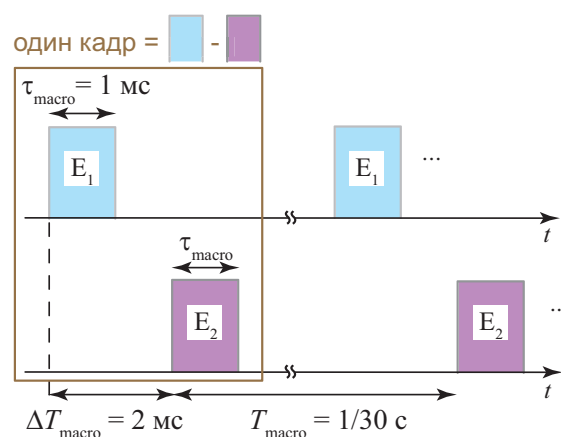


Рис. 2. Временная структура излучения импульсно-периодического источника для разностной ангиографии.

для формирования одного кадра — $5 \cdot 10^{11}$.

Возможность распространения метода разностной ангиографии в клини- ки возникнет только с созданием новых источников рентгеновского излу- чения, которые унаследуют от рентгеновских трубок компактность, а от синхро- тронных источников — яркость (высокий уровень потока рентгеновских фо- тонов, в узком пространственном угле и спектральном интервале). В послед- ние годы в мировом научном сообществе наблюдается устойчивый интерес к ЛЭИРИ [3]. Процесс, положенный в основу этих источников, заключается в рассеянии мощных лазерных импульсов на сгустках релятивистских электро- нов. Количество рентгеновских фотонов на выходе пропорционально количе- ству электронов в сгустке и фотонов в импульсе и обратно пропорционально площади взаимодействия. Поскольку сечение рассеяния для данного процес- са мало, с целью повышения эффективности большое внимание уделяется формированию пучков в области взаимодействия. Лазерный и электронный пучок должны быть сфокусированы в пятна, не превышающие десятков мик- рон. Чтобы взаимодействие проходило в области фокусировки, длительность лазерного импульса и электронного сгустка не должна превышать десятков

пикосекунд.

Для обеспечения многократного использования электронных сгустков в ускорительной части источника применяют накопительные кольца. Оптическая схема в большинстве случаев основана на пикосекундном квазинепрерывном лазере и высокодобротном оптическом резонаторе, накапливающем лазерное излучение. Однако требуемая для разностной ангиографии величина потока рентгеновских фотонов оказывается малореалистичной даже для самых современных квазинепрерывных ЛЭИРИ. В работе предложено рассмотреть предпочтительный для покадровой съемки импульсно-периодический режим работы рентгеновского источника. Особое внимание уделено оптическому циркулятору (оптический резонатор с устройством для быстрого ввода и вывода излучения — оптическим ключом) и необходимой для его использования временной структуре излучения задающего генератора.

Для съемки каждого кадра в режиме реального времени излучение задающего генератора оптической части должно быть сформировано в виде воспроизводимой последовательности пикосекундных импульсов равной мощности на двух длинах волн (рис. 2). Общая длительность последовательности равна времени экспозиции. Осуществление такого режима генерации возможно в импульсно-периодических твердотельных лазерах с обратной связью, традиционно используемой для устранения пикового режима [4]. Однако требуется проверка возможности управления генерацией лазера за счет обратной связи на миллисекундных масштабах.

Следующий шаг на пути повышения эффективности работы оптической системы связан с организацией временной структуры излучения в виде периодических пульсаций (микроцугов коротких импульсов), период следования которых определяется исходя из времени жизни лазерного импульса в циркуляторе. Для получения режимов пульсаций с периодами, намного превышающими время обхода светом резонатора, необходимо разработать новые

методы управления временной структурой лазерного излучения. Развитие этой области открывает новые возможности для решения других прикладных задач.

Цели и задачи диссертационной работы

1. Создание оптической схемы импульсно-периодического лазерно-электронного генератора рентгеновского излучения для покадровой съемки с выходом $5 \cdot 10^{11}$ фотонов в одной вспышке.
2. Разработка схемы оптического циркулятора для многократного (10^2 и более) использования лазерных импульсов.
3. Определение условий формирования временной структуры излучения задающего генератора оптической части в виде последовательности цугов коротких импульсов, где импульсы следуют с периодом, существенно превышающим время обхода светом резонатора.
4. Практическая реализация Nd:YAG лазера с оптоэлектронным управлением и временной структурой выходного излучения в виде миллисекундных последовательностей коротких импульсов, следующих с большим (микросекундным) периодом.

Научная новизна определяется следующими полученными впервые результатами:

1. Предложен способ реализации разностной ангиографии с использованием импульсно-периодического ЛЭИРИ.
2. Разработаны схемы и выбраны перспективные нелинейные кристаллы для двух типов оптических циркуляторов: ВВО для циркулятора с электрооптическим ключом и ЛВО для пассивного циркулятора, основанного на внутрирезонаторной генерации второй гармоники.

3. Исследована нелинейная динамика лазера, охваченного комбинацией положительной и отрицательной обратных связей. Определены условия генерации излучения в виде регулярной структуры с характерным периодом от единиц до сотен времен обхода светом резонатора.
4. Реализована лазерная система, позволяющая генерировать последовательность цугов пикосекундных импульсов с заданным периодом субмикро- и микросекундного диапазона.
5. Предложена система управления лазерным излучением, способная реализовать нелинейную динамику, соответствующую динамике логистического отображения, с характерным временем, равным времени обхода светом резонатора.

Практическая значимость

1. Оптическая система, разработанная для импульсно-периодического режима работы и созданный прототип задающего генератора открывают путь к использованию ЛЭИРИ для медицинских применений.
2. Предложенные оптические циркуляторы могут быть использованы в рентгеновских источниках, предназначенных для исследования быстропротекающих процессов, в том числе в ЛЭИРИ, основанных на линейных ускорителях в мультибанчевом режиме.
3. Способ формирования лазерного излучения в виде последовательностей коротких импульсов с периодом от единиц до сотен времен обхода светом лазерного резонатора может быть применен для разработки новых лазерных систем специального назначения.

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

1. Схемное решение оптической системы, включающее:
 - а) импульсно-периодический режим работы;
 - б) две лазерные системы, работающие на близких длинах волн;
 - в) временную структуру излучения в виде миллисекундных цугов пикосекундных импульсов, следующих с микросекундным интервалом;
 - г) кольцевой четырехзеркальный циркулятор с активным (на основе кристалла ВВО) или пассивным оптическим ключом (на основе генерации второй гармоники в кристалле LBO),позволяет создать импульсно-периодический ЛЭИРИ для разностной ангиографии вблизи К-края поглощения йода.
2. Использование в системе оптоэлектронной обратной связи лазера излучения, отраженного от внутрирезонаторного поляризатора электрооптического модулятора (управление от поляризатора), приводит к управлению, соответствующему комбинации положительной и задержанной на время обхода светом резонатора отрицательной обратной связи; выбор относительной чувствительности осуществляется изменением напряжения смещения модулятора.
3. Управление от поляризатора и использование модулятора на основе кристалла танталата лития приводит к развитию динамики в виде регулярных пульсаций с плавно регулируемым периодом, который растет с уменьшением напряжения смещения электрооптического модулятора, периоды следования цугов коротких импульсов, пригодные для практического применения, лежат в диапазоне 30–75 обходов резонатора.
4. Резонансное самовозбуждение высших мод сдвиговых акустических колебаний в кристалле DKDP электрооптического модулятора при управлении от поляризатора приводит к развитию динамики в виде регуляр-

ных пульсаций с дискретно варьируемым (за счет выбора номера моды колебаний) периодом следования в субмикро- и микросекундном диапазонах.

5. В режиме синхронизации мод дополнение инерционной отрицательной обратной связи задержанной положительной и подбор чувствительности, необходимой для компенсации действия отрицательной обратной связи по истечении времени относительной задержки, позволяет реализовать:
 - а) динамику генерации, соответствующую логистическому отображению при относительной задержке, равной одному времени обхода светом резонатора;
 - б) режим высокочастотных пульсаций с периодами 3 и 4 времени обхода светом резонатора с использованием задержки на два прохода.

Апробация работы. Основные положения и результаты диссертационной работы отражены в публикациях в специализированных рецензируемых научных журналах, докладывались автором на семинарах ФИАН, а также на российских и международных конференциях, среди которых:

1. Nuclear Physics Methods and Accelerators in Biology and Medicine-2007, July 8-19, 2007, Prague, Czech Republic.
2. 16th Annual Conference of Doctoral Students — WDS 2007, June 5–8, 2007, Prague, Czech Republic.
3. Национальная конференция по применению рентгеновского, синхротронного излучений, нейтронов и электронов для исследования наноматериалов и наносистем (РСНЭ-2007), 12–17 ноября 2007 г., Москва, Россия.
4. Compton Sources for X/gamma Rays: Physics and Applications, September 7–12, 2008, Alghero, Sardinia, Italy.
5. XII International Conference on Quantum Optics and Quantum Information, September 20–23, 2008, Vilnius, Lithuania.

6. 9th Workshop Complex Systems of Charged Particles and Their Interaction with Electromagnetic Radiation, April 13–14, 2011, Moscow, Russia.
7. 5-я Всероссийская школа по лазерной физике и лазерным технологиям для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов, 26–29 апреля, 2011 г., Саров, Россия.
8. Оптика-2013, г. Санкт-Петербург, Россия.
9. NOMA'13 Workshop (International Workshop on Nonlinear Maps and their Applications). 3–4 September, 2013, Zaragoza, Spain.

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 32 печатных работах [5–36], из них 7 статей в рецензируемых журналах [30–36], 15 статей в сборниках трудов конференций, 8 тезисов докладов, один препринт и один пресс-релиз.

Личный вклад автора. Все результаты, приведенные в диссертационной работе, получены лично автором, либо при его непосредственном участии.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, обзора литературы, четырех глав, заключения, списка литературы и четырех приложений. Объем диссертации составляет 192 страницы машинописного текста, включая 104 рисунка. Список цитированной литературы состоит из 147 наименований.

Глава 1

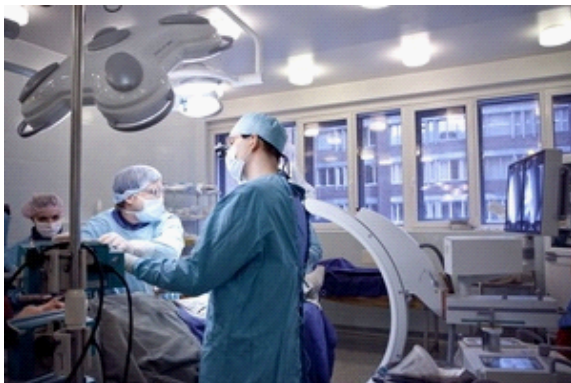
Томсоновские источники рентгеновского излучения и задача ангиографии (по литературе)

В первой главе обсуждаются недостатки применяемого в настоящее время метода диагностики состояния сосудов сердца — коронарной ангиографии с помощью рентгеновских трубок. Описан принцип реализованного с помощью синхротронного излучения метода разностной ангиографии, который позволит упростить проведение данного обследования. Приведен обзор существующих проектов лазерно-электронных рентгеновских источников, которые могли бы помочь распространить метод разностной ангиографии в клиники.

1.1. Диагностика сосудов сердца с использованием излучения рентгеновских трубок и специализированных каналов синхротронов

Наиболее точным методом диагностики состояния сосудов, питающих сердце, является рентгеновская ангиография. В настоящее время это инвазивный метод получения изображения сосудов с помощью рентгеновской трубки в широком спектральном диапазоне. Обследование фактически является операцией и требует предварительной подготовки. Пациенту под контролем рентгеновского телевидения с малой мощностью излучения через бедренную артерию вводят катетер и подводят его конец к исследуемой области. Катетер впрыскивает соединение, содержащее йод или гадолиний, для повышения

Ангиография



Операция, 1 день в стационаре

Ангиограф



Катетеризация
бедренной артерии

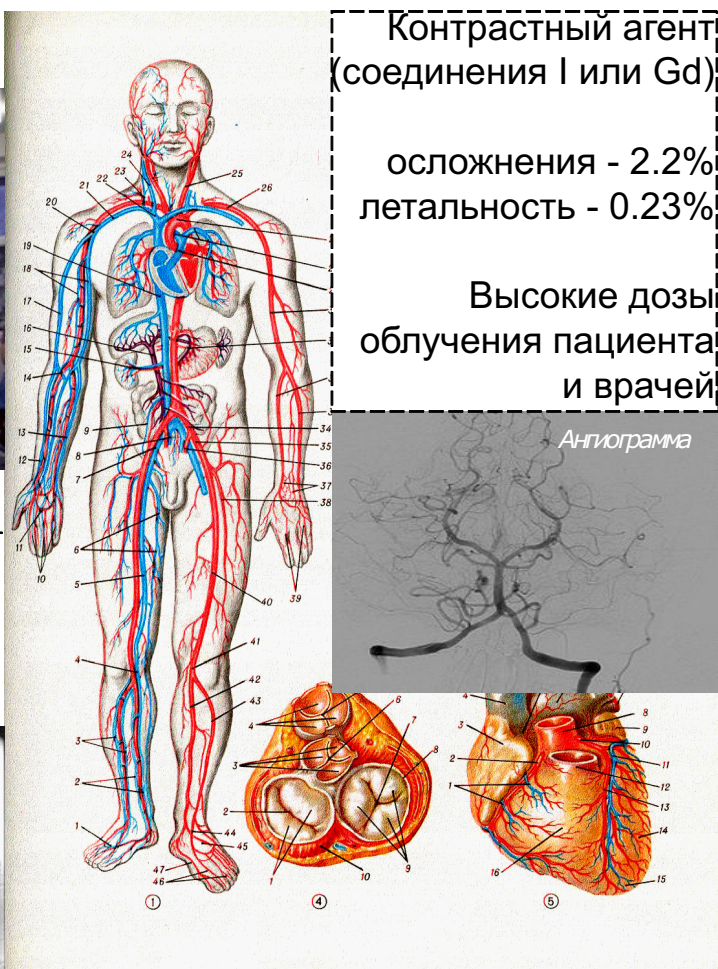
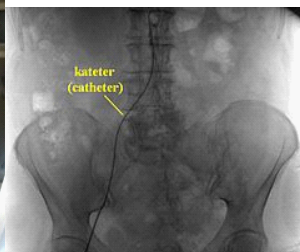


Рис. 1.1. Коронарная ангиография.

контраста. Затем мощность рентгеновского излучения повышают и записывают изображение — ангиограмму (рис. 1.1). С помощью ангиографии врачи принимают окончательное решение о необходимости оперативного лечения суженных сосудов, а также проводят оценку состояния при постоперационном периоде, в долгосрочной перспективе — регулярно. Один из методов лечения ишемической болезни сердца, позволяющий увеличить и сохранить просвет пораженной артерии длительное время, — это стентирование коронарных артерий, принцип которого проиллюстрирован на рис. 1.2.

Проведение инвазивной ангиографии связано с определенным риском осложнений из-за катетеризации артерии, а также высоких концентраций вводимых контрастных веществ. Более того, врачи вынуждены находиться

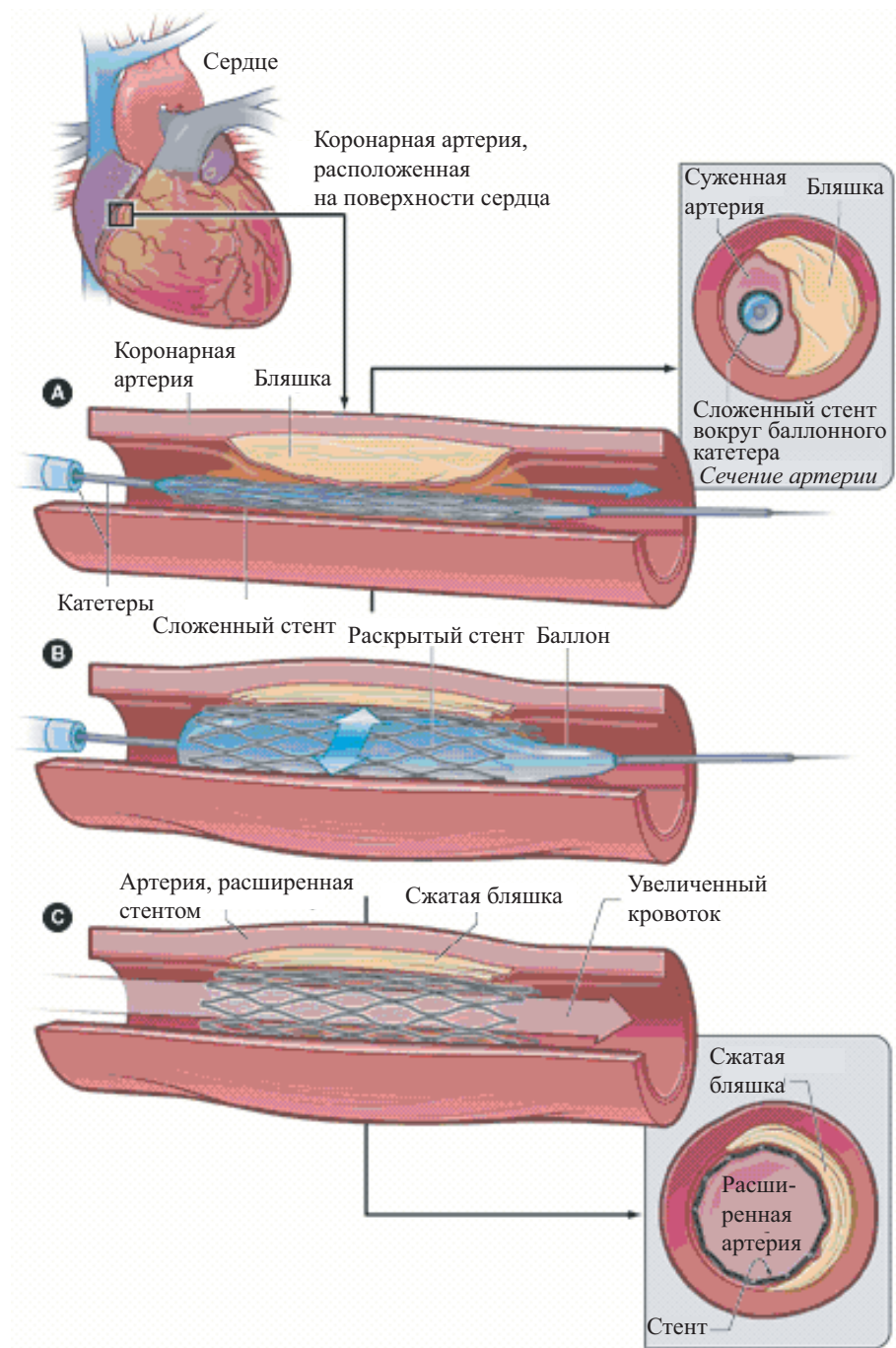


Рис. 1.2. Принцип стентирования коронарной артерии с помощью баллонного катетера [37].

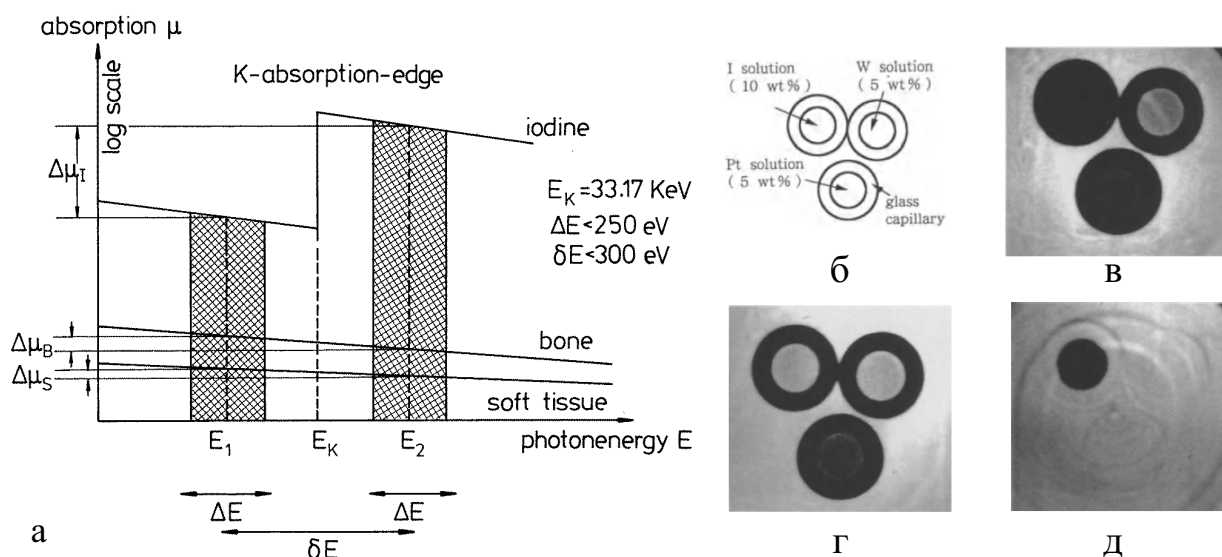


Рис. 1.3. К-скачок поглощения [2] (а) и получение разностного изображения: б — стеклянные капилляры с растворами, содержащими йод, вольфрам и платину; в, г — изображения, полученные справа и слева К-края поглощения, д — разностное изображение, полученное вычитанием г из в [38].

рядом с пациентом и получают свою дозу облучения.

Избавиться от этих недостатков позволяет метод, предложенный в 1953 году [39]. На графике (рис. 1.3а) показаны коэффициенты поглощения йода и тканей организма в зависимости от энергии рентгеновского кванта [2]. Резкое изменение поглощения йода на значении 33 кэВ называется К-скачком поглощения. Получая два изображения одновременно на двух энергиях справа и слева от скачка, с последующим их вычитанием (рис. 1.3б–д) [38], можно увеличить контраст, а это значит снизить дозу или концентрацию контрастного агента и перейти к низкоинвазивной ангиографии. Однако в момент возникновения этой идеи имеющиеся источники не позволили реализовать ее на практике за счет монохроматизации спектра рентгеновских трубок, и только в конце предыдущего века начались работы по реализации с использованием синхротронного излучения.

Задача казалась настолько актуальной, а ее решение настолько много-

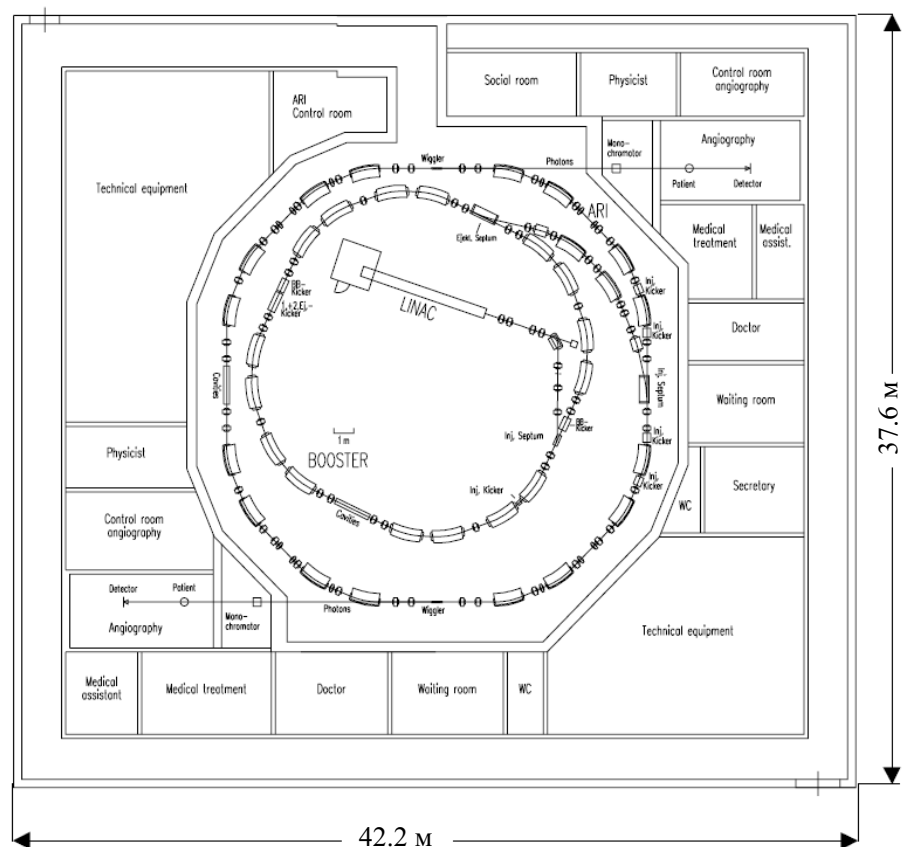


Рис. 1.4. Специализированное синхротронное кольцо ARI для ангиографии [40].

обещающим, что одновременно были поддержаны национальные программы в США, Японии, Франции, Германии. В 1979 г. работы по реализации внутривенной коронарной ангиографии с использованием синхротронного излучения начались в Стенфордской лаборатории синхротронного излучения (США) и на накопительном кольце ВЭПП Новосибирского Института ядерной физики. В 1989 г. опыт Стенфорда был распространен на Национальный источник синхротронного излучения в Брукхевене (США).

В 1981 г. начались работы в Гамбурге (Германия), в 1983 г. в Цукубе (Япония), и в 1992 г. в Гренобле (Франция). Интерес к проблеме был настолько большой, что рассматривался проект специализированного синхротрона для медицинских применений [40]. Размеры и сложность такой специализированной установки впечатляют: 37×42 м, рис. 1.4.

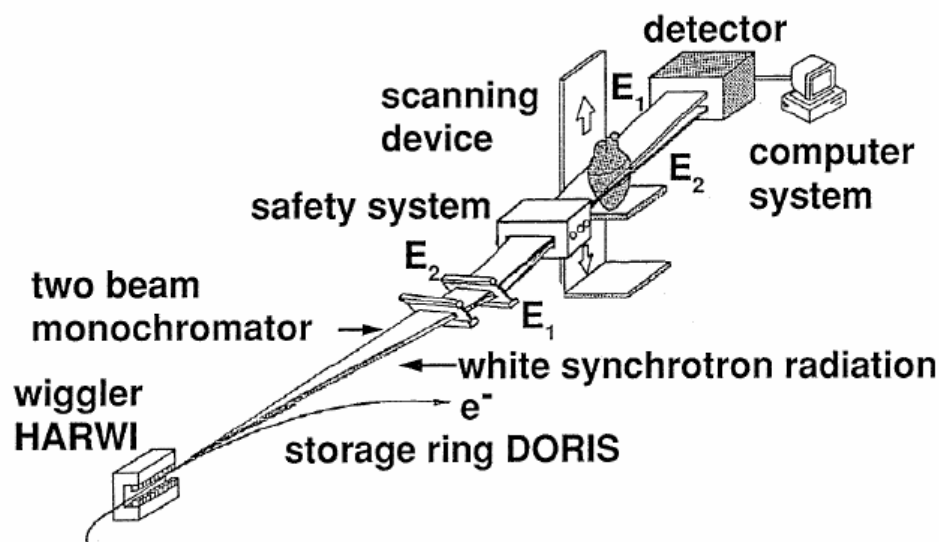


Рис. 1.5. Схема эксперимента NIKOS, Гамбург, Германия [2].

Рассмотрим схему ангиографического канала NIKOS (Nicht-invasive Koronarangiographie mit Synchrotronstrahlung, нем. — неинвазивная коронография с использованием синхротронного излучения), созданного на накопительном кольце DORIS в Гамбурге, рис. 1.5 [2]. Широкополосное синхротронное излучение поступает на монохроматор, состоящий из двух кристаллов. Далее два пучка на разных длинах волн пересекаются перед исследуемым объектом, изображение записывается с помощью ПЗС-линейки. Для сканирования по высоте перемещают объект. В данном эксперименте поток в секунду составлял $3 \cdot 10^{11}$ фотонов/(мм²·сек) при ширине полосы (< 250 эВ) вблизи 33 кэВ.

Существенным моментом в таком способе диагностики является временная структура излучения. Во всех экспериментах использовался специально разработанный прерыватель, обеспечивающий время экспозиции, необходимой для устранения смазывания изображения из-за физиологических движений. На рис. 1.6 показан такой прерыватель с плавно регулируемой от $< 10\%$ до $> 90\%$ скважностью, на частоте 0–300 Гц [41]. Характерное время экспозиции лежит в диапазоне долей-единиц миллисекунд. Необходимо отметить,

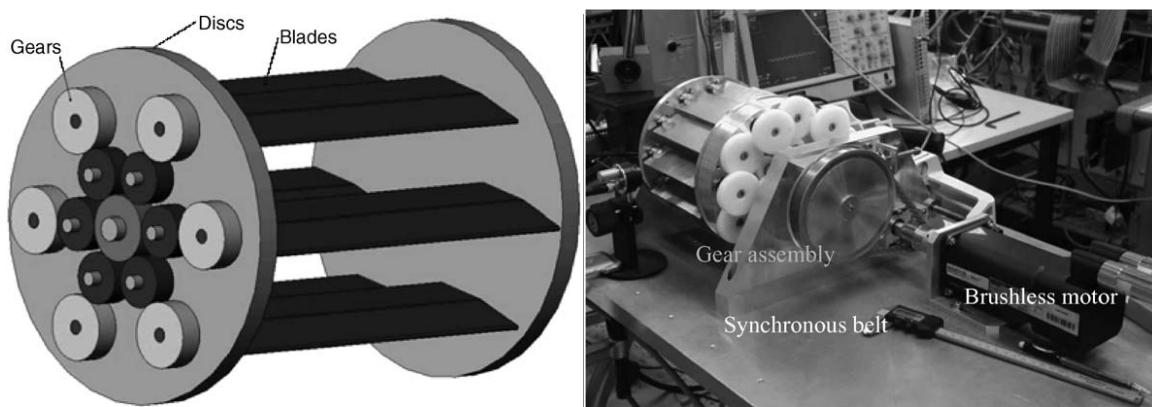


Рис. 1.6. Механический прерыватель рентгеновского пучка синхротронного излучения с регулируемой скважностью [41].

что при этом большая часть синхротронного излучения прерывателем отрезается. Исследования по двухволновой методике, проведенные на сотнях пациентов, подтвердили возможность проведения коронарной ангиографии без артериальной катетеризации. Была доказана возможность получения изображения с внутривенным вводом контрастного агента, когда до прихода к сердцу он разбавляется в 40 раз [42–44]. Но о широком внедрении в медицинскую практику говорить было преждевременно из-за масштабов установок и их высокой стоимости, поскольку речь идет о синхротронах с энергией несколько гигаэлектронвольт и диаметром кольца порядка 20 м. В дальнейшем по финансовым соображениям проекты были закрыты.

В настоящий момент в связи с совершенствованием технологий появилась возможность реализовать двухволновую рентгеновскую ангиографию на источнике принципиально нового типа, который смог бы заполнить разрыв между рентгеновскими трубками и синхротронами по целому ряду параметров, включая поток фотонов на выходе, габариты и стоимость.

1.2. От томсоновского рассеяния к

лазерно-электронному источнику рентгеновского излучения

Рентгеновский источник требуемого уровня может быть создан на основе комплексных установок, которые объединяют компактный сильноточный электронный ускоритель и лазер, испускающий интенсивные световые импульсы в видимой области. Рентгеновское излучение в этом случае генерируется при встречном столкновении электронного и лазерного пучков (рис. 1.7); другими словами, фотоны высоких энергий рождаются в результате отклонения электронного пучка от прямолинейной траектории в поле интенсивной световой волны.

Соответствующий элементарный процесс хорошо изучен и носит название томсоновского или комптоновского рассеяния. В настоящее время в научном сообществе сложилась традиция называть рассеяние томсоновским, если энергия генерируемого излучения лежит в рентгеновском диапазоне и комптоновским, если генерируются гамма-кванты (в последнем случае нельзя пренебречь параметром $E\hbar\omega_L/(mc^2)^2$, определяющего величину квантовых поправок, E — энергия электрона, $\hbar\omega_L$ — энергия лазерного фотона, m — масса электрона, c — скорость света). При встречной геометрии взаимодействия энергия рентгеновского фотона $\hbar\omega$ связана с энергией фотонов в лазерном пучке $\hbar\omega_L$ и углом рассеяния θ соотношением (см., например, [45])

$$\hbar\omega = \frac{4\gamma^2}{1 + (\gamma\theta)^2} \hbar\omega_L, \quad (1.1)$$

где γ — релятивистский фактор электрона (см. численный пример в табл. 2.1). Рентгеновское излучение лазерно-электронного генератора распространяется в узком угле $\sim 1/\gamma$ рад в направлении движения электронного пучка.

Впервые получение гамма-излучения посредством обратного комптонов-

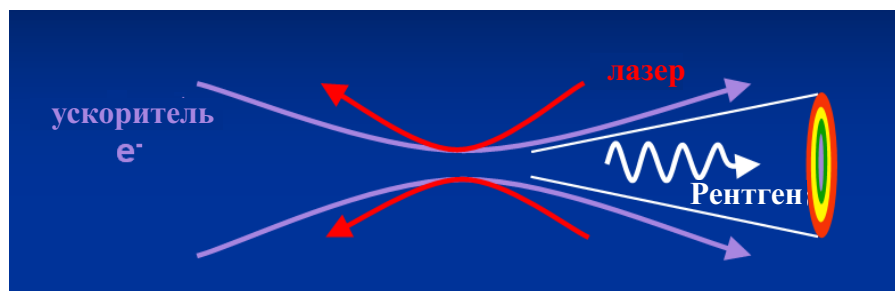


Рис. 1.7. Взаимодействие электронного и лазерного пучков в области фокусировки при Томсоновском рассеянии.

ского рассеяния фотонов на высокоэнергетичном пучке электронов, подготовленном в ускорителе, было предложено в 1963 г. [46, 47]. В 1963–1965 годах возможность генерации гамма-квантов получила экспериментальные подтверждения: [48] на синхротроне с энергией 600 МэВ, и [49] на 6.0 ГэВ электронном ускорителе. В дальнейшем на основе обратного комптоновского рассеяния были разработаны методы диагностики качества электронных пучков на ускорителях. Эти методы долгое время являлись единственным практическим применением комптоновского рассеяния. Создание мощных рентгеновских источников для получения изображений объектов, в более низкоэнергетичном диапазоне — порядка нескольких десятков кэВ — было невозможно без существенного прогресса как в лазерной, так и ускорительной технике.

Как видно из рис. 1.8, лазерно-электронные источники, основанные на томсоновском рассеянии, перекрывают востребованную область рентгеновского диапазона длин волн, используемую для большого числа научных и практических приложений. Проекты томсоновских источников ведутся в нескольких странах по разным направлениям. Далее будет дан обзор состояния работ с указанием типов оптических и ускорительных систем.

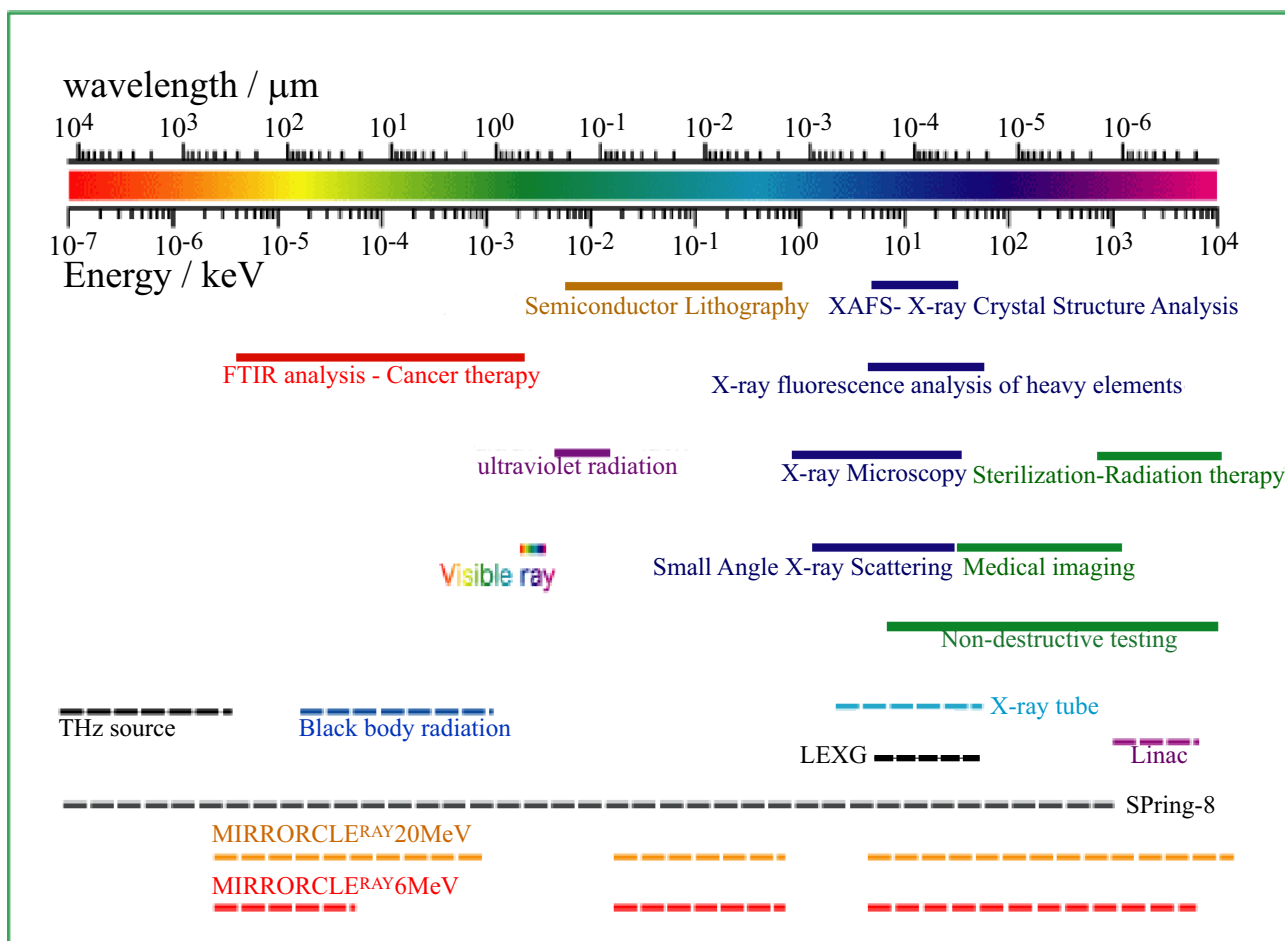


Рис. 1.8. Области применения источников излучения в различных спектральных диапазонах [50] (ЛЭИРИ обозначен как LEXG).

1.3. Проекты лазерно-электронных рентгеновских источников

Разработка рентгеновских источников, основанных на томсоновском рассеянии лазерных импульсов на релятивистских электронах, ведется целым рядом коллективов из различных стран: США (Ливермор и Lyncean Tech) [51, 52], Японии (LUCX, KEK) [53, 54], Китая (TTX) [55], Франции (ThomX) [56], Великобритании (COBALD) [57], Италии (INFN) [58], Украины (NESTOR) [59]. Принципиальная возможность получения рентгеновских изображений была продемонстрирована с помощью рассеяния одиночного лазерного им-

пульса на одиночном сгустке электронов. Источники, ориентированные на высокий средний выход рентгеновских фотонов в секунду, с точки зрения ускорительной техники можно разделить на две группы:

1. основанные на многократном использовании электронных сгустков в накопительных кольцах;
2. основанные на высокочастотной генерации электронных сгустков в линейных ускорителях в так называемом мультибанчевом режиме.

В отличие от ускорительной части, использование накопителей в оптической части источника встречается в большинстве проектов.

1.3.1. Источники, основанные на взаимодействии *одного* электронного сгустка и лазерного импульса

В качестве примера источника, основанного на взаимодействии *одиночного* электронного сгустка и лазерного импульса, можно привести эксперимент Ливерморской национальной лаборатории [51, 60]. Развиваемый подход был основан на столкновении одиночных электронных сгустков с зарядом до 1 нКл с одиночными импульсами фемтосекундного титан-сапфирового лазера с энергией до 0.3 Дж и частотой повторения 10 Гц. Эти работы выполнялись в рамках проекта PLEIADES. Если в начале исследований основной задачей являлась генерация рентгеновских фотонов с длительностью доли пикосекунды и использование их в pump-probe экспериментах, то в настоящее время исследователи Ливерморской лаборатории перенесли акцент своих работ на генерацию γ -квантов и создание промышленных установок для нужд безопасности.

По тому же принципу была устроена работа первого рентгеновского генератора [61]. В качестве лазерного источника служил тераваттный пикосекундный лазер на основе неодимового стекла с энергией до 10 Дж и частотой

следования несколько выстрелов в час. В первых же экспериментах была продемонстрирована способность получения однократных рентгеновских изображений.

1.3.2. Электронное накопительное кольцо и высокочастотный оптический резонатор

Наибольшие успехи, которые вылились в создание коммерческих образцов лазерно-электронных источников под собственной маркой Lyncsean Tech, относятся к работам коллектива под руководством Рональда Руса из Стенфордского университета. Первая схема компактного источника рентгеновского излучения, основанная на томсоновском рассеянии, была опубликована в 1998 году [52], рис. 1.9. Подход был основан на применении компактного электронного накопительного кольца и оптической системы, состоящей из квазинепрерывного пикосекундного лазера и оптического резонатора, образованного двумя высокоотражающими зеркалами.

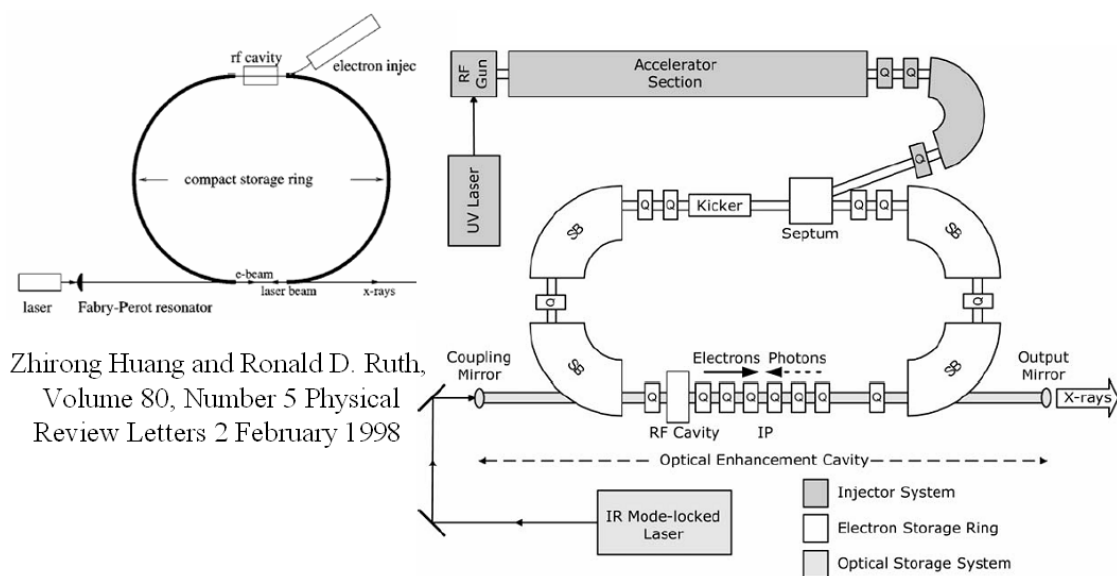


Рис. 1.9. Первые схемы лазерно-электронного источника Compact Light Source фирмы Lyncsean Tech, США [52].

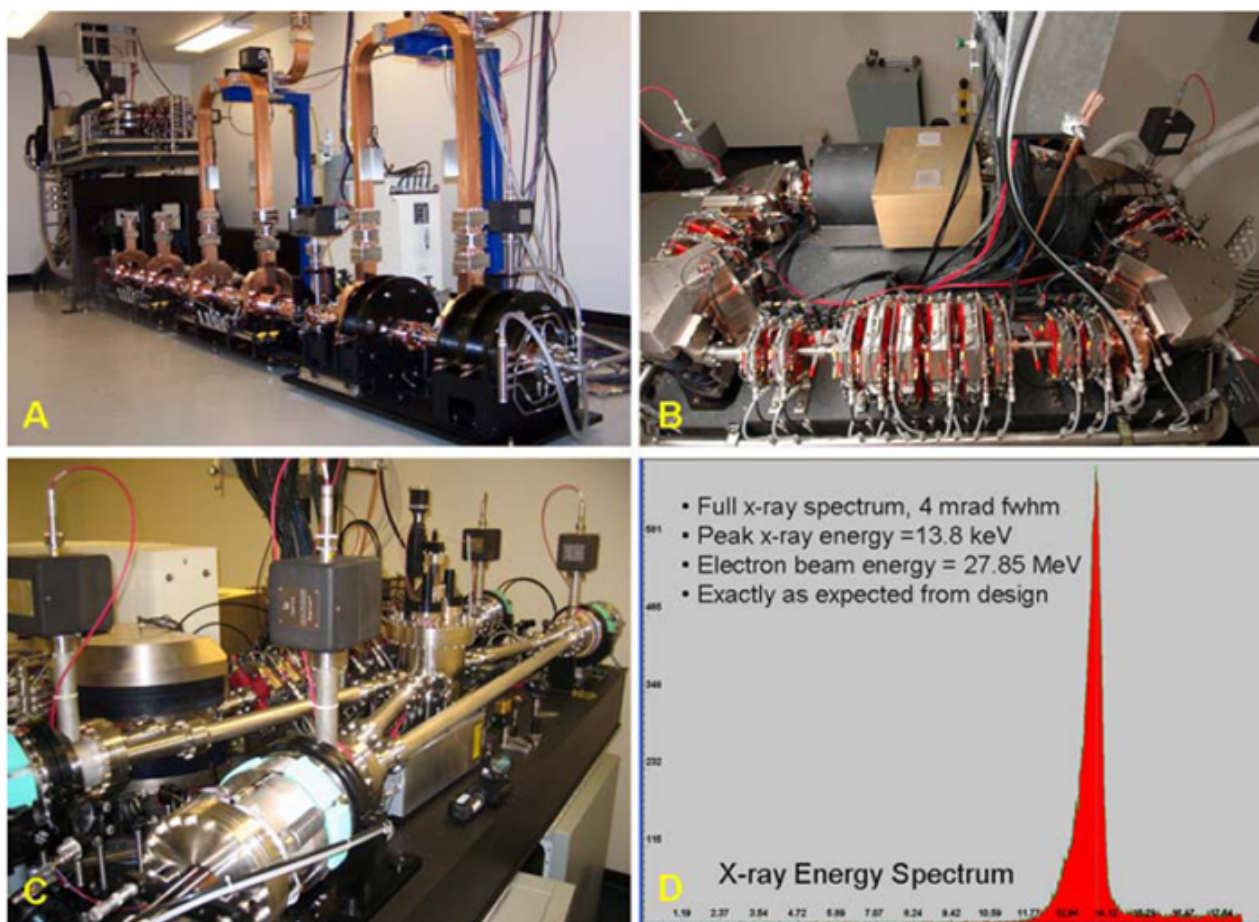


Рис. 1.10. Источник Compact Light Source фирмы Lyncean Tech, США: общий вид со стороны линейного ускорителя (А), компактное электронное накопительное кольцо (В), четырехзеркальный оптический резонатор (С), спектр выходного рентгеновского излучения (D) [62].

Предполагалось, что формирование малой площади электронного пучка в области взаимодействия будет осуществляться за счет охлаждения пучка при взаимодействии с лазерным излучением. В дальнейшем от идеи лазерного охлаждения пучка пришлось отказаться, и исследователи пришли к идее периодической инжекции электронных сгустков и использования их в течение конечного числа оборотов, пока сохраняется способность фокусировки. Характерное время между моментами инжекции составляло 16 миллисекунд, т.е. порядка 10^6 оборотов электронов в кольце. Оптическая часть усовершенствовалась за счет перехода к четырехзеркальной схеме резонатора. Путем

Таблица 1.1. Параметры источника Compact Light Source фирмы Lyncean Tech, США [62].

Параметр	Достигнутое значение	Планируемое значение
Полный поток	$\sim 10^{11}$ фот/сек	$\sim 10^{13}$ фот/сек
Размер пятна источника (среднеквадратичный радиус)	50 мкм	30 мкм
Угол расхождения	~ 2.5 мрад	~ 2.0 мрад
Энергетический диапазон	10–20 кэВ	7–35 кэВ

тщательной инженерной проработки с использованием опыта крупнейших ускорительных центров (SLAC, Стенфорд, США) удалось создать исключительно компактную квазинепрерывную систему: накопительное кольцо имеет длину всего 5 м, одна секция линейного ускорителя также имеет длину 5 м. Экспериментально полученный спектр излучения показан на рис. 1.10. Использовался квазинепрерывный Nd:YAG лазер со средней мощностью 10 Вт, использование резонатора увеличивало мощность в 1000 раз, в итоге устройство обеспечивало средний поток фотонов на уровне 10^{11} фот/сек (табл. 1.1, ср. с необходимым уровнем $5 \cdot 10^{11}$ фотонов в одной вспышке для ангиографии, стр. 35).

С помощью источника Lyncean Tech проведены успешные эксперименты по расшифровке структуры белков [62]. Данный источник также зарекомендовал себя в регистрации фазовоконтрастных изображений [63] в рентгеновском диапазоне и малоугловом рассеянии [64]. В настоящее время аналогичный источник фирмы Lyncean Tech запущен в Германии в Мюнхене. Дальнейшая работа Lyncean Tech направлена на увеличение потока рентгеновского излучения и диапазона перестройки энергии рентгеновских квантов.

В Европе кооперация различных стран охватывает ученых, работающих для генерации рентгеновского и гамма-излучения. Примером могут служить

проекты COBALD [57] и INFN [58, 65], которые осуществляются на основе имеющихся в Великобритании и Италии ускорительных комплексов.

Авторы французского проекта ThomX [56] подробно проработали программу применений создаваемого источника, включая исследование объектов культурного наследия. Схема источника основана на использовании относительно большого электронного накопительного кольца (длина окружности 16.8 м) с инжекцией в него не одного, а нескольких сгустков. Выбор такого кольца позволяет легко осуществлять диагностику пучка и оптимизировать его параметры. Инжекция в кольцо нескольких электронных сгустков позволяет сократить размер оптического резонатора, время обхода которого должно быть равно временному интервалу между электронными сгустками. Проведена детальная проработка узлов накопительного оптического резонатора, которая вылилась в обоснованное предложение перейти на трехмерную геометрию четырехзеркального резонатора. Трехмерная геометрия позволяет сохранять поляризацию накапливаемого излучения в резонаторе. В 2011 г. французская группа создала аналогичное устройство для проекта японских ученых [66, 67].

В проекте NESTOR, предложенном украинскими учеными, используется электронное накопительное кольцо длиной 18 м, несколько сгустков на длине кольца [59, 68]. В рамках проекта университета Цинхуа, ТТХ, проведены эксперименты по тестовому запуску установки без многократного использования электронов. Была запланирована разработка компактного электронного накопительного кольца [55, 69].

1.3.3. Линейный ускоритель в мультибанчевом режиме и оптический циркулятор

Еще одной страной, которой активно развиваются лазерно-электронные источники, является Япония. Одним из лидеров является группа профессора М. Уесаки из университета г. Токио [53]. В отличие от предыдущих проектов, японские исследователи предложили использовать мультибанчевый режим в линейном ускорителе. Данная группа активно развивает X-частотный диапазон, что соответствует частоте ускоряющего поля порядка 10 ГГц. Другой особенностью подхода группы является использование оптического циркулятора, в котором с помощью внутрирезонаторной ячейки Поккельса излучение импульсного Nd:YAG лазера в режиме модуляции добротности джоульного диапазона энергии инжектируется в оптическое кольцо и удерживается для увеличения времени взаимодействия с электронными сгустками. Необходимо отметить, что выход рентгеновских фотонов относительно невысок: 10^6 в секунду. В настоящее время группа сконцентрировалась, как и Ливерморская национальная лаборатория, на гамма-квантах.

Второй японский источник LUCX (Laser Undulator X-ray source) строится в Институте высоких энергий (КЕК), [54, 70, 71]. Как и в предыдущем проекте, предполагается использовать мультибанчевый режим (с частотой 100 Гц). При этом за счет выбора высокоэффективного цезий-теллурического (Ce_2Te) фотокатода с эффективностью порядка 1% [72] и перехода в С-частотный диапазон (1.9 ГГц) предполагается получить в миллисекундном цуге 10^2 электронных сгустков с общим зарядом 200 нКл. Оптическая часть источника основана на высокодобротном оптическом резонаторе с относительно небольшой базой (165 МГц). Тщательная инженерная проработка ускорительной части позволила довести энергетический разброс в последовательности электронных сгустков до менее 1% (нагруженный ускоритель). Рассматривается

случай с использованием 2000 сгустков с общим зарядом до 10000 нКл. В настоящее время выход источника достиг уровня 10^9 фотонов в секунду.

Таблица 1.2. Проекты лазерно-электронных источников рентгеновского излучения с большим планируемым потоком фотонов, получившие финансирование [3]: σ — поперечный размер излучающей области (соответствует размеру лазерного и электронного пучков в области взаимодействия).

Проект	Тип ускорительной системы	Энергия фотона, кэВ	фот/сек	σ , мкм
NESTOR	накопительное кольцо	30–500	10^{13}	70
ThomX	накопительное кольцо	20–90	10^{13}	70
КЕК	линейный ускоритель	35, 67	10^{13}	10, 30

Параметры проектов лазерно-электронных источников рентгеновского излучения с большим потоком фотонов суммированы в табл. 1.2. С учетом источника Lyncean Tech. приходим к выводу, что наиболее амбициозные с точки зрения среднего потока рентгеновского излучения проекты в большинстве случаев основаны на использовании электронных накопительных колец (часто с довольно большим периметром). В лазерно-электронном источнике для медицинских применений желательно использовать компактные накопительные кольца. С точки зрения схемного решения оптической системы, для большинства томсоновских источников характерно накопление излучения квазинепрерывного лазера в высокодобротных оптических резонаторах. Однако, как будет показано в главе 2, рассматриваемых потоков рентгеновского излучения недостаточно для реализации ангиографии с покадровой съемкой в режиме реального времени (30 кадров в секунду). Переход к импульсно-периодическому режиму позволяет по-новому взглянуть на проблему реализации ангиографии с применением лазерно-электронных источников рентгеновского излучения.

1.4. Выводы к первой главе

- Анализ существующих проектов томсоновских лазерно-электронных генераторов рентгеновского излучения показывает, что задача получения разностного изображения для ангиографии является новой и требует отличных от известных подходов. Для решения данной задачи следует рассмотреть режим покадровой съемки, которому соответствует импульсно-периодическая генерация рентгеновского излучения.
- Для применения лазерно-электронного источника в области разностной ангиографии необходимо, чтобы за время, не превышающее 5 миллисекунд, было организовано взаимодействие электронных сгустков с двумя разнесенными во времени потоками лазерного излучения с близкими длинами волн.

Глава 2

Архитектура томсоновского лазерно-электронного рентгеновского источника для ангиографии

В главе показано, что для задач разностной ангиографии в случае использования квазинепрерывного рентгеновского источника потребовался бы поток не менее 5×10^{14} фотонов в секунду. Такая величина едва ли достижима для самых современных квазинепрерывных лазерно-электронных генераторов, оптическая схема которых в большинстве случаев основана на пикосекундном лазере и оптическом резонаторе. В случае применения рентгеновского излучения в медицине и биологии необходима покадровая съёмка с частотой повторения 25–30 Гц и характерным временем экспозиции, не превышающим временной масштаб внутренних движений исследуемых объектов (~ 1 мс). Эти требования к временной структуре излучения позволили по-новому взглянуть на архитектуру томсоновского источника, а именно перейти к импульсно-периодическому режиму работы и не менее чем на порядок повысить мощность рассеиваемого на релятивистских электронах излучения во время формирования кадра.

Для создания импульсно-периодического источника целесообразно перейти от накопления лазерного излучения в оптическом резонаторе к многократному использованию каждого импульса отдельно в оптическом циркуляторе. Для увеличения эффективности циркулятора за счет уменьшения потерь в оптическом ключе предложено использовать кольцевую четырехзеркальную схему циркулятора. Выбраны перспективные нелинейные кристаллы для двух типов оптических циркуляторов: ВВО для циркулятора с

электрооптическим ключом и ЛВО для пассивного циркулятора, основанного на внутрирезонаторной генерации второй гармоники. Показано, что наибольшего выигрыша (~ 200) можно достичь при использовании пассивного циркулятора.

Основные результаты главы опубликованы в работах [16, 30–32, 34].

2.1. Параметры лазерного излучения в области взаимодействия с электронными сгустками

Создание специализированного лазерно-электронного источника для разностной ангиографии является одним из самых амбициозных применений томсоновского лазерно-электронного рентгеновского источника: схематическое решение должно обеспечить выход порядка $5 \cdot 10^{11}$ рентгеновских фотонов за 1 мс (определен в экспериментах с синхротронным излучением¹). Перейдем к расчету характеристик системы с учетом требований, накладываемых применением в ангиографии. Исходными данными, помимо выхода фотонов, будут длина волны лазерного излучения $\lambda \sim 1.06$ мкм и заряд электронного сгустка ~ 1 нКл. Дальнейшее увеличение суммарного заряда сгустка электронов проблематично, потому что осложняется его фокусировка. Увеличение количества электронных сгустков в единицу времени ограничено возможностями фотокатода и лазера фотоинжектора (фотопушки). Наиболее привлекательным кажется путь с использованием сгустков и ла-

¹ Например, в работе [2] поток рентгеновских фотонов составлял $2.7 \cdot 10^{11} / \text{мм}^2$ в секунду при времени экспозиции 1.4 мс. Площадь изображения 13 см $\times$ 350 мкм (ПЗС-линейка); для одной линейки необходимо $0.17 \cdot 10^{11}$ фотонов. Для полного изображения требуется 13 см/350 мкм = 37 линейных изображений, т.е. $6 \cdot 10^{11}$ фотонов за одну вспышку (1.4 мс) для регистрации с помощью ПЗС-матрицы. Учитывая необходимость монохроматизации излучения лазерно-электронного генератора, а также появление намного более чувствительных приемников излучения [73, 74], мы будем ориентироваться на полный выход рентгеновских фотонов $5 \cdot 10^{11}$ в области взаимодействия на один кадр.

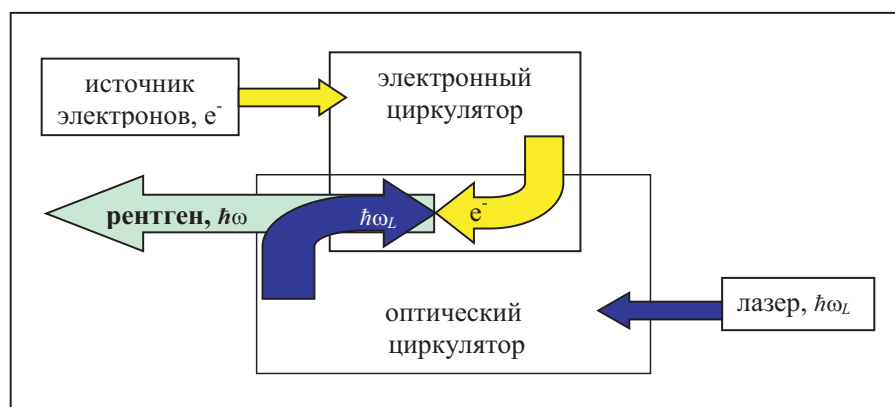


Рис. 2.1. Принципиальная схема лазерно-электронного генератора. Повышение мощности выходного рентгеновского излучения достигается за счет использования многократного взаимодействия электронного сгустка с лазерным импульсом. Область взаимодействия находится на пересечении орбит оптического и электронного циркуляторов.

зерных импульсов многократно за счет накопления или хранения в кольцах (рис. 2.1).

Современный уровень развития ускорительной техники позволяет рассматривать технические решения, основанные на использовании сверхпроводящих элементов. Это позволяет значительно уменьшить габариты лазерно-электронного источника. Наиболее компактные накопительные кольца, рассчитанные на заряд ~ 1 нКл, имеют длину ~ 3 м, что соответствует частоте повторения 100 МГц. В таком же диапазоне частот повторения электронных сгустков могут работать линейные ускорители с рекуперацией энергии. В [34] рассмотрено сверхпроводящее кольцо с периметром 3 м (1.63 на 1.35 м) для ЛЭИРИ, см. рис. 2.2 и 2.3. Длина оптического циркулятора должна соответствовать длине электронного накопительного кольца, а размер пучков в области взаимодействия задается возможностями фокусировки электронного сгустка. Как правило, среднеквадратичный радиус электронного пучка составляет не менее 20 мкм. Для того, чтобы взаимодействие происходило в области наибольшей фокусировки пучков, в оценках длительность лазерного

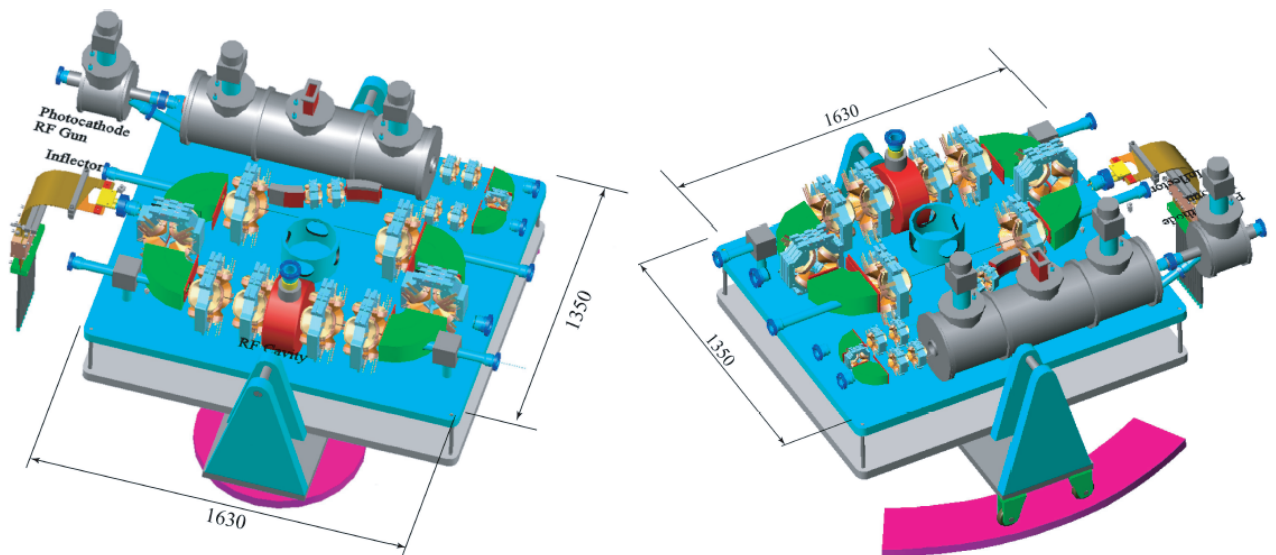


Рис. 2.2. Трехмерная модель ускорительной системы для ЛЭИРИ [34].

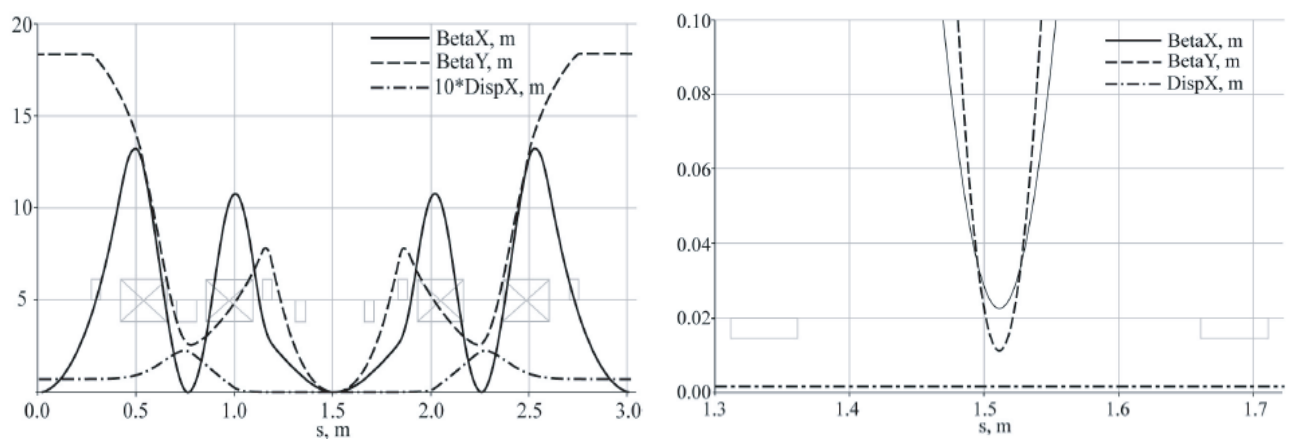


Рис. 2.3. Функции, характеризующие электронный сгусток по мере движения в кольце, на всем периметре и вблизи области взаимодействия [34].

Таблица 2.1. Энергии лазерного кванта, электрона и рентгеновского фотона.

Энергия рентгеновского фотона, E	Энергия лазерного фотона, E_L	Энергия электрона, E_e
33 кэВ	1.16 эВ	43 МэВ
К-край поглощения йода	$\lambda = 1.06$ мкм	$\gamma = 84$

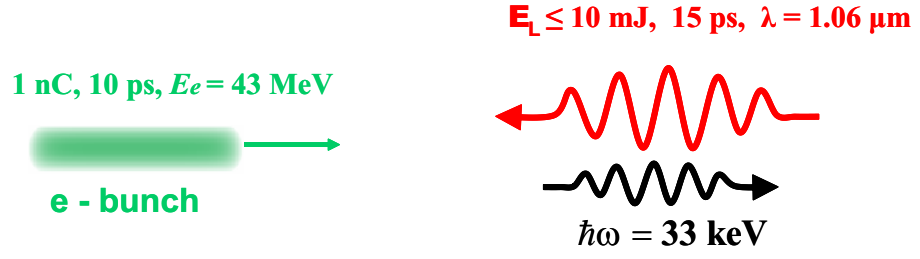


Рис. 2.4. Томсоновское рассеяние.

импульса τ_L и электронного сгустка τ_e ограничивают длиной перетяжки. При среднеквадратичном радиусе пучков $\sigma_{L,e} = 20$ мкм поперечный размер перетяжки $w_0 = \sqrt{2}\sigma_L = 28$ мкм. Рэлеевская длина для инфракрасного лазера составляет:

$$z = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} = \frac{3.14 \cdot (28 \cdot 10^{-6} \text{ м})^2}{1.06 \cdot 10^{-6} \text{ м}} = 2.371 \cdot 10^{-3} \text{ м}. \quad (2.1)$$

Длительность лазерного импульса равна:

$$\tau_L = 2 \frac{z}{c} = 2 \frac{2.371 \cdot 10^{-3} \text{ м}}{3 \cdot 10^8 \text{ м/с}} = 16 \text{ пс}. \quad (2.2)$$

Полное число рентгеновских фотонов, генерируемых при взаимодействии одиночного лазерного импульса с электронным сгустком [45]:

$$n = \frac{\sigma_T}{2\pi(\sigma_e^2 + \sigma_L^2)} N_L N_e, \quad (2.3)$$

где N_L , N_e — полное число фотонов в лазерном импульсе и число электронов в сгустке, σ_e и σ_L — среднеквадратичные радиусы электронного и лазерного пучков (предполагаем, что они одинаковы), σ_T — томсоновское сечение:

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6.6 \times 10^{-25} \text{ см}^2. \quad (2.4)$$

Из (2.3) следует, что выход рентгеновских фотонов пропорционален количеству электронов и фотонов и обратно пропорционален площади взаимодействия. Найдем количество рентгеновских фотонов, образующихся при взаимодействии сгустка электронов суммарным зарядом 1 нКл и одного импульса

инфракрасного (1.06 мкм) лазера с энергией 10 мДж (рис. 2.4). Количество электронов в сгустке:

$$N_e = 10^9 / 1.6 \cdot 10^{-19} = 0.625 \cdot 10^{10} \text{ электронов.} \quad (2.5)$$

Энергия лазерного фотона ($\lambda = 1.06$ мкм) в Дж:

$$\begin{aligned} E_L &= h\nu = h \frac{c}{\lambda} = 6.63 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \cdot \frac{3 \cdot 10^8 \text{ м/с}}{\lambda_{[\text{мкм}]} \cdot 10^{-6}} = \\ &= 1.99 \cdot 10^{-19} / \lambda_{[\text{мкм}]} = 1.88 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}, \end{aligned} \quad (2.6)$$

или в эВ:

$$\begin{aligned} E_L &= 1.99 \cdot 10^{-19} / (1.6 \cdot 10^{-19} \lambda)_{[\text{мкм}]} = 1.24 / \lambda_{[\text{мкм}]} = \\ &= 1.24 / 1.06 \text{ мкм} = 1.17 \text{ эВ.} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Количество фотонов в лазерном импульсе:

$$N_L = 10 \text{ мДж} / 1.88 \cdot 10^{-19} \text{ Дж} = 5.3 \cdot 10^{16} \text{ фотонов.} \quad (2.8)$$

Знаменатель в формуле (2.3) равен

$$2\pi(\sigma_e^2 + \sigma_L^2) = 4\pi(20 \cdot 10^{-6})^2 = 5.03 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2. \quad (2.9)$$

Наконец, находим выход рентгеновских фотонов в рассматриваемом случае, подставляя величины в формулу (2.3):

$$n = \frac{6.6 \times 10^{-25} \text{ см}^2}{5.03 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2} \cdot 5.3 \cdot 10^{16} \cdot 0.625 \cdot 10^{10} = 4.3 \cdot 10^6 \text{ фотонов,} \quad (2.10)$$

распространяющихся в угле $1/\gamma = 1/84 \approx 10$ мрад.

Для достижения требуемых потоков рентгеновского излучения при механическом вырезании отдельных миллисекундных вспышек необходимо организовать многократное взаимодействие на частоте 120 МГц (см. табл. 2.2). Это приводит к средней удерживаемой в резонаторе мощности $10 \text{ мДж} \cdot 120 \text{ МГц} = 1.2 \text{ МВт}$.

Таблица 2.2. Увеличение выхода рентгеновских фотонов за счет многократного использования электронных сгустков и лазерных импульсов в высокочастотной квазинепрерывной системе.

Исходные данные	Выход
1 нКл + 10 мДж	$\rightarrow N_0 = 4.3 \times 10^6$ фотонов в секунду
1 нКл + 10 мДж на частоте 120 МГц	$\rightarrow N_1 = 5 \times 10^{14}$ фотонов в секунду
1 нКл + 10 мДж на частоте 120 МГц $\times$ 1 мс	$\rightarrow N_2 = 5 \times 10^{11}$ фотонов для одного кадра

Для осуществления разностной ангиографии требуется использовать два лазера с близкими длинами волн. Относительная разность длин волн их излучения $(\lambda_2 - \lambda_1)/\lambda_2$ должна превышать относительную ширину скачка поглощения вблизи К-края поглощения йода (0.6%, см. табл. 2.3) и позволять разделить длины волн с учетом разброса энергии электронов $\Delta E_e/E_e \sim 1\%$. Этим требованиям соответствуют два неодимовых лазера, например, Nd:YLF ($\lambda = 1.047$ мкм) и Nd:YAP ($\lambda = 1.0795$ мкм) [75], относительная разность длин волн для которых составляет 3%. Используя формулу, связывающую максимальную энергию рентгеновского кванта E_γ с энергией лазерного фотона E_L (см. формулу (1.1), стр. 23)

$$E_\gamma = 4\gamma^2 E_L, \quad (2.11)$$

где γ — релятивистский фактор электронов, и значение энергии покоя электрона 0.511 МэВ, уточним значение энергии электронов для обеспечения генерации рентгеновского излучения по обе стороны от К-скачка углерода. Для основной гармоники лазерного излучения она составит 43.1 МэВ, а в случае

Таблица 2.3. Массовый коэффициент ослабления μ/ρ для энергий рентгеновских фотонов $E_{\text{рентг}}$ для йода по данным NIST [76]. Выделены строки, соответствующие К-краю поглощения.

$E_{\text{рентг}}, \text{кэВ}$	$\mu/\rho, \text{см}^2/\text{Г}$
32.50601	6.6383
33.00355	6.3680
33.13623	6.2985
33.33525	35.314
33.83279	33.972
34.29889	32.780

использования второй гармоники лазеров Nd:YLF и Nd:YAP — 30.5 МэВ.

Для разностной ангиографии за время, не превышающее нескольких миллисекунд (см. главу 1), должно быть сформировано два кадра (см. рис. 2.12).

2.2. Оптические системы лазерно-электронных источников рентгеновского излучения

Для увеличения средней мощности лазерного излучения в области взаимодействия и эффективности его использования используют оптические накопители: резонаторы и циркуляторы. Рассмотрим особенности этих двух типов устройств.

2.2.1. Оптические резонаторы

В оптическом накопителе, основанном на высокодобротном резонаторе, используется когерентное сложение коротких ($\tau < L/c$, где L — полная длина

резонатора) лазерных импульсов, поступающих внутрь через одно из зеркал (см., например, схему на рис. 1.9). Необходимым условием для эффективно-го накопления является согласование как частоты, так и фазы излучения лазера и излучения внутри резонатора. Выигрышем (англ. gain) называется отношение мощности, накопленной внутри резонатора, к мощности на входе резонатора:

$$\text{Gain} = I_{in}/I_0 \quad (2.12)$$

Выигрыш пропорционален добротности резонатора F (англ. finesse):

$$\text{Gain} = F/\pi, \quad (2.13)$$

которая определяется пропусканием зеркал и внутрирезонаторными потерями. Если потери пренебрежимо малы, выигрыш зависит только от коэффициента отражения зеркал. В случае двухзеркального резонатора с одинаковыми зеркалами (см., например, [77]):

$$\text{Gain} = \frac{1}{1 - R} \quad (2.14)$$

Расчеты показывают, что с увеличением количества n одинаковых зеркал в формулу (2.14) следует добавить коэффициент $4/n^2$. Однако если потери в резонаторе превышают уровень, заданный пропусканием входного зеркала, выигрыш может оказаться существенно ниже предполагаемого. В проектах томсоновских источников с оптическими резонаторами традиционно используют не менее 4 зеркал, т.к. двухзеркальная схема более чувствительна к расстройке. В настоящее время типичные параметры оптических резонаторов для импульсного режима работы лазера в применении к задачам создания рентгеновских лазерно-электронных генераторов выглядят следующим образом: 1) выигрыш ~ 4000 , запасенная мощность 40 кВт при длительности импульса 25 пс (Lyncean Tech.) [78]; 2) выигрыш резонатора ~ 600 , запасенная мощность 2.45 кВт (КЕК-ATF) при длительности 7 пс [79]; 3) добротность

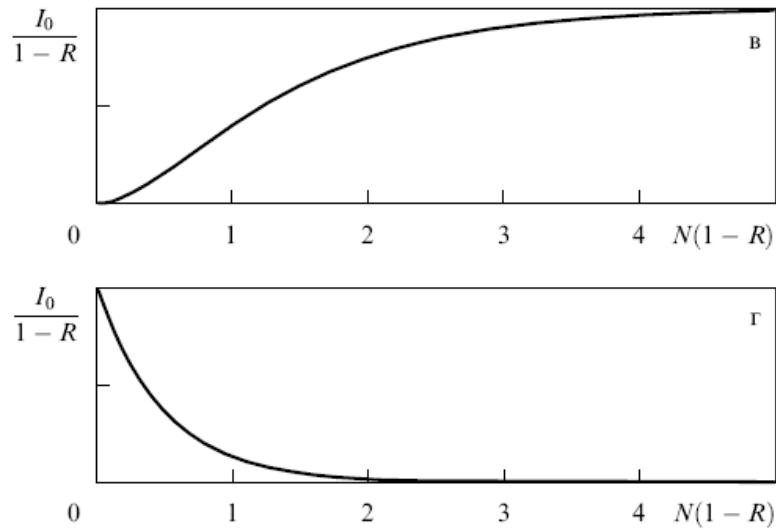


Рис. 2.5. Включение и выключение резонатора [77]. При $R = 99.99\%$ и длине резонатора 20 нс цена деления $\equiv 0.2$ мс.

28000, средняя мощность 110 кВт (короткие времена эксперимента), 40–80 кВт (длительные эксперименты) (ThomX) [80].

Максимальные уровни запасенной в высокодобротном резонаторе мощности получены в цикле работ [81–84]. В 2011 г. получены мощности уровня 100 кВт (при длительности импульса 2 пс) [81, 82]. Тщательный выбор материала подложек зеркал позволил поднять мощность до 670 кВт в 2014 г. [84]. Цикл работ напрямую не связан с созданием лазерно-электронного генератора: конечной целью является генерация высших гармоник в газах в диапазоне энергий порядка 100 эВ (вакуумный ультрафиолет). Несмотря на доступные технологии изготовления качественных зеркал с коэффициентом отражения > 0.9999 (расчетный выигрыш $> 10^4$), запасенную мощность ограничивают фазовые искажения на зеркалах, вызванные термическими эффектами. С другой стороны, авторы указанных работ отмечают, что переходные тепловые процессы после начала накопления могут длиться до нескольких секунд. Далее будет показано, что достигнутых в настоящее время уровней запасенной мощности оказывается недостаточно для целей, поставленных в нашей

работе (табл. 2.2, стр. 40). При этом обнаруживается недостаток резонатора как оптического накопителя для импульсно-периодического генератора, связанный с инерционностью включения и отключения (рис. 2.5). Оптическая система за время порядка нескольких миллисекунд должна обеспечить последовательное формирование двух миллисекундных последовательностей лазерных импульсов для двух длин волн лазерного излучения, необходимых для получения двух рентгеновских изображений вблизи К-края поглощения йода. В общей сложности указанные недостатки обосновывают необходимость отказа от накопления лазерного излучения в высокочастотном резонаторе.

2.2.2. Оптические циркуляторы

В задаче многократного использования лазерных импульсов альтернативой резонатору является оптический циркулятор [53]. Схема циркулятора отличается от резонатора наличием оптического ключа для быстрого ввода излучения. На первый взгляд незначительная, разница в схеме приводит к нескольким принципиальным отличиям.

Первое заключается в отсутствии когерентного сложения лазерных импульсов. В циркулятор вводится излучение с мощностью, необходимой в области взаимодействия. Второе отличие заключено в определении выигрыша. Выигрыш циркулятора определяется количеством раз, которые используется лазерный импульс, т.е. временем жизни импульса в циркуляторе (см. п. 2.3, стр. 46). В связи с этим на первый план выходят потери в оптическом ключе.

До 2007 г. были известны только циркуляторы на основе управления с помощью электрооптического затвора, однако подробный анализ эффектов, которые уменьшают эффективность такого циркулятора, в литературе отсутствовал. В работе [53] при использовании электрооптического затвора получен выигрыш 10. Для компенсации потерь в схему циркулятора была

включена активная среда, но за счет этого выигрыш можно увеличить лишь до 30 [85]. Более того, наличие активного элемента не подходит, если стоит задача рециркуляции высокомоощного лазерного излучения, из-за значительного поглощения и тепловыделения в активной среде. Поэтому единственным резервом увеличения выигрыша оптического циркулятора является уменьшение потерь.

Еще одной задачей является определение оптимальной временной структуры излучения, которое должно подаваться на вход циркулятора за время, соответствующее отдельным вспышкам длительностью 1 мс (время экспозиции каждого кадра). Этому вопросу посвящены главы 3 и 4.

2.3. Выигрыш оптического циркулятора и его применение в ЛЭИРИ

Лазерное излучение в области взаимодействия должно быть сформировано в виде цугов пикосекундных импульсов длительностью 1 мс, следующих с кадровой частотой. Средний поток рентгеновских фотонов в секунду равен

$$\Phi = fN, \quad (2.15)$$

где f — частота следования кадров, N — количество рентгеновских фотонов, генерируемых за счет рассеяния одного лазерного цуга за время одной вспышки:

$$N = nn_Ln_c = \frac{\sigma_T}{s} N_L N_e n_L n_c. \quad (2.16)$$

Здесь n — число фотонов (2.3), генерируемое при одном столкновении одного лазерного импульса с электронным сгустком, n_L — эффективное число импульсов между обновлениями импульса в циркуляторе, n_c — число оборотов лазерного импульса в оптическом циркуляторе до его обновления. Энергия лазерного импульса в оптическом циркуляторе постепенно уменьшается из-за

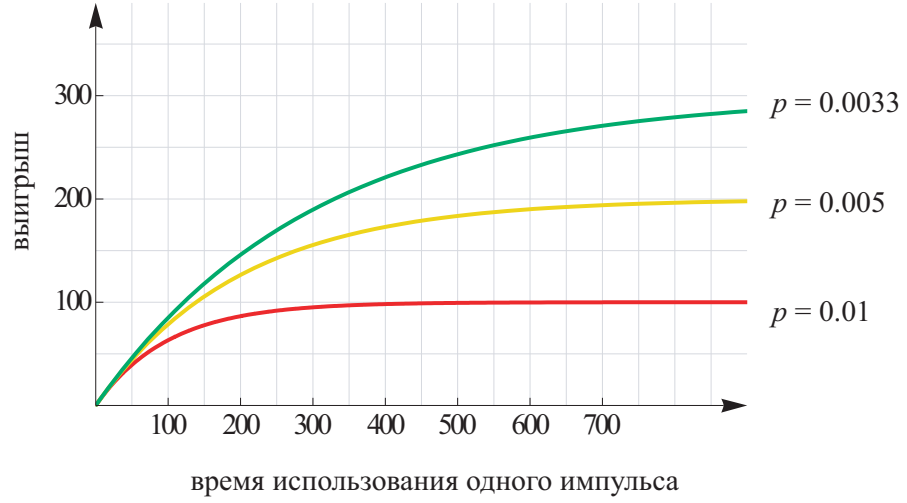


Рис. 2.6. Зависимость выигрыша за счет многократного (n_c раз) использования импульса в циркуляторе от времени использования при уровнях потерь за один обход, составляющих $p = 0.01, 0.005, 0.0033$. Время нормировано на время обхода циркулятора T_r .

внутрирезонаторных потерь, которые складываются из потерь при отражениях на зеркалах и потерь на оптических элементах, установленных внутри циркулятора. Дополнительные потери вносит нагрев зеркал, приводящий к искажению волновых фронтов и ухудшению качества пучка, увеличивая размер пятна фокусировки. Термические эффекты могут привести к необходимости обновления лазерного импульса ранее, чем он потеряет большую часть энергии.

Пусть уровень потерь в циркуляторе за один обход равен p_Σ . Тогда выигрыш, равный отношению суммарной энергии импульсов в области взаимодействия за n_c обходов к начальной энергии импульса E_0 , равен

$$\Upsilon = \frac{\int_0^{n_c} E_0 e^{-pt} dt}{E_0} = n_c(1 - e^{-pn_c}) \quad (2.17)$$

На рис. 2.6 приведена зависимость выигрыша за счет многократного использования импульса в циркуляторе при уровнях потерь за один обход циркулятора, равных $p = 0.01, 0.005, 0.0033$.

По сравнению с высокочастотным резонатором циркулятор обладает ря-

дом новых свойств, которые определяют его преимущества для импульсно-периодического режима (см. табл. 2.4).

Оптический циркулятор обеспечивает острую фокусировку с перетяжкой ~ 20 мкм в области взаимодействия с электронным пучком. Четырехзеркальная схема за счет выбора радиуса кривизны зеркал и расстояния между ними может обеспечить дополнительную фокусировку в области второй перетяжки. Это свойство помогает адаптировать геометрию циркулятора к типу оптического ключа — устройства, позволяющего вводить излучение в высокооборотный циркулятор и удерживать его. Далее мы рассмотрим схемы с оптическими ключами двух типов: активным электрооптическим и пассивным, основанным на генерации второй гармоники.

2.4. Выбор элементов циркулятора с электрооптическим ключом

Идея использования циркулятора с вводом излучения посредством электрооптического ключа (обязательными элементами которого являются поляризатор и электрооптический кристалл) представлена в литературе в большом количестве работ. Например, в [86] (2002 г.) использовался кристалл KD^*P , получен выигрыш 5, а в работе [53] (2005 г.) — выигрыш 10. Идея использования циркулятора с электрооптическим ключом для импульсно-периодического ЛЭИРИ представлена в 2005 г. [87]. Схема циркулятора с оптическим ключом такого типа показана на рис. 2.7. При подаче импульсного полуволнового напряжения на электрооптический кристалл направляемое через внутрирезонаторный поляризатор линейно поляризованное излучение попадает в кристалл, где изменяет плоскость поляризации на 90° . Лазерный импульс обходит резонатор и вследствие изменения поляризации проходит через внутрирезонаторный поляризатор без потерь на отражение. В момент

Таблица 2.4. Ключевые отличия схем с резонатором и оптическим циркулятором.

Схема с резонатором	Схема с оптическим циркулятором
Частота следования лазерных импульсов равна обратному времени обхода резонатора	Частота следования лазерных импульсов намного меньше обратного времени обхода оптического циркулятора
Излучение суммируется когерентно, необходимо управление фазой с помощью цепи обратной связи	Не требуется контроль и управление фазой
Время накопления лазерного излучения в резонаторе возрастает с увеличением его добротности	Необходимая интенсивность рентгеновского излучения возникает с приходом первого лазерного импульса
Отсутствуют внутрирезонаторные элементы, возможно использование линейного резонатора	Необходим оптический ключ для инъекции лазерного импульса в циркулятор, желательно использование кольцевого резонатора с однократным прохождением оптического ключа

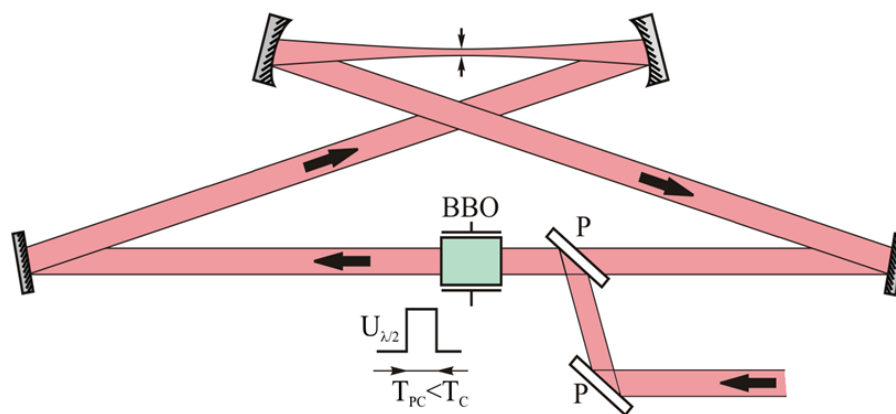


Рис. 2.7. Циркулятор на основе кристалла ВВО.

повторного прохождения кристалла (через 10 нс) управляющее напряжение должно быть снято. В результате излучение остается внутри циркулятора в течение некоторого количества обходов n_c и выводится из него до прихода нового лазерного импульса. Предельная величина выигрыша определяется потерями энергии лазерного излучения за обход циркулятора. Они включают потери в электрооптическом кристалле за счет поглощения и отражения от граней, потери за счет деполяризации излучения, возникающей при прохождении кристалла, а также потери на поверхности поляризатора. Использование современных технологий просветления позволяет уменьшить потери на всех внутрирезонаторных поверхностях до уровня 0.5%. Возможность практической реализации такой схемы определяется наличием электрооптического кристалла с необходимыми характеристиками по поглощению и деполяризации. Сравнение характеристик электрооптических кристаллов показывает, что оптимальным материалом для внутрирезонаторного модулятора является кристалл метабората бария (β -BaB₂O₄, ВВО) [88]. Класс симметрии кристалла позволяет использовать поперечный электрооптический эффект без проявления двулучепреломления в отсутствие электрического поля. Подача импульсного напряжения не приводит к пьезоэлектрическому звону (рис. 2.8) и вызванной им деполяризации излучения, которая в свою очередь может

привести к значительным внутрирезонаторным потерям.

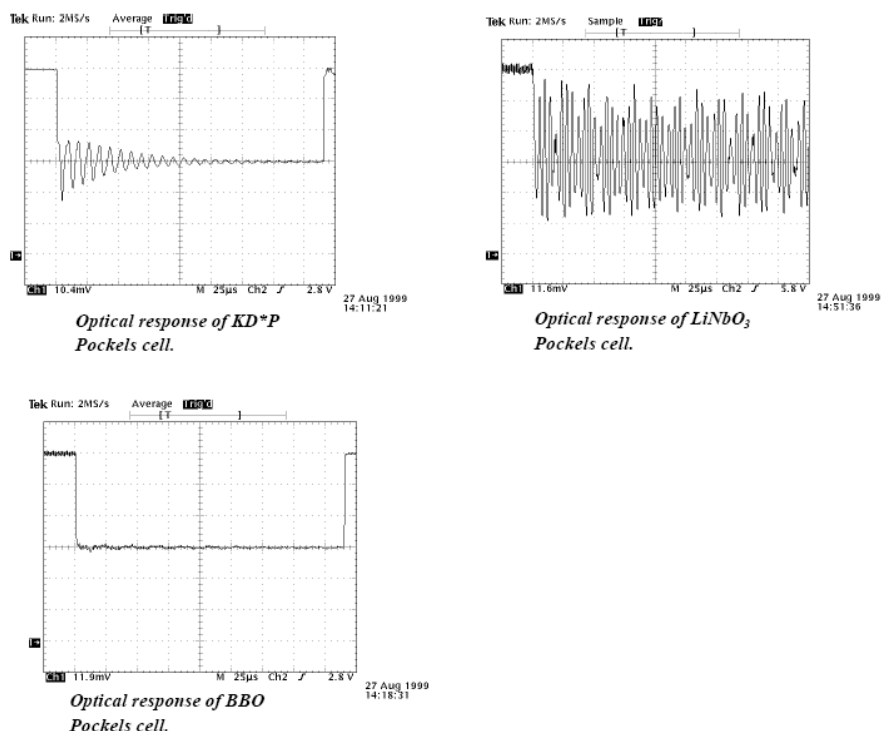


Рис. 2.8. Отклик ячеек Погкельса, основанных на кристаллах KD*P, LiNbO₃, BBO [89]. Масштаб 25 мкс в клетке.

Для кристаллов ВВО характерны высокая температурная стабильность, хорошая оптическая однородность ($\delta n < 10^{-6}/\text{см}$). На длине волны 1064 нм ВВО обладает высокой лучевой стойкостью (10 ГВт/см² при длительности импульса 1.3 нс) и малым коэффициентом поглощения ($< 10^{-3}/\text{см}$). Средняя удерживаемая плотность мощности составляет свыше 20 кВт/см² в режиме непрерывного излучения.

Полуволновое напряжение для кристалла ВВО составляет 48 кВ. Для работы с быстродействующей импульсной системой напряжение необходимо уменьшить до 24 кВ за счет поперечного электрооптического эффекта, т.е. кристалл поперечным сечением 10×10 мм должен иметь длину 20 мм.

Потери в циркуляторе за один обход оценим следующим образом: потери на двух гранях $p_1 = 0.3\%$, в поляризаторе $p_2 = 0.15\text{--}0.2\%$, поглощение в кри-

Таблица 2.5. Характеристики зеркал 10CM00SR.50F фирмы Newport [90].

Диаметр	25.4 мм
Материал подложки	UV Grade Fused Silica
Диапазон длин волн	996–1134 нм
Плоскостность	$\lambda/10$, 632.8 нм
Свободная апертура	$\geq 80\%$ диаметра
Толщина	6.35(± 0.38) мм

сталле $p_3 = 10^{-3}/\text{см} \cdot 2 \text{ см} = 0.2\%$ что в сумме составляет 0.7%. Рассчитанные на высокую мощность высокоотражающие зеркала имеют коэффициент отражения до 0.9997 (табл. 2.5), потери на четырех зеркалах 0.12%. Суммарные потери $p_{\Sigma 1} = 0.82\%$. Таким образом, время жизни импульса в циркуляторе равно $1/p_{\Sigma 1} = 122$. Используя импульс в течение $n_c = 200$ обходов, получим выигрыш (см. формулу (2.17)):

$$\Upsilon_1 = n_c(1 - e^{-p_{\Sigma 1}n_c}) \approx 98. \quad (2.18)$$

Предполагаемый выигрыш в оптимальных условиях значителен, но не превышает 100.

2.5. Выбор элементов циркулятора на основе генерации второй гармоники

Во второй схеме предлагается использовать пассивный циркулятор на основе внутрирезонаторной генерации второй гармоники (рис. 2.9). Такая организация оптического ключа не требует использования высоковольтных сигналов и систем их синхронизации. По существу, ключ состоит всего из одного внутрирезонаторного элемента — нелинейного кристалла, что позволяет заметно уменьшить вносимые потери по сравнению с электрооптическим ключом.

чОм.

В литературе имеются следующие результаты экспериментов с циркуляторами такого типа: выигрыш 40 для субмиллиджоульного диапазона [91] и выигрыш 17 для импульсов с энергией 177 мДж, 10 пс, 10 Гц [92].

Нами в 2007 г. [16] предложено использовать четырехзеркальную схему циркулятора. В отличие от линейной схемы [91] (2010 г.), [93] (2014 г.), в кольцевой схеме за время обхода циркулятора лазерный импульс проходит через кристалл однократно, что позволяет снизить потери и увеличить выигрыш.

По оптическим и физическим характеристикам наиболее подходящим нелинейным кристаллом для пассивного циркулятора является триборат лития, или LBO (LiB_3O_5) [94]. Кристалл LBO не гигроскопичен, обладает хорошими оптической однородностью ($\delta n < 10^{-6}/\text{см}$), химическими и механическими свойствами, а также достаточно высокой лучевой стойкостью. Коэффициент поглощения на длинах волн 1.06 и 0.53 мкм составляет менее $10^{-4}/\text{см}$. С точки зрения минимизации потерь на гранях, оптимальным является расположение кристалла под углом Брюстера для генерации второй гармоники первого типа (*ооо*). При использовании синхронизма второго типа (*оое*) необходимо просветлять торцы кристалла, что вносит дополнительные потери на уровне 0.2%.

Возможность высокоэффективной генерации второй гармоники излучения в кристалле LBO длиной 5 мм с эффективностью 75% при условии сохранения пространственно-временных характеристик генерируемого излучения продемонстрирована в работе [95] при использовании фемтосекундного хром-форстеритового лазера. Коэффициент преобразования во вторую гармонику в приближении бесконечной плоской волны, с учетом истощения накачки равен [96]:

$$\eta_{2\omega} = \tanh^2(L/L_{NL}), \quad (2.19)$$

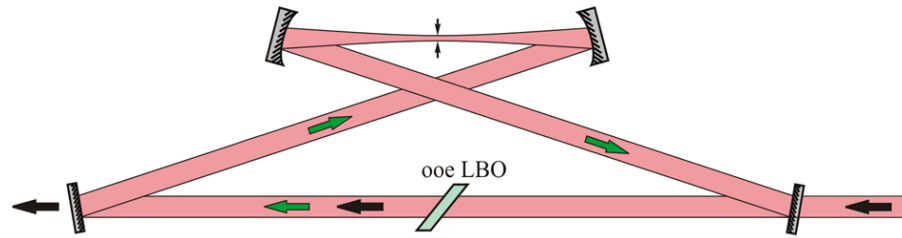


Рис. 2.9. Пассивный циркулятор на основе кристалла LBO.

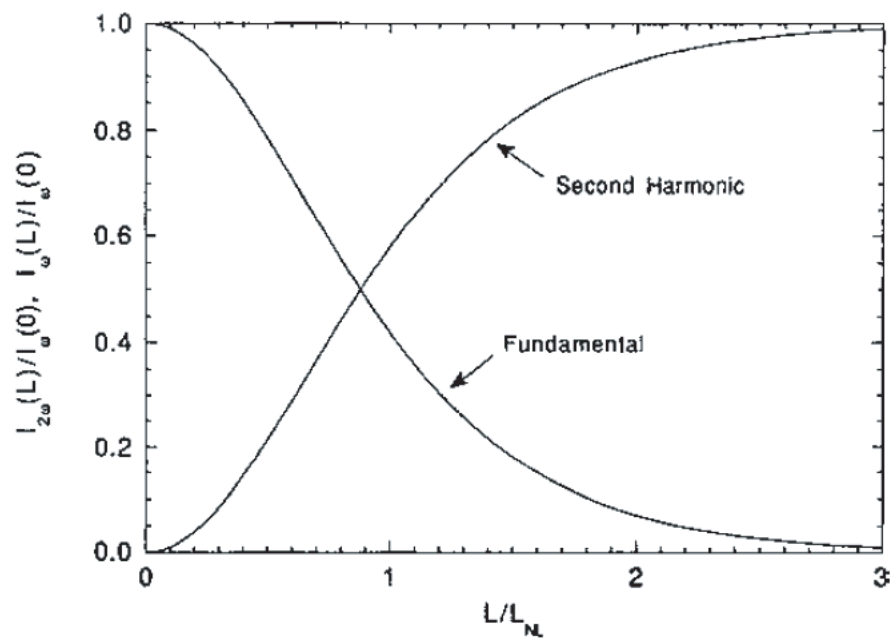


Рис. 2.10. Зависимости интенсивностей второй и основной гармоник от длины кристалла и длины нелинейного взаимодействия для согласованной по фазе генерации второй гармоники с учетом истощения накачки [96].

где

$$L_{NL} = \frac{1}{4\pi d_{\text{eff}}} \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 n_\omega^2 n_{2\omega} c \lambda_\omega^2}{I_\omega(0)}}, \quad (2.20)$$

d_{eff} — эффективный нелинейный коэффициент второго порядка, м/В, $\varepsilon = 8.85 \times 10^{-12}$ Ф/м — электрическая постоянная, n_ω — коэффициент преломления на основной гармонике, $n_{2\omega}$ — коэффициент преломления на второй гармонике, $c = 3 \times 10^8$ м/с — скорость света, λ_ω — длина волны основной гармоники, м, $I_\omega(0)$ в Вт/м² — плотность мощности излучения основной гармоники на входе в кристалл.

Выражение для эффективного нелинейного коэффициента второго порядка для генерации второй гармоники первого типа *ооо* выглядит следующим образом [88]:

$$d_{\text{ооо}} = d_{32} \cos \phi, \quad (2.21)$$

$$|d_{32}(1.064 \mu\text{m})| = 0.85 \text{ пм/В}. \quad (2.22)$$

При комнатной температуре угол ϕ составлял 11.3–11.8 градусов [88]. Таким образом, d_{eff} составляет не менее 0.832 пм/В. $n_\omega = 1.566$; $n_{2\omega} = 1.579$ на длине 1.064 мкм [96], стр. 301. L_{NL} фактически является длиной кристалла, при которой эффективность преобразования достигает 58%.

Для $L_{NL} = 5$ мм мощность основной гармоники на входе в кристалл должна составлять не менее 0.7 ГВт/см², что соответствует фокусировке импульса с энергией 20 мДж и длительностью 15 пс (1.4 ГВт) в пятно радиусом 8 мм. При фокусировке в пятно радиусом 4 мм при длине кристалла 5 мм преобразуется 88% излучения, а плотность мощности на входе составляет 1.2 ГВт/см², что не превышает пороговых значений поверхностного пробоя на обеих длинах волн (> 3.3 ГВт/см², 1.06 мкм, 25 пс, > 4.4 ГВт/см², 0.53 мкм, 15 пс [88]).

Поскольку поглощение на длине волны 0.532 мкм в кристалле LBO составит не более 0.01%, зеркала циркулятора можно выбрать так, чтобы потери

при отражении не превышали потери в кристалле. Например, на длину волны 532 нм рассчитаны зеркала HRM01-532RINF-25.4 (плоские) и HRM01-532R50-25.4 (радиус кривизны 50 см) с коэффициентом отражения 99.997% фирмы Semrock. Расчетный спектр отражения зеркал показан на рис. 2.11. Как видно из графика, на основной гармонике коэффициент отражения не превышает 10%.

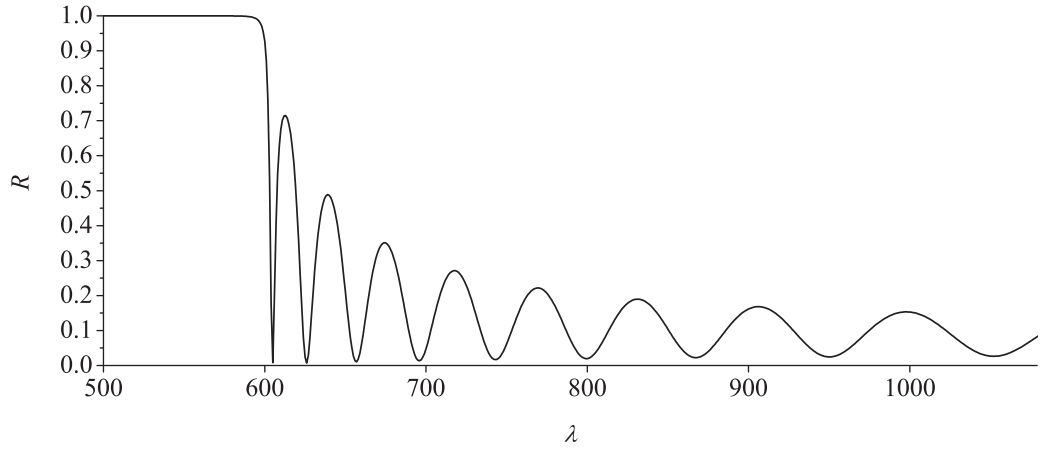


Рис. 2.11. Коэффициент отражения зеркала HRM01-532RINF-25.4 фирмы Semrock, расчет [97] (длина волны в нм, диапазон 500–1080 нм).

Потери за один обход светом циркулятора с пассивным ключом на основе генерации второй гармоники составляют:

$$p_{\Sigma 2} = 4 \cdot 0.00003 + 0.0001 = 0.00022. \quad (2.23)$$

Выигрыш при использовании каждого импульса в течение $n_c = 200$ обходов (2.17):

$$\Upsilon_2 = n_c(1 - e^{-p_{\Sigma 2} n_c}) \approx 200. \quad (2.24)$$

Суммируя результаты пп. 2.4–2.5, приходим к выводу, что при использовании электрооптических кристаллов с малым поглощением (таких как ВВО), предполагаемый выигрыш в оптимальных условиях значителен, но не превышает 100. Для дальнейшего увеличения выигрыша перспективной

является схема, основанная на внутрирезонаторной генерации второй гармоники в тонком кристалле LBO.

2.6. Требования к оптической системе импульсно-периодического ЛЭИРИ

Определим энергию импульсов, которые должны подаваться на вход циркулятора исходя из требуемого количества фотонов в одной вспышке с учетом формулы (2.10). С учетом выигрыша циркулятора с электрооптическим ключом при взаимодействии с электронным сгустком лазерного импульса с энергией 10 мДж каждые 10 нс в течение 1 мс, выход рентгеновских фотонов составит

$$4.3 \cdot 10^6 \cdot 1 \text{ мс} / 10 \text{ нс} \cdot 98.3 / 200 = 2.1 \cdot 10^6 10^{-3} / 10^{-8} = 2.1 \cdot 10^{11}.$$

Поэтому для достижения заданного уровня выхода $5 \cdot 10^{11}$ фотонов за одну вспышку следует увеличить энергию лазерного импульса в 2.4 раза — до 24 мДж.

В схеме на основе генерации второй гармоники в области взаимодействия энергию лазерного импульса нужно увеличить до той же величины — 24 мДж за счет снижения количества фотонов, но большего выигрыша:

$$\frac{4.3 \cdot 10^6}{2} \cdot 1 \text{ мс} / 10 \text{ нс} \cdot 196 / 200 = 2.1 \cdot 10^6 10^{-3} / 10^{-8} = 2.1 \cdot 10^{11}.$$

Для этого на входе в нелинейный кристалл энергия импульса должна составлять ~ 31 мДж, а с учетом 10% отражения входного зеркала — 34 мДж. Энергия в одной вспышке лазерного излучения длительностью 1 мс составит $34 \text{ мДж} / 2 \text{ мкс} \cdot 1 \text{ мс} = 17 \text{ Дж}$, средняя мощность системы $17 \text{ Дж} \cdot 30 / 1 \text{ сек} = 510 \text{ Вт}$.

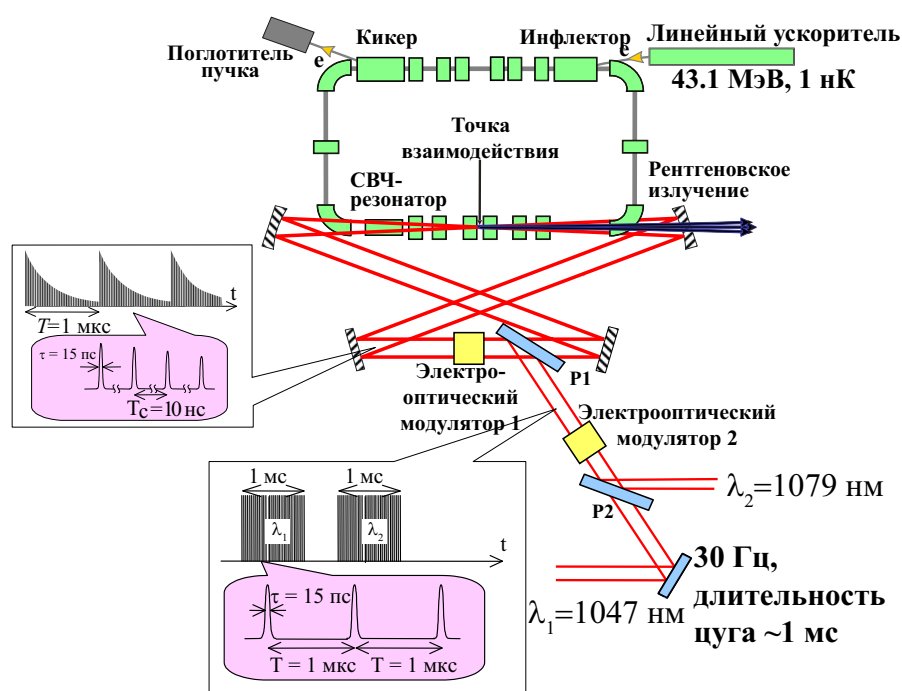


Рис. 2.12. Схема импульсно-периодического ЛЭИРИ для разностной ангиографии вблизи К-края поглощения йода. Оптический циркулятор с электрооптическим ключом.

Использование циркулятора требует специальной временной структуры лазерного излучения в виде 1 мс цугов пикосекундных импульсов. Расстояние между импульсами в цуге должно соответствовать времени затухания излучения в циркуляторе, которое для рассмотренных нами схем накопительных колец с временем обхода 10 нс лежит в микросекундном диапазоне. Это означает, что для получения оптимальной временной структуры излучения лазерного источника для накачки оптического циркулятора требуется выполнение следующих задач: а) формирование последовательностей 15-пс лазерных импульсов общей длительностью 1–2 мс; б) обеспечение микросекундного интервала между пикосекундными импульсами в последовательности (рис. 2.12 и рис. 5.19, с. 144).

Поскольку микросекундный интервал между импульсами, которые должны подаваться на вход циркулятора, намного превышает время обхода светом резонатора задающего генератора (~ 10 нс), требуется выделение отдельных

импульсов с помощью электрооптического модулятора (см., например, рис. 2.13). При этом после выделения используется менее 1% средней мощности лазерного излучения.

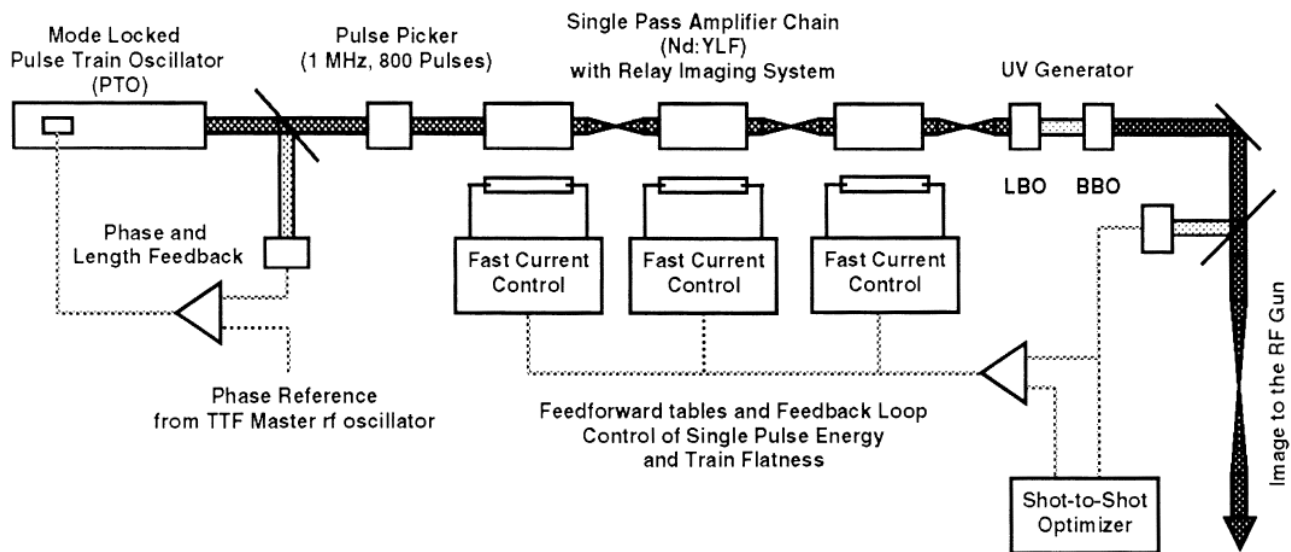


Рис. 2.13. Схема лазерной установки для фотоинжектора TTF (Tesla Test Facility Linac, DESY, Гамбург, Германия) [98].

Отметим, что при использовании 1 МГц электрооптического модулятора с контрастом 100 полезная энергия выделенных импульсов и суммарная энергия фоновых импульсов совпадают. Усиление в этом случае будет неэффективным. Ситуацию можно улучшить применением дополнительного модулятора. Альтернативным подходом является использование пульсирующих режимов с необходимым периодом. Это упрощает задачу выделения одиночных импульсов и позволяет увеличить их амплитуду (рис. 2.14). С целью повышения эффективности оптической системы ЛЭИРИ в настоящей работе предлагается использовать режим регулярных пульсаций с микросекундным периодом. Созданию лазера с такой заданной заранее временной структурой посвящены главы 3 и 4.

Для синхронизации по времени лазерных импульсов и электронных сгустков необходимо использовать отдельный внутрирезонаторный модулятор (см.

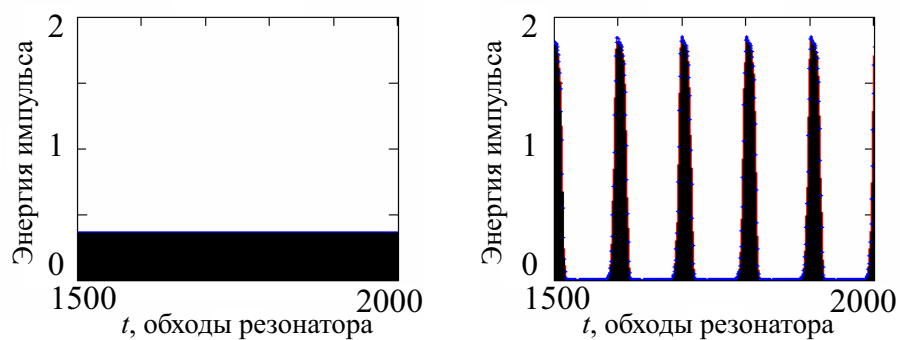


Рис. 2.14. Режимы генерации последовательности импульсов с одинаковой амплитудой и микропугов с большим периодом. Суммарная энергия импульсов на обоих рисунках одинакова, максимальная отличается более чем в 5 раз.

главу 5, например, рис. 5.3). В настоящей работе предложены методы формирования заданной временной структуры лазерного излучения, заранее подготовленного для использования в оптическом циркуляторе.

2.7. Выводы ко второй главе

- Для создания импульсно-периодического лазерно-электронного рентгеновского источника предложено:
 - а) использовать оптический циркулятор с активным или пассивным оптическим ключом, позволяющим вводить и выводить оптическое излучение;
 - б) для увеличения эффективности за счет уменьшения потерь в оптическом ключе использовать кольцевую четырехзеркальную схему циркулятора;
 - в) для накачки циркулятора использовать лазерное излучение с временной структурой в виде миллисекундных последовательностей пикосекундных импульсов, следующих с микросекундным интервалом;
- Выбраны перспективные нелинейные кристаллы для двух типов оптических циркуляторов: ВВО для циркулятора с электрооптическим ключом и ЛВО для пассивного циркулятора, основанного на внутриврезонаторной генерации второй гармоники. Наибольшего выигрыша (~ 200) можно достичь при использовании пассивного циркулятора.

Глава 3

Применение комбинации положительной и отрицательной обратных связей для реализации режимов регулярных пульсаций с периодом, намного превышающим время обхода светом резонатора

На основе анализа дискретных отображений (рекуррентных соотношений) выбрана комбинация обратных связей, которая позволяет реализовать требуемый режим для задающего генератора оптической системы лазерно-электронного источника. Дискретное отображение $x_{n+1} = rx_nf(x_n, x_{n-1} \dots)$ связывает нормированную энергию x короткого лазерного импульса на обходе с номером $(n + 1)$ с энергией на предыдущих обходах через обобщенное (с учетом потерь) усиление r , а функция f соответствует действию обратной связи. Для организации режима регулярных пульсаций усиление должно обеспечивать работу выше верхней границы области устойчивости лазера. Такой подход позволил предложить комбинацию двух обратных связей, при которой период регулярной динамики лежит в диапазоне десятков–сотен времен обхода светом резонатора и впоследствии сформулировать требования к комбинации обратных связей для целей получения произвольного заранее заданного периода пульсаций.

Основные результаты главы опубликованы в работах [22, 33].

3.1. Состояние исследований по управлению динамикой лазера с помощью обратных связей

3.1.1. Динамика лазеров с задержанной обратной связью

Сразу после создания первых лазеров было обнаружено, что для свободной генерации характерным является пиковый режим, который имеющиеся в то время теоретические модели не предсказывали. В связи с этим возникла задача получения сглаженного излучения [99–101]. Устранение пиков свободной генерации лазеров было достигнуто в большом количестве работ. Метод сглаживания излучения за счет оптоэлектронной отрицательной обратной связи (ООС) получил развитие и в теоретических работах, как аналитических [100], так и основанных на численном моделировании [99, 100, 102–104]. В дальнейшем значительный интерес приобрела проблема изучения нелинейной динамики лазерных систем с запаздыванием [105–108]. Как правило, при рассмотрении нелинейной динамики, рассматривались задержки, сравнимые с временами изменения основных характеристик систем или превышающие их. Сформулированы дифференциально-разностные уравнения, описывающие динамику генерации, прослежена эволюция динамики при изменении времени запаздывания. Определены механизмы и условия возникновения периодических пульсаций разной структуры, мультистабильности и хаотизации динамики. В частности, обнаружена хаотизация динамики системы через последовательность бифуркаций удвоения периода. Найдены асимптотические характеристики (форма, амплитуда, период) регулярных режимов и их зависимость от запаздывания. Исследованы статистические свойства возникающего странного аттрактора. Особого внимания заслуживает цикл работ, в которых нелинейная динамика лазера, охваченного отрицательной обратной связью изучалась как теоретически, так и экспериментально [106, 109, 110].

Было показано, что динамика одномодового СО₂ лазера с обратной связью характеризуется общими особенностями фазового пространства, связанными с наличием трех сосуществующих неустойчивых точек. С ростом регулируемого параметра — обобщенного усиления — происходит переход от бифуркаций Хопфа к локальному хаосу, далее к режиму регулярных пульсаций и шильниковскому хаосу (режим, в котором хаотически меняется как амплитуда, так и расстояние между пульсациями) [111]. Благодаря высокой чувствительности хаотических режимов к внешним возмущениям была получена устойчивая реализация орбит с большими периодами, немного превышающими время задержки. Для проявления нелинейной динамики, которой посвящены работы [104, 108–110, 112, 113], необходимым условием является насыщение активной среды лазера.

Возможность другого подхода к проблемам описания динамики лазера, охваченного цепью отрицательной обратной связи, продемонстрирована в [103]. Авторами проведен теоретический и экспериментальный анализ работы твердотельного лазера в режиме самосинхронизации мод за счет ООС как дискретного объекта управления. В случае малого изменения длительности энергия $(n+1)$ -го импульса в резонаторе выражается следующим рекуррентным соотношением:

$$E_{n+1} = R\alpha_n^2\beta_n T_n E_n, \quad (3.1)$$

где R — коэффициент неселективных потерь в резонаторе; α_n — коэффициент усиления активного элемента; β_n — коэффициент пропускания насыщающегося поглотителя, зависящий от энергии импульса E_n , T_n — коэффициент пропускания электрооптического затвора (ЭОЗ). Для простейшего закона обратной связи, действующей без задержки,

$$T_n = T_0 - \mu E_n, \quad (3.2)$$

где T_0 — начальное пропускание ЭОЗ, μ — коэффициент обратной связи.

Перейдя к безразмерным переменным $x_n = \mu E_n / T_0$, авторы [103] получили рекуррентное уравнение

$$x_{n+1} = r_n x_n (1 - x_n), \quad (3.3)$$

где $r_n = R\alpha_n^2 \beta_n T_0$. Если не учитывать изменение коэффициента усиления активного элемента, то полученное уравнение сводится к рекуррентному соотношению, известному как логистическое отображение [114]. Особенности нелинейной динамики отображения рассмотрены в приложении А, стр. 167.

Экспериментально и теоретически в работе [103] были исследованы режимы, в которых управление было реализовано несколькими способами: без задержки, с задержкой на один проход и с интегрированием. Введение задержки на время одного обхода резонатора изменяет область устойчивой генерации от $1 < r < 3$ до $1 < r < 2$. Также было отмечено, что лазер с ООС при определенных условиях вне области устойчивости демонстрирует хаотическое поведение. Авторы пришли к выводу, что введение интегрирования при малых постоянных затухания улучшает воспроизводимость цугов генерации, а при больших постоянных затухания резко сокращается область устойчивости.

Выбор способа управления электрооптическим модулятором играет существенную роль. Для примера приведем схему из работы [103], см. рис. 3.1. Часть лазерного излучения отклоняется в цепь обратной связи после двукратного прохождения активного элемента на обратном пути к делительной пластинке. Сократить задержку обратной связи в этом случае можно путем использования сигнала, отраженного от другой стороны пластинки сразу после выхода излучения из призмы Глана (ср. с рис. 4.1).

Помимо традиционного [103] способа управления генерацией, когда излучение направляется в систему отрицательной обратной связи от делительной пластинки, существует возможность использовать для управления модулято-

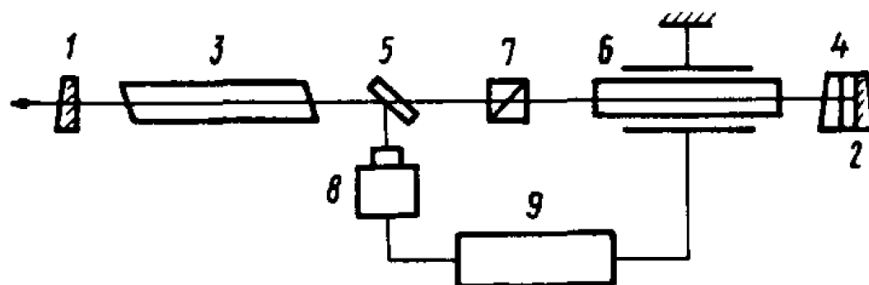


Рис. 3.1. Схема твердотельного лазера с отрицательной обратной связью [103]: 1, 2 — зеркала резонатора с коэффициентами отражения 60 и 99,8% соответственно; 3 — активный элемент (Nd:YAG); 4 — кювета с насыщающимся поглотителем (раствором красителя №3955 в изобутиловом спирте); 5 — стеклянная пластинка; 6 — ЭОЗ (модулятор МЛ-102), 7 — призма Глана; 8 — фотоприемник (ФЭУ 14ЭЛУ-ФК); 9 — усилитель.

ром излучение, отраженное от внутрирезонаторного поляризатора (рис. 3.2) [115–118]. Такое управление в режиме формирования коротких мощных цугов при внешней модуляции добротности обеспечивает безопасный режим работы фотоприемника.

3.1.2. Самосинхронизация мод и генерация коротких импульсов с помощью отрицательной обратной связи

В работе [119] показано, что при использовании достаточно быстрой системы ООС за счет выбора задержки можно формировать устойчивые импульсы длительностью меньше времен обхода резонатора и таким образом осуществлять режим синхронизации мод. Эксперименты проводились на установке, аналогичной описанной в работе [101]. Время обхода резонатора составляло 9 нс. Регулируемая задержка осуществлялась с помощью отрезков кабеля. Сопротивление R выбиралось из соображений согласования волнового сопротивления, при этом RC не превышало 2 нс. Были получены последовательности импульсов длительностью не более 4 нс. Заметного сокращения

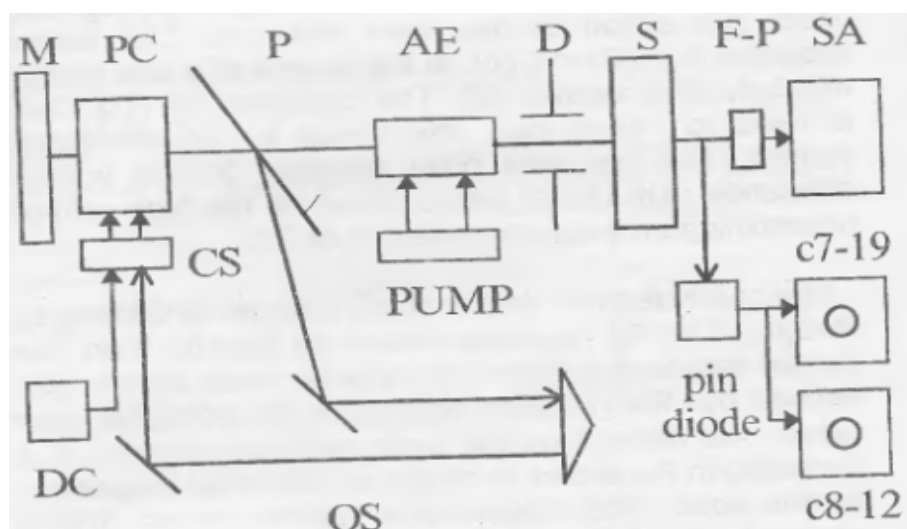


Рис. 3.2. Схема твердотельного лазера с управлением от внутрирезонаторного поляризатора. М — зеркало, РС — ячейка Поккельса, Р — поляризатор, АЕ — активный элемент, D — диафрагма, S — селектор, F-P — интерферометр Фабри-Перо, SA — спектроанализатор ОВА-268, С7-19 и С8-12 — осциллографы, DC — высоковольтный источник тока, CS — управляющая схема, OS — оптическая линия задержки [115].

длительности импульсов (более чем на порядок величины) удалось достичь при применении системы управления ООС на основе твердотельной оптоэлектроники [116, 118]. Высоковольтные сборки обратносмещенных кремниевых $p-n$ переходов позволяют формировать импульсы фототока длительностью менее 1 нс, обладают лучшей, чем вакуумные фотоэлементы чувствительностью, их малые размеры обеспечивают минимальные паразитные индуктивность и емкость при подаче напряжения на электрооптический кристалл. Многокомпонентная кремниевая высоковольтная структура была применена в качестве управляющего полупроводникового элемента внутрирезонаторной ячейки Поккельса лазера на неодимовом стекле [118] и YAG:Nd лазера [116]. Такая твердотельная оптоэлектронная система позволила одновременно осуществлять как генерацию импульсов одинаковой амплитуды, так и самосинхронизацию мод лазера без дополнительной модуляции добротности резонатора. В экспериментах с YAG:Nd лазером была достигнута длительность им-

пульса ~ 150 пс. Амплитуда управляющего напряжения на ячейке Погкельса ограничивалась насыщением активного элемента лазера и не превышала 500 В (10% от полуволнового напряжения ячейки). Переход к неодимовому стеклу дал возможность заметно увеличить среднюю мощность генерации и поднять управляющее напряжение до 1.5 кВ. Были получены гладкие, одинаковой амплитуды, с высокой степенью воспроизводимости, длинные цуги (~ 100 мкс) ультракоротких (< 20 пс) световых импульсов. Число импульсов в цуге составляло $\sim 10^4$. В работах [107, 120] теоретически и экспериментально рассмотрена возможность управления генерацией с помощью комбинации ПОС и ООС. Комбинация этих двух связей при определенном соотношении между задержками позволяет заметно сократить длительность импульсов. В экспериментах с Nd:YAG лазером с диодной накачкой при использовании двухсекционного низковольтного модулятора получены пикосекундные импульсы длительностью 30 пс.

3.1.3. Генерация пикосекундных импульсов в лазерах, управляемых комбинацией отрицательной и положительной обратной связей

Вопросу устойчивости систем, управляемых комбинацией двух инерционных или безынерционных обратных связей, работающих в режимах без задержки либо с задержкой на один проход, посвящены работы [120] и [105]. Показано, что использование двух безынерционных ООС при определенном значении относительной чувствительности в цепях обратных связей также приводит к увеличению области стабильности (до $r = 5$) по сравнению с одной безынерционной ОС. Управление с помощью одной инерционной обратной связи без задержки приводит к появлению гигантской области стабильности, которая расширяется с увеличением временной постоянной модулятора.

Однако время установления стационарного значения также увеличивается. В работе [120] показано, что переход к управлению комбинацией ПОС и ООС, где отрицательная ОС не имеет задержки, а положительная задержана на один проход, обеспечивает гигантскую область стабильности и весьма быстрый выход к стационарному режиму за несколько обходов резонатора.

3.2. Управление периодом регулярной динамики

Существенно различаются подходы к анализу динамических систем, управляемых обратными связями. Так, в работах [104, 108, 112] анализ строился на основе анализа дифференциальных уравнений. В данном параграфе представлены результаты, полученные с помощью анализа дискретных отображений.

3.2.1. Система с задержанной безынерционной отрицательной обратной связью

Известно [108], что увеличение задержки в цепи отрицательной обратной связи приводит к увеличению периодов регулярной динамики, возникающей при увеличении усиления в системе. На основе анализа дифференциальных уравнений было показано, что характерный период регулярных пульсаций составляет 4 времени задержки [108]. Представленный в диссертации метод анализа дискретных отображений позволяет более детально проследить поведение периода регулярной динамики в зависимости от задержки в цепи обратной связи. Рассмотрим отображение, обратная связь в котором задержана на k проходов:

$$x_{n+1} = rx_n(1 - x_{n-k}), \quad (3.4)$$

где x_{n+1} — энергия импульса на $(n+1)$ -м обходе, x_n — энергия импульса на n -м обходе, r — обобщенное усиление. Для того, чтобы найти период регулярной

динамики, развивающейся при увеличении усиления, воспользуемся способом линеаризации в окрестности стационарной точки [121]. Найдем отличные от нуля частные производные функции $f(x_n, x_{n-1}, \dots, x_{n-k}) = rx_n(1 - x_{n-k})$ в стационарной точке $x_p = 1 - 1/r$:

$$\begin{aligned} d_0 &= \frac{\partial f}{\partial x_n} = r(1 - x_p) = 1, \\ d_k &= \frac{\partial f}{\partial x_{n-k}} = -rx_p = -(r - 1) \end{aligned}$$

Подставим производные в характеристическое уравнение $1 = \sum_{m=0}^k \frac{d_m}{\lambda^{m+1}}$:

$$1 = \frac{1}{\lambda} + \frac{1-r}{\lambda^{k+1}}$$

или

$$\lambda^{k+1} - \lambda^k - (1-r) = 0 \quad (3.5)$$

Далее требуется найти корни уравнения, и из условия $\max\{|\lambda_i|\} = 1$ определить границу области устойчивости стационарного решения (“второй порог”). Представим один из корней с максимальным модулем в виде $\lambda_* = \rho e^{i\phi}$, где $|\lambda_*| = \rho = 1$. Подставляя в (3.5), получим $e^{i\phi(k+1)} - e^{i\phi k} - (1-r) = 0$. Воспользуемся формулой Эйлера $e^{i\phi} = \cos \phi + i \sin \phi$, чтобы разделить действительную и мнимую части характеристического уравнения:

$$\cos(\phi(k+1)) + i \sin(\phi(k+1)) - \cos(\phi k) - i \sin(\phi k) - (1-r) = 0 \quad (3.6)$$

и заменим его эквивалентной системой уравнений:

$$\begin{cases} \sin(\phi(k+1)) - \sin(\phi k) = 0 \\ \cos(\phi(k+1)) - \cos(\phi k) = 1-r \end{cases} \quad (3.7)$$

Используем формулу разности двух синусов $\sin \alpha - \sin \beta = 2 \sin \frac{\alpha-\beta}{2} \cos \frac{\alpha+\beta}{2}$.

Из первого уравнения системы (3.7) найдем $\phi(k)$ ().

$$2 \sin \frac{\phi}{2} \cos \frac{\phi(k+1) + \phi k}{2} = 0 \quad (3.8)$$

Отбрасывая тривиальное решение $\phi = 0$, находим наименьший положительный корень уравнения (3.8) из соотношения $\phi(2k+1)/2 = \pi/2$:

$$\phi = \frac{\pi}{2k+1} \quad (3.9)$$

Поскольку период гармонической модуляции равен¹ $T_{r_2} = \frac{2\pi}{\arg(\lambda)} = \frac{2\pi}{\phi}$, окончательно получим

$$T_{r_2}(k) = 4k + 2. \quad (3.10)$$

Из второго уравнения системы (3.7), используя формулу разности двух косинусов, найдем максимальное превышение над порогом, при котором наблюдается стационарная динамика:

$$\begin{aligned} \Delta r(k) &= \cos\left(\frac{\pi k}{2k+1}\right) - \cos\left(\frac{\pi(k+1)}{2k+1}\right) = 2 \sin\left(\frac{\pi(2k+1)}{2(2k+1)}\right) \sin\left(\frac{\pi}{2(2k+1)}\right), \\ \Delta r(k) &= 2 \sin\left(\frac{\pi}{4k+2}\right). \end{aligned} \quad (3.11)$$

График функции $\Delta r(k)$ представлен на рисунке 3.3. Таким образом, период гармонической модуляции растет с увеличением k линейно, а ширина области стационарной динамики быстро убывает с увеличением задержки k .

3.2.2. Инерционность обратной связи и характерный период регулярной нелинейной динамики

В случае одной инерционной отрицательной обратной связи, задержанной на k проходов, соответствующее отображение принимает вид:

$$x_{n+1} = rx_n \left(1 - \sum_{m=k}^{\infty} x_{n-m} \gamma^{m-k} \right). \quad (3.12)$$

¹ Строгое рассмотрение бифуркации Неймарка-Сакера, дающее связь между периодом развивающейся гармонической модуляции и комплексным аргументом мультипликатора (корня характеристического уравнения матрицы Якоби), можно найти в книге [121].

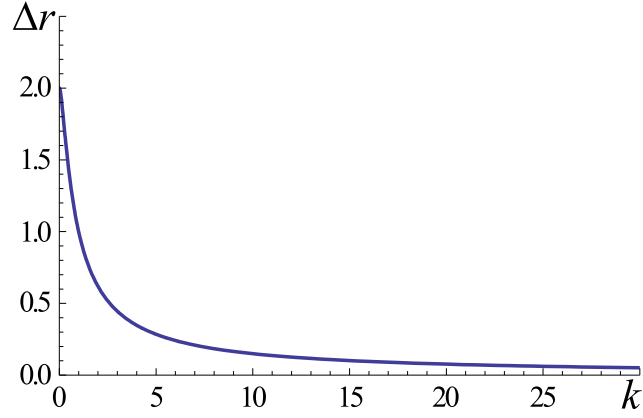


Рис. 3.3. Зависимость ширины области устойчивости Δr от времени задержки обратной связи k .

Здесь γ – коэффициент затухания (см. также Главу 5). При $\gamma \ll 1$

$$T_{r_2}(k) = \frac{2((2k+1) - \gamma(2k-1))}{1 - \gamma}. \quad (3.13)$$

Второй порог определяется как

$$r_2(k) = 1 + \frac{-\cos((k+1)\phi(k)) + (\gamma+1)\cos(k\phi(k)) - \gamma\cos((k-1)\phi(k))}{1 - \gamma}, \quad (3.14)$$

где

$$\phi(k) = \frac{\pi(1 - \gamma)}{(2k+1) - (2k-1)\gamma}. \quad (3.15)$$

В формуле (3.13) предельный переход к безынерционной системе с одной отрицательной обратной связью ($\gamma = 0$), задержанной на k проходов, дает зависимость периода от задержки, полученную в п. 3.2.1.

При близких к единице значениях γ период может быть аппроксимирован функцией

$$T(k) = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{8(1-\gamma)}{(2k+1)^2 - \gamma(2k-1)^2}}} \quad (3.16)$$

Семейства кривых, рассчитанных по двум полученным формулам (3.13) и (3.16), представлены на одном графике (рис. 3.4) для сравнения. Показаны зависимости периода регулярной динамики от γ для k изменяется от 0

до 10. Нулевому значению k соответствуют нижние кривые, с увеличением k период растёт. Для $\gamma \sim 1$ кривые показаны только на промежутке $[0.8, 1)$. Проведенный анализ показывает, что инерционность обратной связи приво-

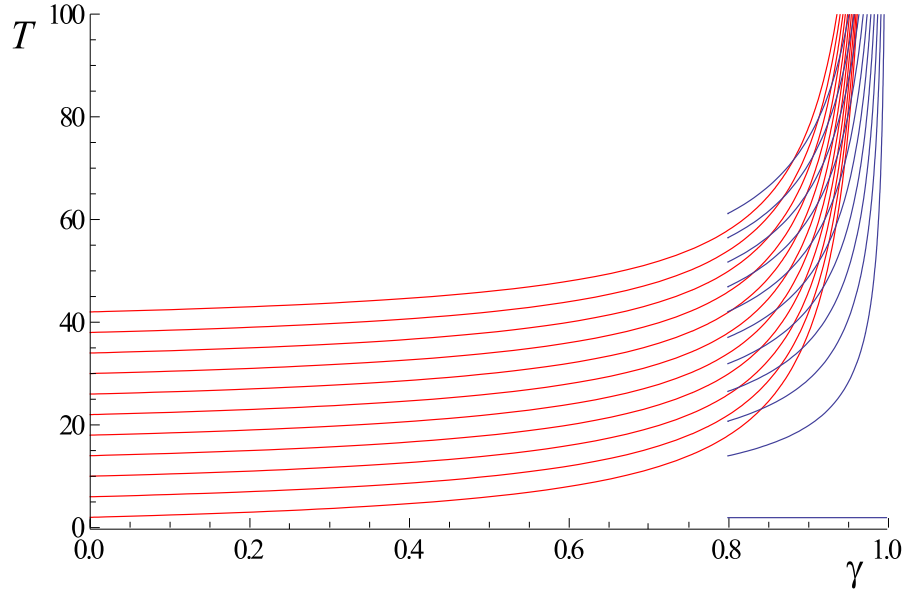


Рис. 3.4. Семейства кривых, рассчитанных по формулам (3.13) (слева) и (3.16) (справа).

дит к *увеличению* периода регулярной динамики по сравнению с периодом, возникающим при управлении безынерционной обратной связью. Поэтому в случае если инерционность обратной связи не препятствует достижению других (не связанных с периодом динамики) параметров, достаточно рассмотреть систему с безынерционной связью.

3.3. Динамика отображения с двумя обратными связями

Применение двух связей позволяет существенно обогатить динамику за счет дополнительных параметров, которыми характеризуется комбинация связей: относительных чувствительности и задержки обратных связей. Преимущества управления комбинацией двух обратных связей обнаруживаются

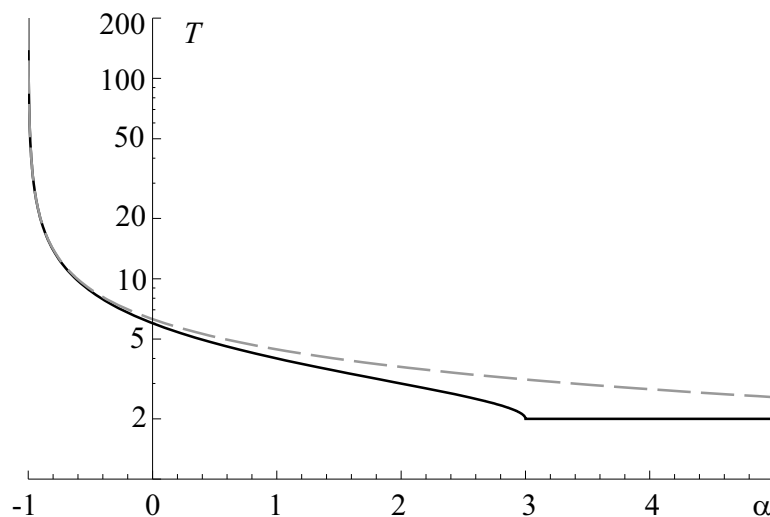


Рис. 3.5. Расчетная зависимость периода колебаний $T_{r_2}(\alpha)$ от относительной чувствительности α для отображения (3.17): кривые совпадают в области отрицательных значений аргумента. Верхняя пунктирная кривая соответствует первому приближению (3.18), нижняя сплошная линия — точный результат (Б.14).

уже при анализе точечного отображения вида

$$x_{n+1} = rx_n(1 - \alpha x_n - x_{n-1}), \quad (3.17)$$

где α — относительная чувствительность обратных связей, r — обобщенное усиление, x_n — энергия импульса на обходе с номером n . Отметим, что положительное значение α означает, что обе связи отрицательны. И наоборот, отрицательное значение α означает, что связь, действующая первой — положительна (ПОС), а отрицательная задержана на один обход. Динамика отображения (3.17) значительно отличается от динамики логистического отображения: возможно развитие регулярных пульсаций с периодом больше 3 обходов. Хорошее представление о наборе реализующихся при таком способе управления динамических режимов дают фазопараметрические диаграммы, помещенные в приложение В (стр. 183), см. также п. А.4 (стр. 172).

Зависимость периода пульсаций T_{r_2} на верхней границе области устойчивости r_2 от относительной чувствительности обратных связей, рассчитанная

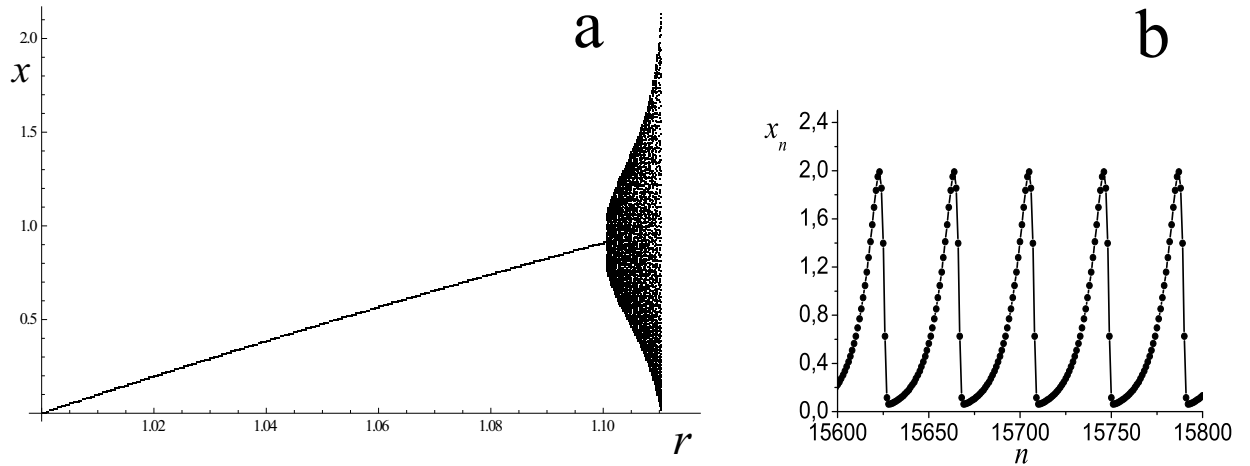


Рис. 3.6. Результаты численного моделирования динамики дискретного отображения с двумя связями (3.17) при $\alpha = -0.9$: (а) фазопараметрическая диаграмма, (б) пример регулярной нелинейной динамики с периодом 41 при $r = 1.11$.

методом линейного анализа устойчивости стационарных точек отображения, представлена на рис. 3.5. Вблизи $\alpha = -1$ период может быть аппроксимирован функцией вида (см. Приложение Б, вывод формулы (Б.15))

$$T_{r_2}(\alpha) = \frac{2\pi}{\sqrt{\alpha + 1}}. \quad (3.18)$$

Отсюда следует, что в данной системе может наблюдаться регулярная динамика с большими периодами в десятки и сотни обходов (см. рис. 3.5). Пример динамики при $\alpha = -0.9$ представлен на рис. 3.6. Фазопараметрическая диаграмма и пример хаотической динамики отображения (3.17) при $\alpha = -0.5$ представлен на рис. 3.7.

Таким образом, развитие режима регулярных пульсаций возможно в лазере, управляемом комбинацией обратных связей, где действие отрицательной обратной связи задержано на одно время обхода светом резонатора по отношению к положительной обратной связи. Этот сценарий управления перспективен для создания задающего генератора для оптической системы импульсно-периодического лазерно-электронного источника рентгеновского излучения.

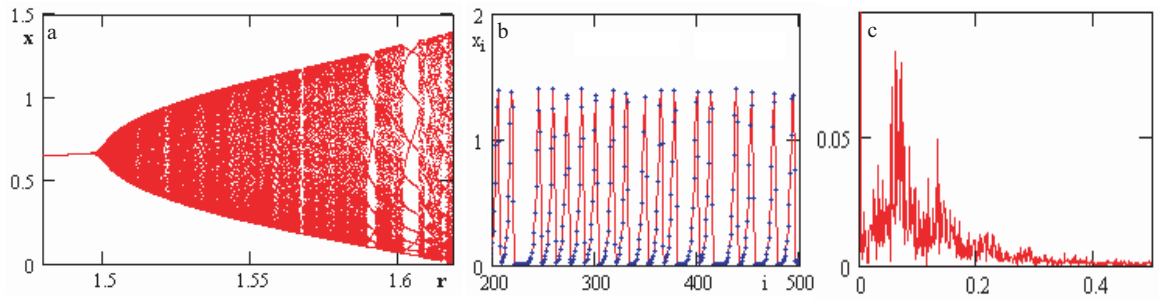


Рис. 3.7. Численное моделирование динамики отображения (3.17) при $\alpha = -0.5$: (a) фазопараметрическая диаграмма, (b, c) пример хаотической динамики при $r = 1.61892$ (b — последовательность пульсаций; c — спектр огибающей. По горизонтальным осям: a — усиление r , b — обходы (номер члена последовательности n), c — обратные обходы).

3.4. Выводы к третьей главе

- С целью разработки специальных методов управления излучением задающего генератора импульсно-периодического рентгеновского источника изучены условия существования и особенности режимов нелинейной динамики в виде пульсаций с периодами, в сто и более раз превышающими время обхода светом резонатора.
- Исследована динамика точечных отображений, описывающих поведение энергии лазерных импульсов в режиме синхронизации мод при управлении одной (отрицательной) или двумя (положительной и отрицательной) обратными связями в безынерционном и инерционном режимах:
 - а) получена формула для периода регулярной динамики над верхней границей области устойчивости точечного отображения, соответствующего управлению лазером задержанной безынерционной обратной связью, точно описывающая поведение системы при малых задержках;
 - б) предложены новые подходы для увеличения периода динамики: увеличение инерционности единственной обратной связи или, что более

перспективно, управление с помощью комбинации безынерционных положительной и задержанной относительно нее отрицательной обратных связей;

в) сценарий хаотизации динамики отображения, соответствующего комбинации положительной и отрицательной обратных связей, в перспективе с точки зрения получения больших периодов режиме соответствует наличию аттрактора шильниковского типа (хаотическое изменение как амплитуды, так и периода пульсаций), в отличие от систем с фейгенбаумовским сценарием хаотизации через удвоение периода;

- Идея использования комбинации положительной и отрицательной связи является новой, и целесообразно исследовать возможность применения такого метода для реализации режимов регулярной динамики в виде пульсаций с периодом десятки-сотни времен обхода светом резонатора.

Глава 4

Генерация регулярных последовательностей цугов коротких импульсов с суб- и микросекундным периодом в Nd:YAG лазере с миллисекундной накачкой

Глава посвящена экспериментальной реализации задающего генератора оптической системы лазерно-электронного источника. Получены режимы генерации воспроизводимых миллисекундных цугов коротких импульсов, а также регулярных последовательностей микроцугов пикосекундных импульсов с большими периодами. Для осуществления режима генерации большого числа микроцугов с регулируемым периодом следования предложена схема, в которой излучение для управления генерацией подается от поляризатора внутрирезонаторного электрооптического модулятора. Показано, что такая система управления соответствует комбинации двух обратных связей, в которой отрицательная обратная связь задержана относительно положительной на один обход светом резонатора. Предложенный способ управления обеспечивает генерацию большого числа микроцугов пикосекундных импульсов с уникальной возможностью перестройки периода следования микроцугов изменением напряжения смещения внутрирезонаторного электрооптического модулятора. Для увеличения периода пульсаций в той же конфигурации резонатора предложен способ генерации регулярных пульсаций за счет самовозбуждения сдвиговых акустических колебаний в кристалле электрооптического модулятора. Переключение между режимами осуществлялось выбором положения лазерного луча в сечении кристалла DKDP, соответствующего пучности стоячей акустической волны. Основные результаты главы опубликованы в рабо-

тах [32, 33, 36].

4.1. Генерация регулярных последовательностей цугов коротких импульсов с субмикросекундным периодом

В п. 3.3 (стр. 72) показано, что перспективным с точки зрения осуществления режима регулярной динамики в виде регулярных пульсаций с периодом десятки-сотни обходов резонатора является сценарий управления, в котором действие положительной обратной связи опережает на один обход действие отрицательной. Обычным способом реализации такого сценария управления было бы использование двух систем обратных связей. В настоящей главе разработан подход, основанный на применении только одной системы опто-электронной отрицательной обратной связи, использующей излучение, отраженное от поляризатора внутрирезонаторной ячейки Поккельса (рис. 4.1).

4.1.1. Новые возможности при использовании излучения, отраженного от внутрирезонаторной ячейки Поккельса

Рассмотрим систему обратной связи подробнее. По существу, акт дискретного управления происходит при прохождении излучения через поляризатор внутрирезонаторной ячейки Поккельса, осуществляющей ООС (отсекается часть энергии импульса, деполяризованного при прохождении модулятора). По аналогии с [103], в случае малого изменения длительности энергия E_{n+1} для $(n + 1)$ -го импульса в резонаторе связана с E_n рекуррентным соотношением

$$E_{n+1} = E_n G^2 R P_n, \quad (4.1)$$

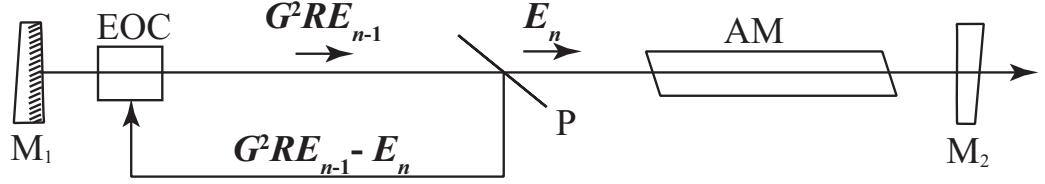


Рис. 4.1. Схема лазера с управлением от поляризатора: АМ — активная среда; Р — поляризатор; М₁, М₂ — зеркала резонатора; ЕОС — электрооптический кристалл ячейки Поккельса.

где P_n — пропускание модулятора, G — усиление в активном элементе, R — коэффициент отражения выходного зеркала (пассивные потери). Воспользуемся линейной аппроксимацией

$$P_n = P_0 (1 - k_2 B_n), \quad (4.2)$$

где P_0 — начальное пропускание модулятора, соответствующее постоянному напряжению смещения, k_2 — эффективная чувствительность ОС, а управляющее воздействие B_n пропорционально разности светового потока, падающего на поляризатор и прошедшего через него (см. рис. 4.1)¹. С учетом смены номера прохода при дискретном управлении получаем:

$$B_n = E_{n-1} G^2 R - E_n \quad (4.3)$$

¹ Действительно, $P_n = \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{U_0 + U}{U_{\lambda/2}} \right)$. Воспользуемся разложением функции $P_n(U)$ вблизи точки $U = 0$: $P_n(U) = \cos^2 \left(\frac{U_0 \pi}{2} \right) - \pi \cos \left(\frac{U_0 \pi}{2} \right) \sin \left(\frac{U_0 \pi}{2} \right) U + O(U)^2 = P_0 (1 - \pi \operatorname{tg} \left(\frac{U_0 \pi}{2} \right) U)$, где $P_0 = \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{U_0}{U_{\lambda/2}} \right)$. Если чувствительность обратной связи k_1 , то $U = k_1 B_n$. Тогда $P_n = P_0 (1 - k_2 B_n)$, где $k_2 = [\pi \operatorname{tg} \left(\frac{U_0 \pi}{2} \right)] k_1$ — эффективная чувствительность обратной связи. Множитель в квадратных скобках в последней формуле при работе с малыми напряжениями смещения является малой величиной. Как будет показано далее, именно при малых смещениях реализуются режимы, необходимые для лазерно-электронного источника. Поэтому для эффективного управления в условиях малых смещений требуется повышать чувствительность ОС или уровень мощности лазера. Для этих целей при создании задающего генератора был предпринят комплекс мер, включая использование внутрирезонаторного телескопа в оптической схеме и высокочувствительного фотозлемента — в цепи ОС.

Подставим это выражение в формулу (4.1):

$$E_{n+1} = E_n G^2 R P_0 (1 - k_2 (E_{n-1} G^2 R - E_n)). \quad (4.4)$$

Производя замену $r = G^2 R P_0$ и перенормировку $E_n = x_n \frac{P_0}{r k_2}$, получаем

$$\begin{aligned} E_{n+1} &= E_n r \left(1 - k_2 E_{n-1} \frac{r}{P_0} + k_2 E_n \right), \\ x_{n+1} &= x_n r \left(1 - x_{n-1} + \frac{P_0}{r} x_n \right). \end{aligned} \quad (4.5)$$

Отображение (4.5) в применении к задаче генерации регулярных пульсаций с большими периодами обладает теми же свойствами, что и отображение (3.17), несмотря на то, что в множитель, соответствующий относительной чувствительности, входит управляющий параметр r . При увеличении r уменьшается абсолютное значение относительной чувствительности, но период регулярных пульсаций растет (см. п. A.5, стр. 178). В пределе малых начальных напряжений смещения, что соответствует $\alpha \sim -1$ в отображении (3.17), зависимость второго порога от напряжения U_0 может быть аппроксимирована следующей функцией:

$$r_2(U_0) \approx 1 + \frac{\pi^2}{4} \left(\frac{U_0}{U_{\lambda/4}} \right)^2 \quad (4.6)$$

При этом расчетный период динамики вблизи второго порога составляет

$$T_{r_2}(U_0) \approx 2T_r \sqrt{\frac{2\pi U_{\lambda/4}}{U_0}}. \quad (4.7)$$

Таким образом, в лазере, управляемом системой ООС с использованием излучения, отраженного от поляризатора внутрирезонаторной ячейки Покельса, можно ожидать возникновения регулярных пульсаций с периодом, намного превышающим время обхода светом резонатора.

4.1.2. Nd:YAG лазер с оптоэлектронным управлением с импульсно-периодической миллисекундной накачкой.

Экспериментальная установка

С целью экспериментальной реализации задающего генератора лазерно-электронного рентгеновского источника был создан лазер, управляемый системой отрицательной обратной связи, с импульсно-периодической миллисекундной накачкой. Эксперименты проводились на установке, схема которой представлена на рис. 4.2. Режим самосинхронизации мод осуществлялся за счет выбора задержки в цепи оптоэлектронной ООС, при которой потери электрооптического модулятора во время прохода лазерного импульса минимальны. Особенности синхронизации мод, когда модулятор управляется напрямую фототоком оптоэлектронных структур, были подробно описаны в [35]. Такой режим управления позволяет генерировать короткие импульсы в активных элементах на основе Nd длительностью десятки–сотни пикосекунд [107, 118, 122].

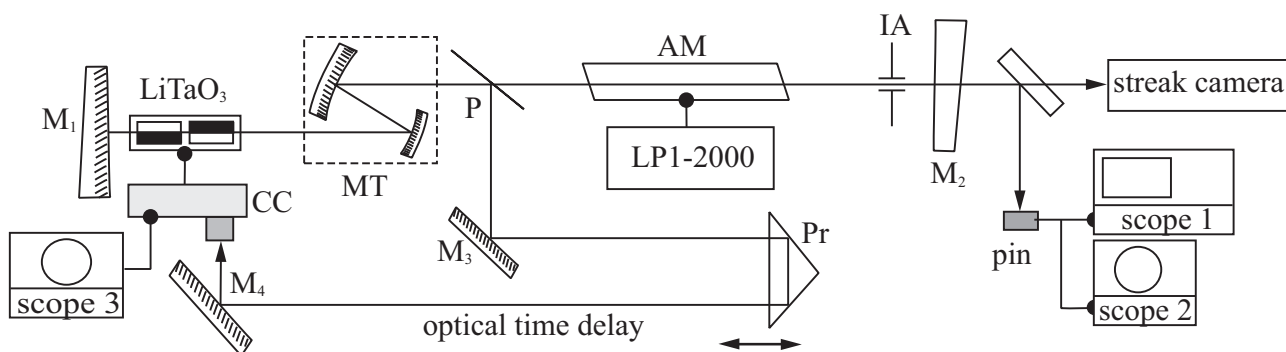


Рис. 4.2. Миллисекундный Nd:YAG лазер с ламповой накачкой. AM — активная среда; P — поляризатор, M₁, M₂ — зеркала резонатора; M₃, M₄ — зеркала оптической задержки; Pr — призма; IA — диафрагма; MT — зеркальный телескоп; LiTaO₃ — электрооптические кристаллы модулятора; CC — управляющая схема цепи обратной связи.

Лазер работал в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения 1 Гц. Был использован миллисекундный источник питания с неполным

разрядом LP1-2000-350/30000. Управление параметрами выходного импульса производилось с помощью ЭВМ. Это дало возможность изменять длительность импульса с точностью 0.1 мс, а напряжение с точностью 1.5 В. Максимальная частота повторения импульсов для блока с неполным разрядом составляла 200 Гц. Максимальная выходная мощность блока питания составляла 2 кВт, а максимальные значения длительности импульса, зарядного напряжения и энергии разряда — 3.9 мс, 350 В и 250 Дж.² Миллисекундный источник питания работал в режиме дежурной дуги (ток ~ 1 А).

Активным элементом служил стержень Nd:YAG ($\varnothing 6.3 \times 60$ мм), помещенный в термостатированный квантрон К-104 Г. Резонатор был образован двумя плоскими зеркалами с коэффициентами отражения 0.98 и 0.35 на клиновидных подложках и имел длину ~ 150 см, время обхода $T_r = 10$ нс. Зеркальный телескоп с коэффициентом увеличения 3:1 состоял из двух сферических зеркал с радиусами кривизны 100 и 300 мм. Для селекции низшей поперечной моды резонатора в резонатор была установлена ирисовая диафрагма с рабочим диаметром 3 мм. Использование телескопа позволило увеличить объем моды в активном элементе, повысить выходную мощность и уменьшить влияние насыщения активной среды в процессе генерации, управляемой системой ООС. Кроме того, с помощью телескопа диаметр лазерного луча в кристалле внутрирезонаторного электрооптического модулятора был уменьшен до < 400 мкм (ширина на половине высоты по интенсивности).

Использовалась система оптоэлектронной отрицательной обратной связи на основе высоковольтной кремниевой мезаструктуры с напряжением лавинного пробоя 1200 В [122]. Отраженное от расположенного под углом Брюстера многослойного поляризатора излучение через систему оптической задержки отводилось на мезаструктуру. Данный фотоэлемент на основе одного p - n перехода, по сравнению с многопереходной кремниевой структурой

² Максимальные величины не достигаются одновременно.

[118], обладает большей (примерно в 10 раз) чувствительностью. Наряду с использованием внутрирезонаторного телескопа, большая чувствительность дает возможность заметно расширить диапазон уровня мощности излучения, в котором возможна эффективная работа ОС.

Двухсекционный модулятор был изготовлен из двух кристаллов танталата лития (LiTaO_3) по термокомпенсированной схеме $3 \times 3 \times 15 \text{ мм}^3$ (поперечный электрооптический эффект, $U_{\lambda/4} \sim 200 \text{ В}$ на длине волны $\lambda = 1.064 \text{ мкм}$). Модулятор был смонтирован непосредственно на плате управляющей схемы, расположенной вблизи глухого зеркала резонатора.

Под действием света схема формировала управляющее напряжение, которое закрывало электрооптический модулятор, осуществляя отрицательную обратную связь. При определенной величине оптической задержки в цепи ООС реализовывался режим самосинхронизации мод, генерировались короткие импульсы, а управляющее напряжение имело форму несимметричной “пилы”. Излучение лазера регистрировалось с помощью pin-диода аналоговым осциллографом С1-97 и цифровым осциллографом Tektronix TDS-3052 (5 GS/s, 500 MHz). Временной ход управляющего напряжения регистрировался с помощью высокочастотного делителя и скоростного осциллографа С7-19 (полоса 5 ГГц). Тонкая временная структура излучения исследовалась с помощью электронно-оптической камеры с линейной разверткой АГАТ СФ-3М (разрешение $< 2 \text{ пс}$).

За счет использования блока питания с неполным разрядом динамика лазерной системы с внутрирезонаторным электрооптическим модулятором на основе LiTaO_3 исследовалась в условиях медленного изменения усиления в активном элементе. Была продемонстрирована возможность генерации последовательностей коротких импульсов примерно одинаковой амплитуды с изменяемым полным числом (до $3.5 \cdot 10^5$), за счет регулировки времени разряда. На рис. 4.3 показан временной ход генерации лазера и свечения лампы

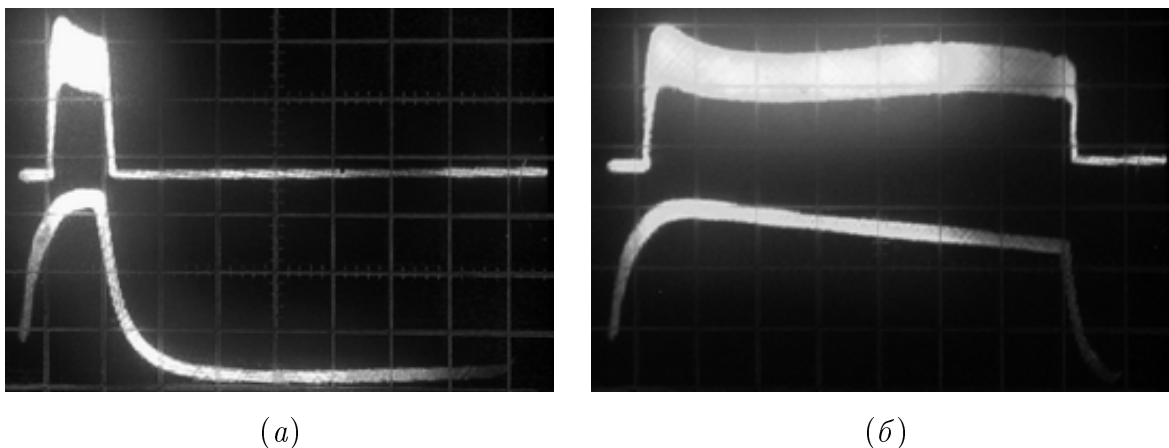


Рис. 4.3. Временной ход генерации лазера (вверху) и свечения лампы накачки (внизу): (а) — время разряда 0.5 мс, (б) — время разряда 3.9 мс. Масштаб по горизонтали — 0.5 мс в клетке, осциллограф С8-14.

накачки для двух значений времени разряда, записанный с помощью запоминающего осциллографа С8-14.

4.1.3. Исследование зависимости периода гармонической модуляции огибающей коротких импульсов от напряжения смещения

С увеличением мощности накачки лазер переходил в режим генерации регулярных пульсаций с периодом порядка нескольких десятков T_r . Развитие пульсаций начиналось со слабой гармонической модуляции огибающей последовательности импульсов. Пример обзорной осциллограммы при развитии режима регулярных пульсаций с периодом 0.5 мкс представлен на рис. 4.4. Целью предварительного эксперимента было подтверждение предположения о зависимости периода от постоянного напряжения смещения модулятора. Используемый двухсекционный термокомпенсированный модулятор не был сбалансирован: максимальное пропускание достигалось при напряжении смещения 60 В. В таблице 4.1 указано действующее напряжение (напряжение смещения за вычетом 60 В). Использовалась одна секция модулятора, при

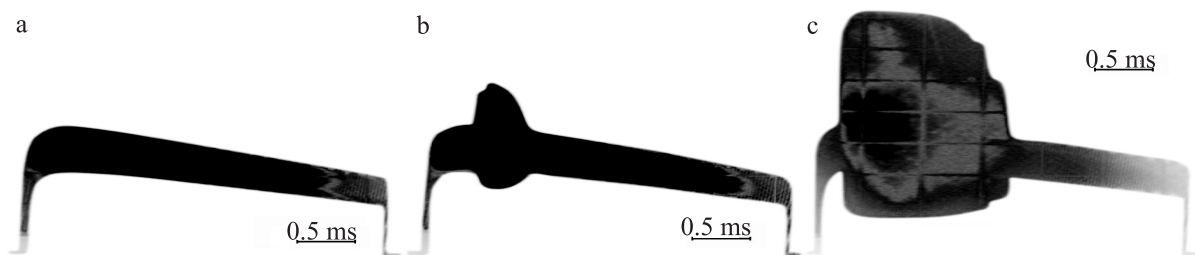


Рис. 4.4. Обзорная картина развития пульсаций излучения с ростом усиления (b на 7%, c на 13% по сравнению с a), низкочастотный запоминающий осциллограф С8-14. Вертикальный масштаб одинаков для всех осциллограмм. Цуг коротких импульсов отображается в виде узкой темной полосы, режим микроцугов — в виде широкой.

этом четвертьволновое напряжение составляет 400 В. Для достижения больших периодов была выбрана относительно большая инерционность оптоэлектронного управления (порядка $4T_r$). Емкость секции составляла 15 пФ, емкость мезаструктуры при напряжении смещения 1 кВ — 20–22 пФ. Разрядное сопротивление схемы $R_{\text{разр}}$ оптоэлектронного управления было выбрано 1.1 кОм. Таким образом, временная постоянная инерционности управления $\tau = R_{\text{разр}}(C_{\text{мод}} + C_{\text{мезаструктуры}} + C_{\text{монтажа}})$ составляла $\sim 4T_r$. В пользу такого выбора свидетельствует рисунок 4.5, на котором показана зависимость периода гармонической модуляции огибающей от постоянного напряжения смещения для инерционного ($4T_r$) и безынерционного управления.

Методика эксперимента сводилась к следующему. Для регистрации лазерного излучения на цифровой осциллограф массив данных объемом 10^4 точек записывался с погрешностью до 2% по амплитуде. Период гармонической модуляции последовательностей с глубиной модуляции до 30% определялся по процедуре, заключающейся в измерении расстояния между вершинами пульсаций и делении на количество пульсаций, что дает точность порядка ± 20 нс. График экспериментально полученной зависимости представлен на рис. 4.5. В таблице 4.1 приведены периоды зарегистрированных режимов развитых регулярных пульсаций со ссылками на осциллограммы.

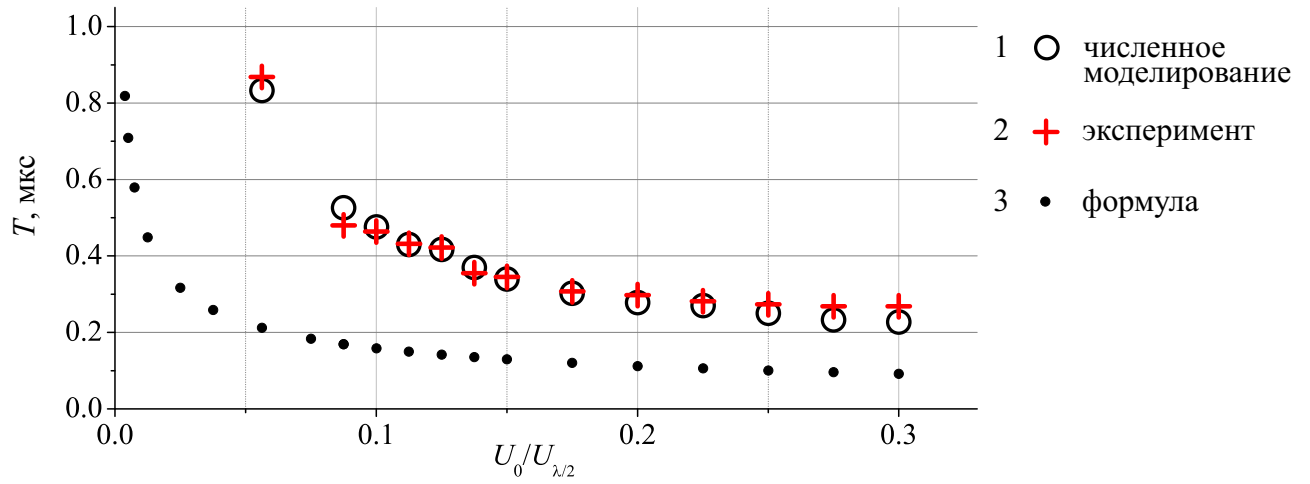


Рис. 4.5. Период гармонической модуляции T в зависимости от напряжения смещения U_0 : 1 — расчет в программе LaserIV (для $RC = 4T_r$), 2 — экспериментальные данные, 3 — расчет по формуле (4.7) для безынерционных связей. Напряжение смещения U_0 нормировано на половолновое напряжение модулятора.

4.1.4. Генерация последовательностей цугов коротких импульсов с использованием внутривибронаторного модулятора на основе LiTaO_3

Анализ осциллограмм показал, что относительное увеличение периода развитых пульсаций по сравнению с периодом гармонической модуляции при том же значении U_0 лежит в диапазоне десятков процентов.

Таблица 4.1. Период развитых пульсаций в зависимости от напряжения смещения U_0 и соответствующие осциллограммы.

U_0 , В	120	110	100	90	80	70	60	50	45	40	22.5	10
T , мкс	0.30	0.31	0.32	0.33	0.38	0.43	0.48	0.49	0.52	0.62	0.91	1.7
Рис.	4.6			4.7					4.8	4.9	4.10	4.11

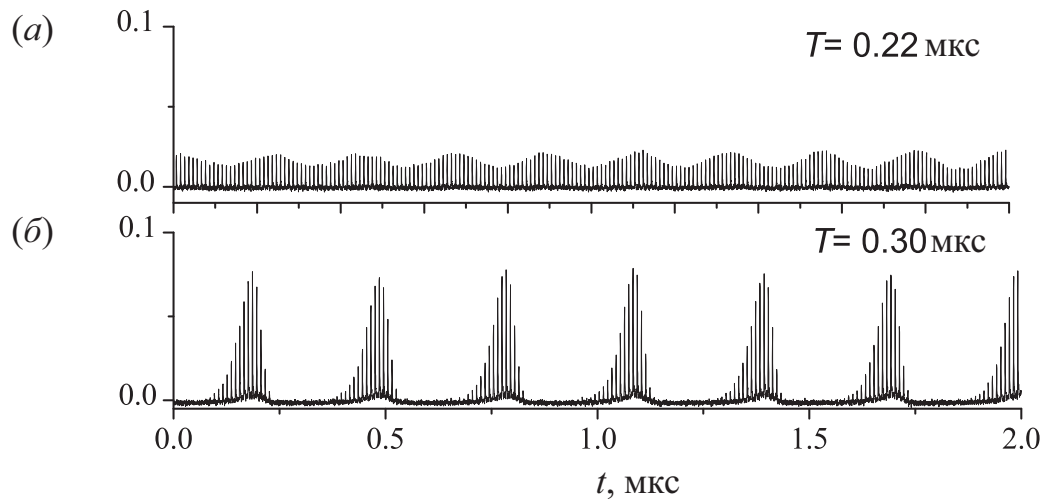


Рис. 4.6. Динамика генерации при действующем напряжении смещения $U_0 = 120 \text{ В}$: (a) — режим гармонической модуляции, (б) — режим развитых пульсаций с периодом $T = 0.30 \text{ мкс}$. Цифровой осциллограф Tektronix TDS-3052.

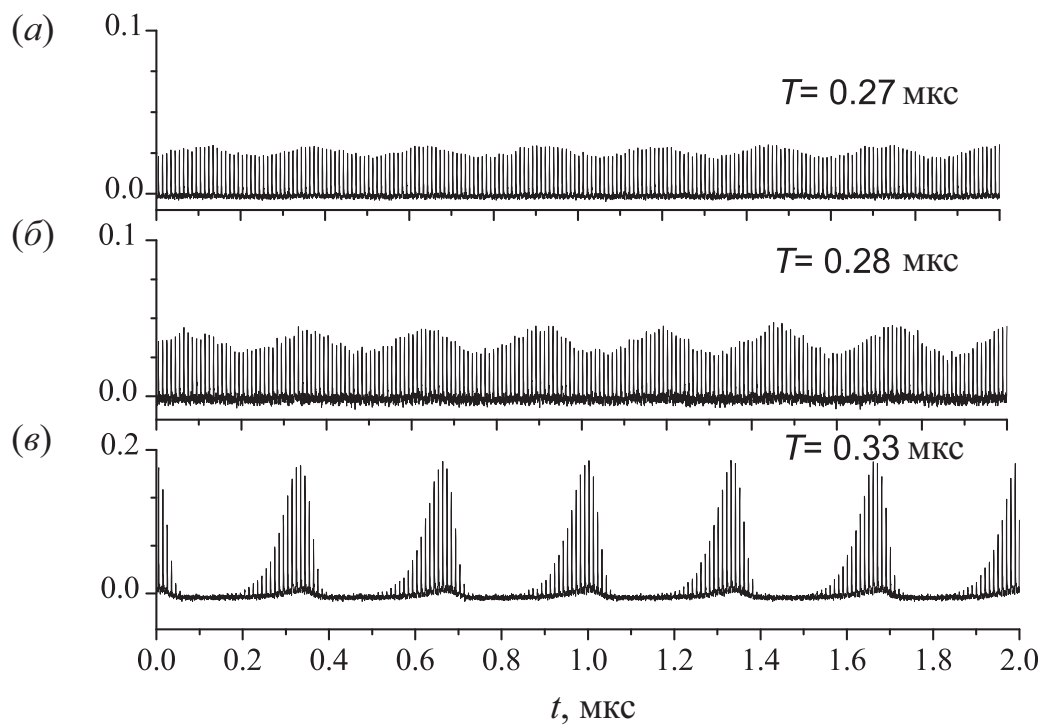


Рис. 4.7. Динамика генерации при действующем напряжении смещения $U_0 = 90 \text{ В}$: (a), (б) — гармоническая модуляция, (в) — режим развитых пульсаций с периодом $T = 0.33 \text{ мкс}$. Цифровой осциллограф Tektronix TDS-3052.

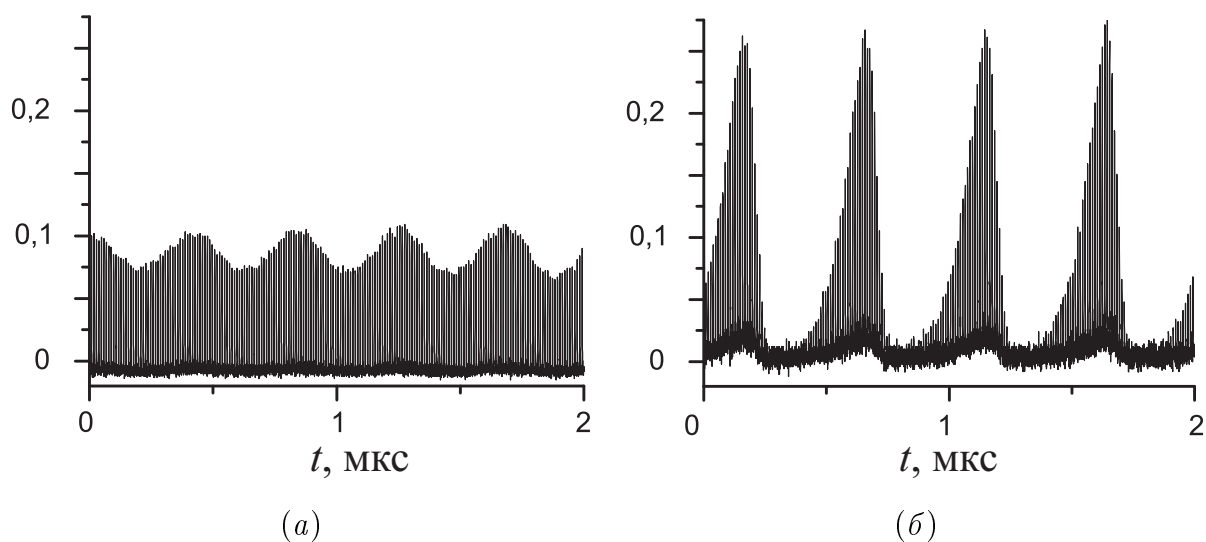


Рис. 4.8. Динамика генерации при действующем напряжении смещения $U_0 = 45$ В: (а) — режим гармонической модуляции, (б) — режим развитых пульсаций с периодом $T = 0.52$ мкс. Цифровой осциллограф Tektronix TDS-3052.

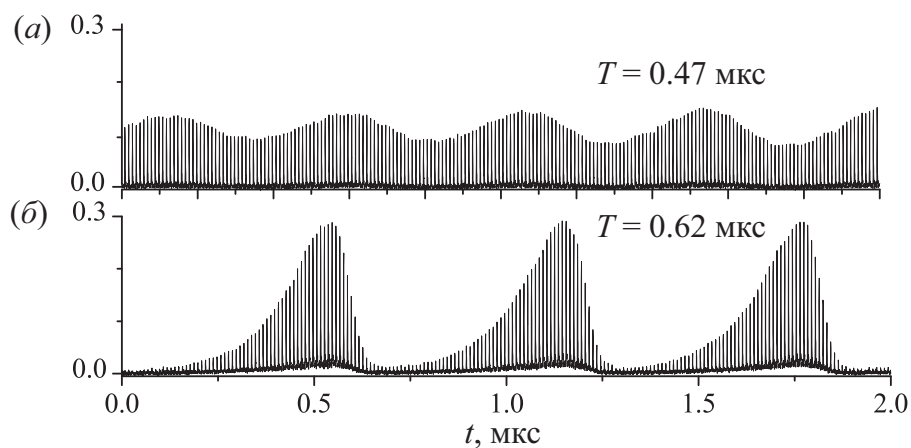


Рис. 4.9. Динамика генерации при действующем напряжении смещения $U_0 = 40$ В: (а) — режим гармонической модуляции, (б) — режим генерации развитых пульсаций. Цифровой осциллограф Tektronix TDS-3052.

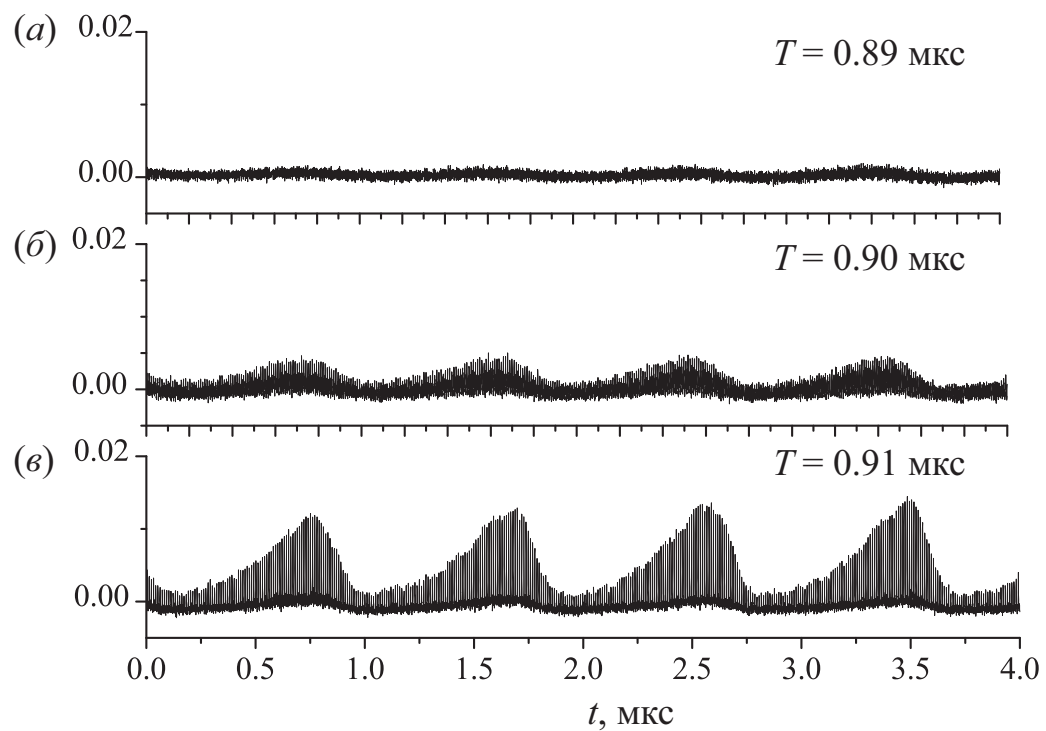


Рис. 4.10. Динамика генерации при действующем напряжении смещения $U_0 = 22.5 \text{ В}$: (a) — режим гармонической модуляции, (б), (в) — режимы генерации пульсаций, мощность накачки возрастает от (a) к (в). Цифровой осциллограф Tektronix TDS-3052.

Эксперименты показали, что при переходе к низкочастотным пульсациям (см. рис. 4.10, $T = 0.9$ мкс) скважность пульсаций уменьшается. Это ограничивает возможности применения рассмотренного метода для высокоэффективного формирования временной структуры томсоновского источника. По-видимому, предложенная методика позволяет получить удобные для практического применения режимы в диапазоне периодов $30\text{--}75T_r$, причем период плавно регулируется выбором напряжения смещения модулятора и уровнем накачки.

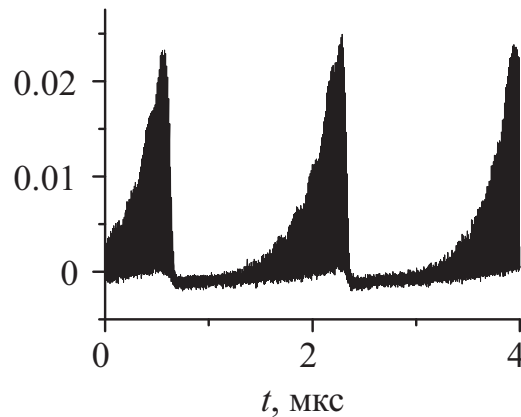


Рис. 4.11. Режим пульсаций с периодом $T \sim 1.7$ мкс, действующее напряжение смещения $U_0 = 10$ В. Цифровой осциллограф Tektronix TDS-3052.

При дальнейшем уменьшении U_0 период пульсаций возрастал, однако регулярной динамика оставалась лишь в течение нескольких периодов на переднем фронте мощности накачки. Пример осциллограммы последовательности пульсаций с периодом ~ 1.7 мкс представлен на рис. 4.11. Значительная чувствительность системы к изменению уровня мощности накачки и достаточно малая ширина области устойчивости при U_0 , близких к 0, не позволили получить установившийся режим генерации регулярных пульсаций с периодом свыше 100 времен обхода резонатора.

4.2. Генерация регулярных последовательностей коротких импульсов с дискретно изменяемым микросекундным периодом

Эксперименты с модулятором из танталата лития, описанные в п. 4.1, показали, что для режимов регулярных пульсаций с периодом порядка 100 обходов светом резонатора характерно поведение, существенно отличное от результатов расчетов. Это, во-первых, двухкратное увеличение периода пульсаций (рис. 4.12а) и во-вторых, высокочастотная модуляция огибающей (рис. 4.12б). При этом отмечена низкая воспроизводимость временного хода излучения.

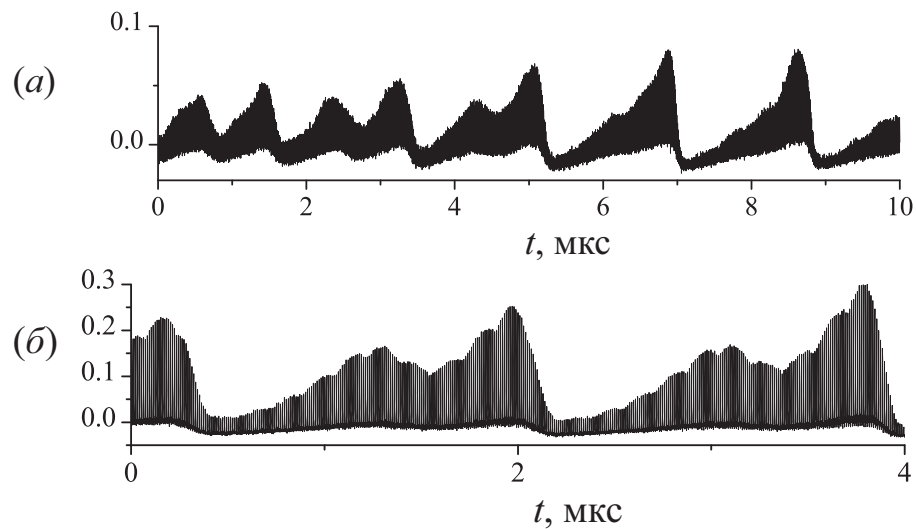


Рис. 4.12. Временной ход излучения лазера с модулятором из танталата лития: (а) удвоение периода пульсаций, (б) высокочастотная модуляция огибающей.

Такое поведение может объясняться наложением дополнительной модуляции [123] и проявлением резонансов электрооптического кристалла. Для выяснения особенностей режимов с дополнительной гармонической модуляцией был выполнен цикл экспериментов с модулятором на основе кристалла DKDP. Для этого кристалла характерно значительное проявление вторично-

го электрооптического эффекта [124]. При воздействии напряжения на кристалл, обладающий вторичным электрооптическим эффектом, за счет обратного пьезоэффекта происходит деформация кристалла (рис. 4.13). В условиях механического резонанса развивающиеся сдвиговые акустические колебания обладают высокой добротностью. Вследствие упругооптического эффекта [125] периодическая деформация кристалла вызывает существенную дополнительную деполяризацию проходящего излучения.

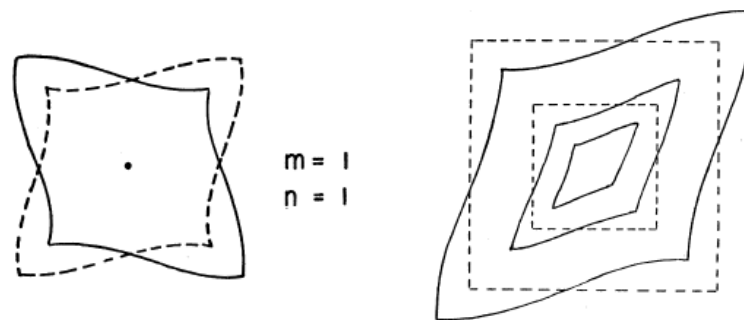


Рис. 4.13. Сдвиговые акустические колебания пьезоэлектрических кристаллов, наблюдаемые под микроскопом [126].

4.2.1. Пульсации в лазере при возбуждении основной моды сдвиговых акустических колебаний в кристалле DKDP, по литературе

При разработке импульсно-периодических лазеров с использованием модуляторов на основе кристаллов группы симметрии $\bar{4}2m$ (KDP, ADP, DKDP) проявление вторичного электрооптического эффекта (см. рис. 2.8 на стр. 50 [89]) является нежелательным. Его подавление осуществляется специальной конструкцией кристалла и его крепления [127].

С другой стороны, вторичный электрооптический эффект был использован для осуществления режима регулярных пульсаций в лазере с отрицательной электрооптической обратной связью [128]. Использовался внутрире-

зонаторный электрооптический модулятор на основе кристалла DKDP с поперечным сечением 6×6 мм². Был получен устойчивый режим регулярных пульсаций (каждая пульсация длительностью ~ 0.2 мкс) с практически постоянным периодом следования без регулярной тонкой временной структуры (режим синхронизации мод не реализован). При превышении энергии пороговой накачки в 2–5 раз период пульсаций лежал в диапазоне 5.7–5.9 мкс. Полученные периоды с хорошей точностью соответствуют основной моде сдвиговых акустических колебаний кристалла модулятора. С учетом скорости звука $v = 1.64 \times 10^5$ см/с [129] в кристалле DKDP, приведенная ниже формула (4.8) дает значение периода 5.7 мкс.

Реализация более высокочастотных пульсаций с периодом ≤ 1 мкс за счет возбуждения основной моды сдвиговых акустических колебаний требует соответствующего уменьшения поперечника кристалла до $\sim 1 \times 1$ мм, см. формулу (4.8), и сопряжено со сложностью обработки кристалла и настройки лазера.

4.2.2. Возбуждение колебаний на высших акустических модах в кристаллах с выраженным вторичным электрооптическим эффектом (по литературе)

При воздействии напряжения на кристалл, обладающий вторичным электрооптическим эффектом, могут развиваться и высшие моды сдвиговых акустических колебаний (рис. 4.14б). Схема эксперимента с наблюдением пропускания в скрещенных поляризаторах при подаче на кристалл периодического напряжения, частота которого совпадает с частотой одной из мод, показана на рис. 4.14а. При использовании такого кристалла в составе внутрирезонаторного электрооптического модулятора воздействие периодического напряжения с частотой, соответствующей собственным сдвиговым акустическим

колебаниям кристалла, многократно уменьшает (по сравнению со статическим значением) величину напряжения, необходимого для 100% модуляции света [130, 131]. При этом амплитуда пьезо-оптических резонансов практически не зависит от частоты колебаний (рис. 4.15).

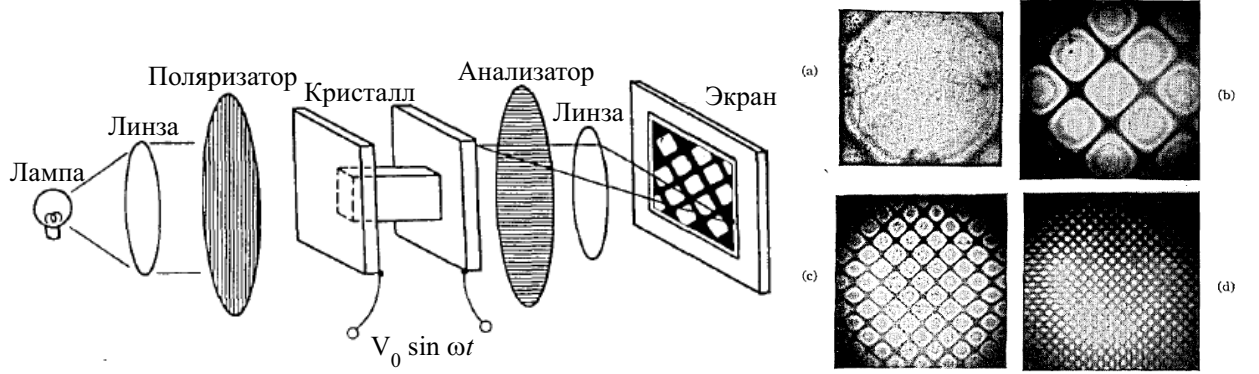


Рис. 4.14. Схема эксперимента по наблюдению сдвиговых акустических колебаний [130] и наблюдаемая на экране картина.

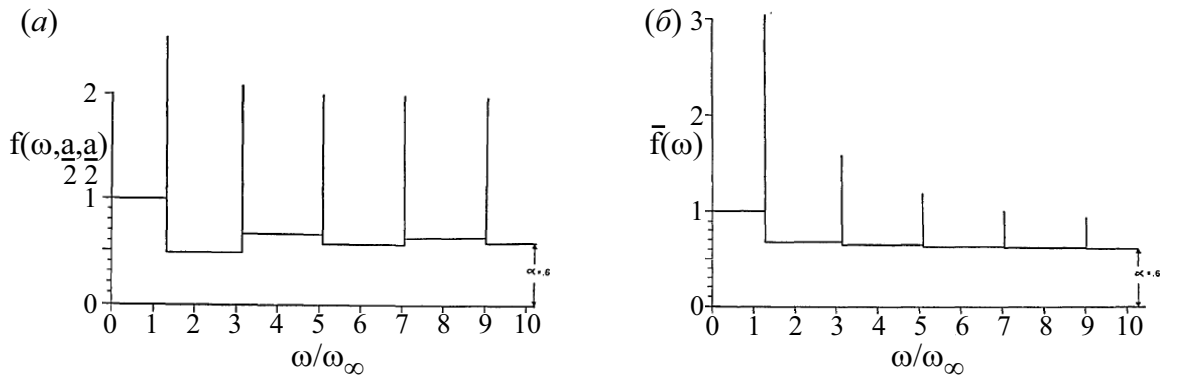


Рис. 4.15. Амплитуда пьезо-оптических резонансов (относительный частотный отклик) в зависимости от частоты колебаний [130]: (а) — пучок малого диаметра, (б) — пучок во всем сечении кристалла.

Резонансные частоты колебаний [126] определяются по формуле [129]:

$$f_n = n \frac{v}{2d} \left(1 + \frac{8}{\pi^2 n^2} - \frac{16}{\pi^4 n^4} \right)^{0.5} \quad (4.8)$$

где $n = 1, 3, 5, \dots, 2k-1$, k — целое число, v — скорость сдвиговых волн в кристалле, d — сторона квадратного сечения кристалла. На рис. 4.16 показано

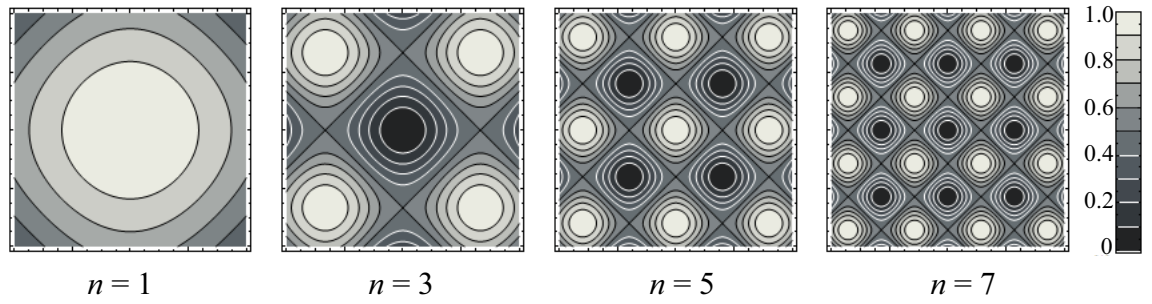


Рис. 4.16. Пропускание электрооптического модулятора в поперечном сечении кристалла в условиях резонансного возбуждения первых четырех мод сдвиговых акустических колебаний в кристалле квадратного сечения. Оптимальное положение лазерного пучка в сечении кристалла соответствует максимальному пропусканию модулятора.

пропускание электрооптического модулятора в поперечном сечении в условиях резонансного возбуждения четырех первых мод сдвиговых акустических колебаний в кристалле квадратного сечения. Существенное проявление вторичного электрооптического эффекта в кристаллах группы симметрии $\bar{4}2m$ отмечалось еще в ранней работе [130]. Генерация регулярной последовательности цугов коротких импульсов с дискретно варьируемым периодом следования, по нашему мнению, возможна за счет резонансного возбуждения не основной, а высших мод сдвиговых акустических колебаний. Переключение между режимами при этом осуществляется выбором положения лазерного луча в сечении кристалла DKDP, соответствующего пучности стоячей акустической волны (см. рис. 4.16). Для резонансного возбуждения высших мод диаметр лазерного луча в кристалле не должен превышать $v/(2f_n)$.

4.2.3. Влияние внешней гармонической модуляции на динамику твердотельного лазера, управляемого комбинацией обратных связей

Проявление влияния внешней гармонической модуляции на динамику твердотельного лазера, управляемого комбинацией обратных связей, легко

проанализировать на основе метода точечных отображений, представленного в главе 3. Рассмотрим случай двух безынерционных обратных связей при введении гармонической модуляции усиления/потерь. В таком случае управление может быть описано рекуррентным соотношением

$$x_{n+1} = r \left(1 + a \sin \left(2\pi \frac{n}{N} \right) \right) x_n (1 - \alpha x_n - x_{n-1}), \quad (4.9)$$

где N — период внешней модуляции, a — глубина модуляции. Анализ отображения (4.9) показал, что пульсации, развивающиеся в условиях внешней гармонической модуляции и без нее, отличаются по форме (ср. рис. 4.17 и рис. 3.6, с. 74). Для системы с модуляцией характерны короткий передний фронт пульсации и задний фронт в виде горба. Системе без модуляции присущи короткий задний и длинный передний фронт.

Для реализации режима пульсаций в такой системе необходимо, чтобы период внешней гармонической модуляции был по порядку величины близок к “внутреннему” периоду системы без модуляции (см. формулу (3.18), с. 74). Отметим, что глубина модуляции порядка нескольких процентов является достаточной для привязки периода пульсаций к периоду внешней модуляции. С помощью численного моделирования было показано, что в случае внесения дополнительной модуляции в систему с одной отрицательной обратной связью в условиях значительной задержки такой режим не наблюдается независимо от глубины модуляции. При увеличении усиления наблюдается бифуркация удвоения периода: пульсации разделяются на две группы с разными амплитудами. Фрагмент бифуркационной диаграммы отображения (4.9) при $\alpha = -0.9$, $N = 80$, $a = 0.06$ представлен на рис. 4.18. Меньшая амплитуда импульсов существенно уменьшается с увеличением r , тогда как большая амплитуда лишь немного увеличивается. Регулярная и хаотическая динамика отображения (4.9) для другой комбинации параметров ($N = 150$, $\alpha = -0.9$, $a = 0.07$) показана на рис. 4.19. При переходе к хаотизации основная частота

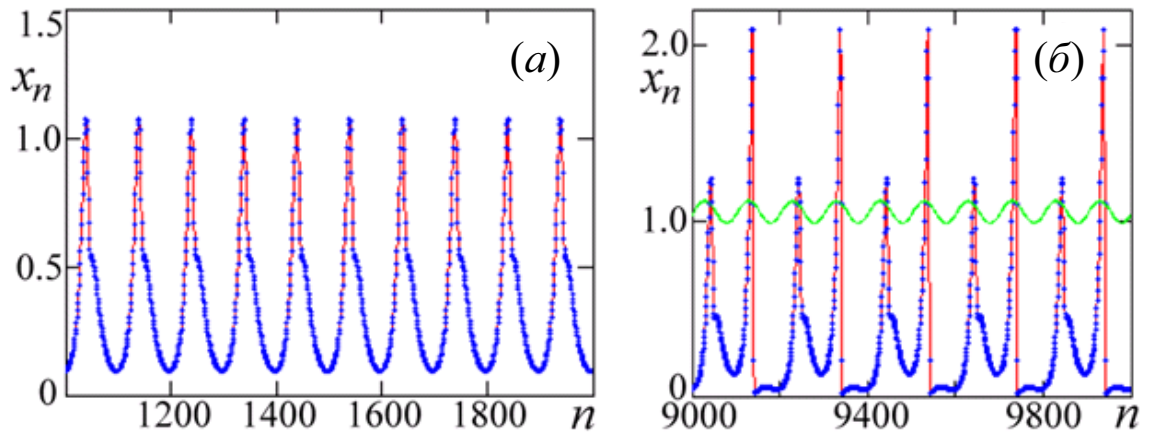


Рис. 4.17. Динамика отображения (4.9) при $\alpha = -0.9$, $N = 100$, $a = 0.06$: (а) — режим регулярных пульсаций с периодом 100 при $r = 1.0385$; (б) — удвоение периода при $r = 1.0485$, показана гармоническая модуляция обобщенного усиления.

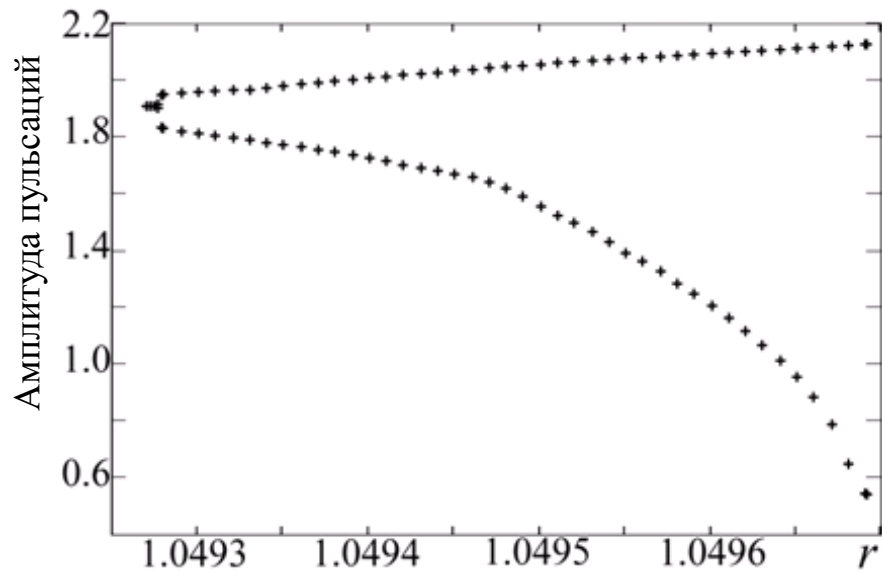


Рис. 4.18. Бифуркационная диаграмма отображения (4.9) при $\alpha = -0.9$, $N = 80$, $a = 0.06$. Зависимость амплитуды двух групп импульсов от усиления r .

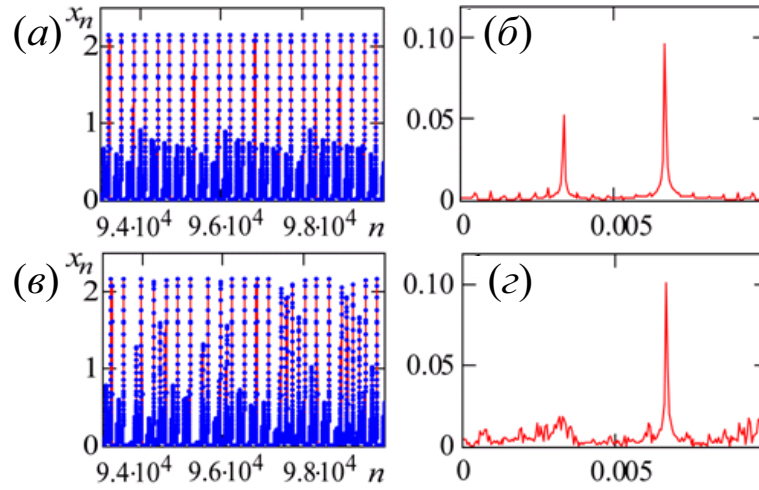


Рис. 4.19. Динамика отображения(4.9) при $\alpha = -0.9$, $N = 150$, $a = 0.07$: последовательность (слева) и Фурье-преобразование огибающей (справа), (а, б) режим с периодом $14N$, $r = 1.038388$; и (в, г) хаотическая динамика, $r = 1.038393$.

та, соответствующая внешней модуляции, в спектре сохраняется. Таким образом, анализ точечных отображений вида (4.9) показал, что внесение внешней гармонической модуляции проявляется в следующем: а) даже незначительная глубина модуляции в области частот, близких к частотам, задаваемым комбинацией обратных связей, позволяет эффективно “раскачивать” режим синхронизированных с внешним устройством пульсаций, причем порог возникновения пульсаций снижается; б) внешняя модуляция меняет временной ход пульсаций; в) при увеличении усиления отчетливо проявляется бифуркация удвоения периода.

4.2.4. Генерация последовательностей цугов коротких импульсов с дискретно изменяемым периодом за счет самовозбуждения высших сдвиговых акустических мод в кристалле DKDP

Схема экспериментальной установки была аналогична описанной выше (см. п. 4.1.2, с. 81). Электрооптический модулятор был изготовлен из кристалла дейтерированного дигидрофосфата калия (KD_2PO_4), или DKDP, размером

$8 \times 8 \times 11 \text{ мм}^3$ (рис. 4.20). Использовался продольный электрооптический эффект, $U_{\lambda/4} = 3.4 \text{ кВ}$ при $\lambda = 1.064 \text{ мкм}$. Емкость кристалла с учетом емкости монтажа не превышала 5 пФ . Разрядное сопротивление оптоэлектронной схемы управления позволило регулировать инерционность управления на уровне $\tau = 2-2.5T_r$. Напряжение смещения варьировалось в диапазоне $1-2 \text{ кВ}$. Уменьшение напряжения смещения ниже 1 кВ невозможно, т.к. чувствительность обратной связи недостаточна для стабилизации излучения.

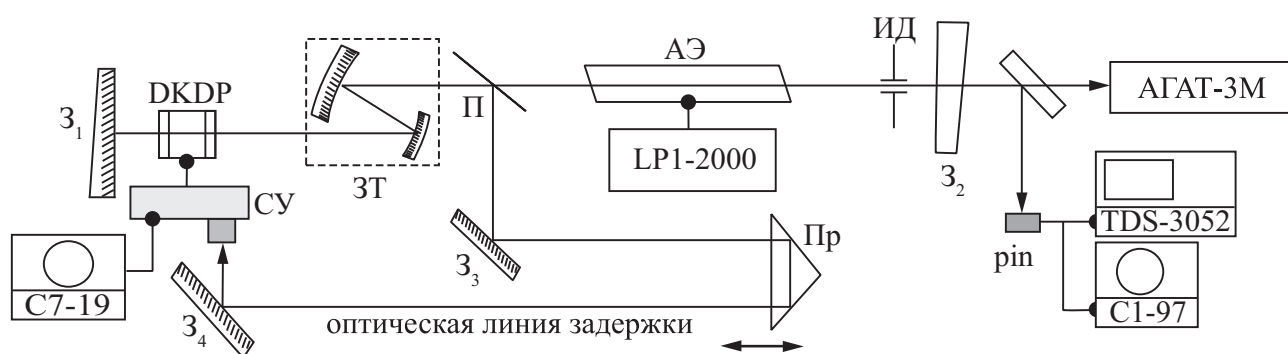


Рис. 4.20. Миллисекундный Nd:YAG лазер с ламповой накачкой. АЭ — Nd:YAG активный элемент; П — поляризатор; Z_1 , Z_2 — зеркала резонатора; Z_3 , Z_4 — зеркала оптической задержки; Пр — призма; ИД — ирисовая диафрагма; ЗТ зеркальный телескоп; DKDP — электрооптический кристалл внутрирезонаторного модулятора; СУ — оптоэлектронная управляющая схема.

Были получены режимы с дискретным набором периодов, которые соответствуют первым 10 сдвиговым модам кристалла DKDP. Переключение между режимами осуществлялось выбором положения лазерного луча в сечении кристалла, соответствующего пучности стоячей акустической волны. Для селективного возбуждения мод сдвиговых акустических колебаний было необходимо обеспечить: а) прохождение лазерного луча параллельно оси кристалла, б) попадание луча в определенный участок сечения (пучность стоячей сдвиговой акустической волны), в котором одна мода оказывает существенное влияние на деполяризацию. Для мод высшего порядка необходимое

Таблица 4.2. Рассчитанные по формуле (4.8) периоды сдвиговых акустических колебаний (кристалл DKDP, сечение 8×8 мм², n — номер моды колебаний), зарегистрированные экспериментально периоды регулярных пульсаций и ссылки на соответствующие осциллограммы. Экспериментальная погрешность измерения периода составила ± 10 нс.

Номер моды n	Расчетный период, мкс	Период пульсаций, мкс	Рис.
1	7.60	7.78	4.21
3	3.12	3.27	4.31
5	1.92	1.89	4.23
7	1.38	1.37	4.25
9	1.08	1.09	
11	0.88	0.89	4.26
13	0.75	0.76	
15	0.65	—	
17	0.57	0.58	
19	0.51	0.52	4.28

положение луча смещалось к периферийной области (см. рис. [4.16](#)). Самовозбуждение отдельных мод за счет выбора взаимного расположения лазерного луча и кристалла модулятора происходит из-за селекции в спектре лазерного излучения составляющих, которые наилучшим образом удовлетворяют периодически меняющейся картине пропускания в выбранной точке сечения.

Низкочастотные пульсации были получены на модах $n = 1$ и $n = 3$ сдвиговых акустических колебаний (см. рис. [4.21](#)). Пульсирующий режим стартовал без переходного процесса на переднем фронте накачки.

При переходе к моде $n = 5$, соответствующей периоду 1.89 мкс, возникновение режима пульсаций требует задержки (рис. [4.22а](#)). Пульсации начинаются через ~ 0.15 мс после начала генерации и при длительности импульса

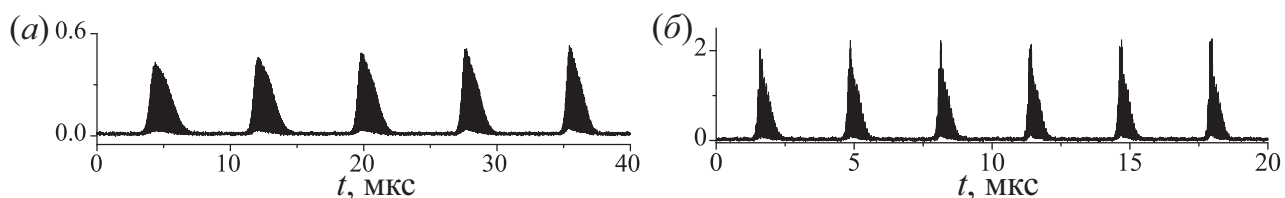


Рис. 4.21. Осциллограммы лазерного излучения в режиме пульсаций: (а) — $T \sim 7.8$ мкс, (б) — $T \sim 3.3$ мкс.

накачки накачки 3.9 мс продолжаются ~ 2.5 мс. Временная структура излучения сформирована в виде одиночных на аксиальном интервале субнаносекундных импульсов (рис. 4.24). Самосинхронизация мод наблюдалась вплоть до минимально зарегистрированного периода пульсаций 0.52 мкс ($n = 19$) (рис. 4.27 и 4.28). Для реализации режимов с субмикросекундным периодом следования цугов характерно миллисекундное время развития (рис. 4.22в, г).

На рис. 4.23 показано, как происходит развитие периодических пульсаций из гармонической модуляции огибающей с увеличением уровня накачки. Скважность последовательности на рис. 4.23 достигает значения 3. Пульсации имеют характерную форму, каждая пульсация представляет собой цуг из ~ 14 коротких импульсов (ширина на полувысоте, рис. 4.24). Обзорные осциллограммы для режима пульсаций с периодом 1.4 мкс (рис. 4.22) аналогичны полученным в режиме периодом 1.9 мкс. Форма отдельных пульсаций (рис. 4.25) напоминает форму пульсаций с периодом 1.9 мкс.

В отличие от режима пульсаций с периодом 1.9 мкс, развитие режима пульсаций с периодом 1 мкс происходит через 2 мс после начала генерации (рис. 4.22в). На рис. 4.26 показано развитие пульсаций из гармонической огибающей при увеличении мощности накачки. Скважность в этом случае достигает 6, а длительность пульсации (ширина на полувысоте) составляет 100 нс (10 коротких импульсов, рис. 4.27). Следует отметить, что форма огибающей развитых пульсаций существенно асимметрична и имеет особенность в виде

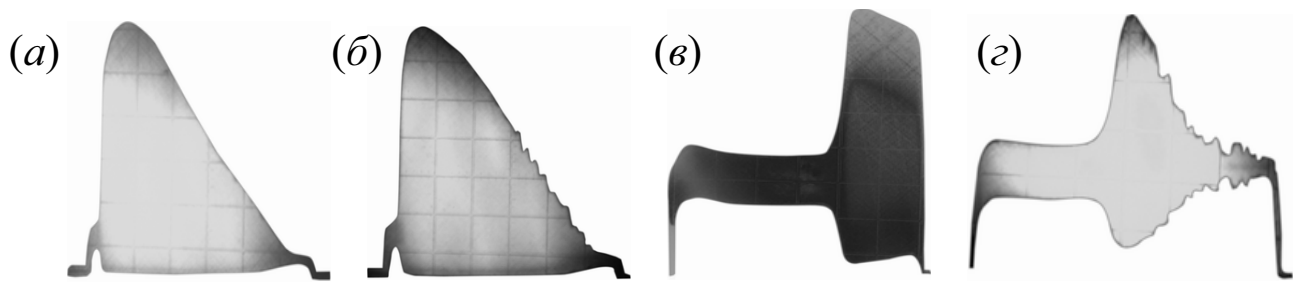


Рис. 4.22. Обзорные осциллограммы лазерного излучения в режиме пульсаций с периодами: (а) — $T \sim 1.9$ мкс, (б) — $T \sim 1.4$ мкс, (в) — $T \sim 1$ мкс, (г) — $T \sim 0.5$ мкс, длительность импульса накачки 3.9 мс, осциллограф С8-14.

резкого выброса на переднем фронте пульсаций.

Режим пульсаций с периодом 0.5 мкс развивается через 1.3 мс после начала генерации, а длится не более 1 мс (рис. 4.22). Пульсации имеют симметричную форму, скважность не превышает 4 (рис. 4.28). С увеличением усиления область, соответствующая режиму пульсаций на обзорной осциллограмме, смещается к началу импульса генерации.

Была проведена серия экспериментов по определению зависимости периода пульсаций от напряжения смещения при постоянной накачке. Напряжением смещения изменялось в пределах от 1 до 2.6 кВ. При этом напряжение на блоке питания накачки находилось в пределах 201–241 В, тогда как пороговое составляло 178.5 В. В пределах погрешности измерения периода не зарегистрировано изменений от напряжения смещения. Период развитых пульсаций при большем уровне накачки совпадал с периодом гармонической модуляции огибающей коротких импульсов при меньшей мощности накачки.

Точность определения периода на основе массива данных, зарегистрированного цифровым осциллографом, повышается благодаря характерной форме пульсаций с острым симметричным пиком на переднем фронте и широким горбом на заднем. Вершину отдельной пульсации можно определить с точностью не хуже ± 20 нс, а при охвате четырех пульсаций одним массивом

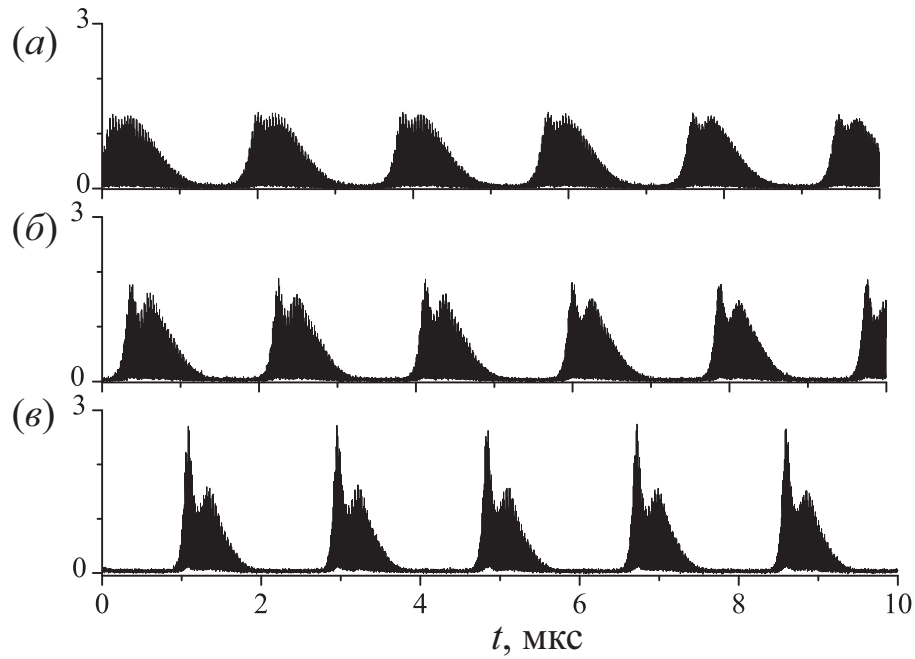


Рис. 4.23. Динамика генерации в режиме пульсаций с периодом 1.9 мкс при повышении мощности накачки (от (a) к (v)). Цифровой осциллограф Tektronix TDS-3052.

погрешность определения периода составляет $2 \cdot 20 \text{ нс} / 4 = \pm 10 \text{ нс}$. Данная оценка точности подтверждается высокой степенью соответствия наблюдаемых экспериментально периодов расчетным периодам сдвиговых акустических колебаний, приведенных в таблице 4.2. Энергия миллисекундного цуга коротких импульсов в режиме пульсаций составляла $\sim 100 \text{ мДж}$ (измеритель мощности ИМО-2). С учетом оценок, сделанных в главе 2, каскад усилителей должен будет обеспечить усиление порядка 10^2 .

Из экспериментально полученных режимов больше всего соответствует целям нашей работы режим пульсаций с периодом 1.9 мкс, реализованный с модулятором на основе кристалла DKDP. При этом миллисекундная длительность режима пульсаций удовлетворяет требованиям для формирования одного кадра в рентгеновской ангиографии. Таким образом, использование излучения от поляризатора, при котором сценарий управления соответствует комбинации обратных связей, вместе с основанным на кристалле DKDP

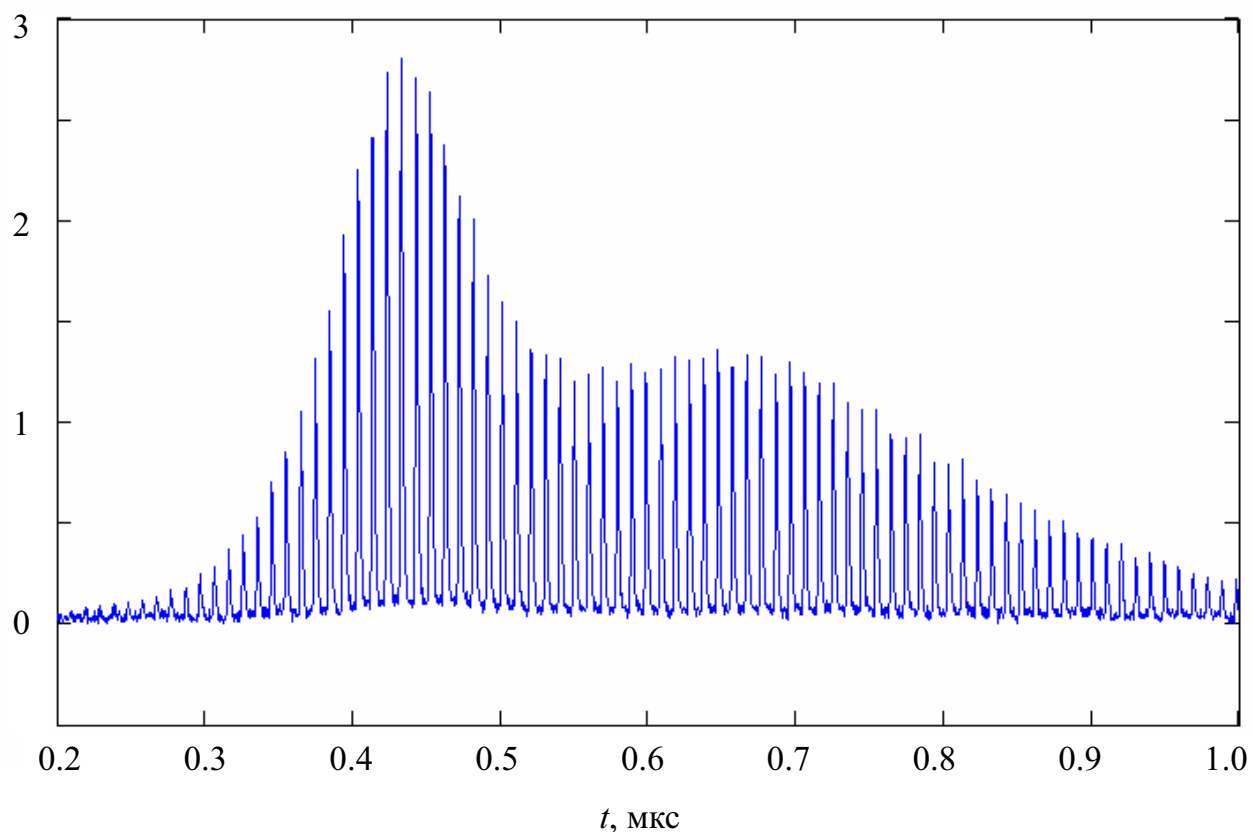


Рис. 4.24. Тонкая временная структура излучения в режиме пульсаций с периодом ~ 1.9 мкс. Цифровой осциллограф Tektronix TDS-3052.

электрооптическим модулятором, решает задачу, связанную с организацией требуемой временной структуры в миллисекундном и микросекундном диапазонах для задающего генератора оптической системы лазерно-электронного источника. Эти подходы учтены в финальной схеме оптической системы на стр. 144. В следующей главе будет показано, что предложенный режим управления совместим с высокочастотной модуляцией для сокращения длительности коротких лазерных импульсов до требуемого уровня 15 пс и синхронизации с ускорительной системой.

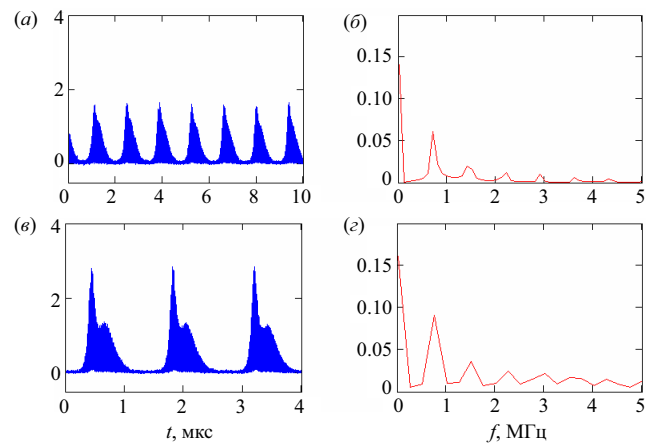


Рис. 4.25. Пульсации с периодом 1.4 мкс. Динамика генерации при увеличении уровня мощности накачки (от *а* к *в*) и Фурье-спектры огибающих (*б*, *г*). Цифровой осциллограф Tektronix TDS-3052.

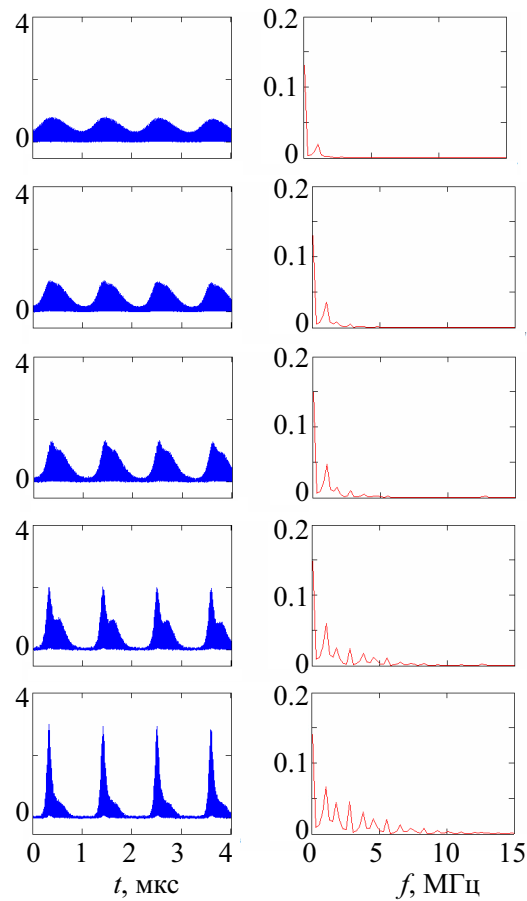


Рис. 4.26. Динамика генерации в режиме пульсаций с периодом 1 мкс (слева) и Фурье-спектры огибающих (справа) при увеличении мощности накачки (сверху вниз). Цифровой осциллограф Tektronix TDS-3052.

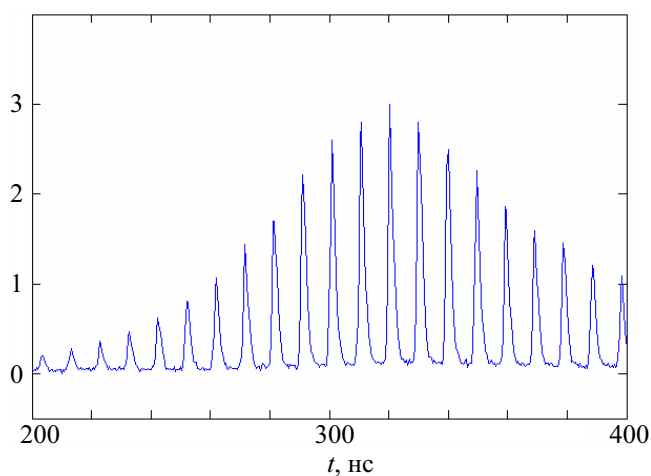


Рис. 4.27. Тонкая временная структура излучения в режиме пульсаций с периодом 1 мкс. Цифровой осциллограф Tektronix TDS-3052.

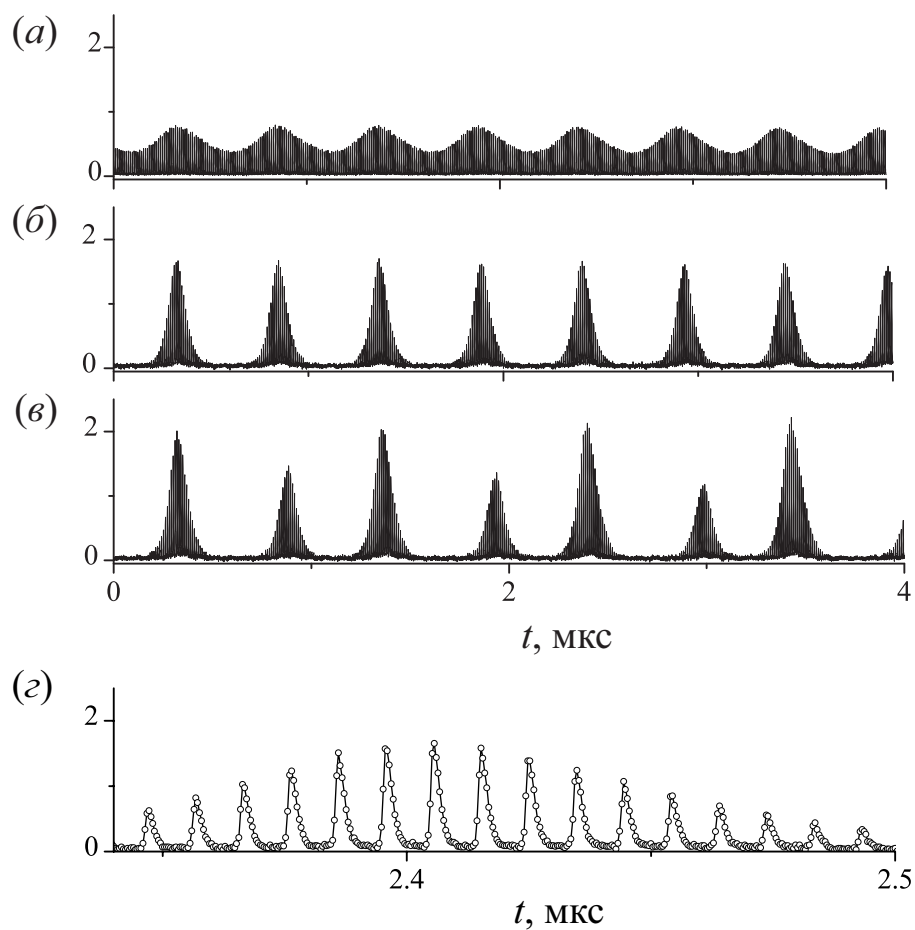


Рис. 4.28. Развитие режима пульсаций с периодом 0.52 мкс (а–в) и тонкая временная структура излучения одной пульсации (г) из осциллограммы (б). Цифровой осциллограф Tektronix TDS-3052.

4.3. Особенности нелинейной динамики

В экспериментах с модулятором на основе танталата лития при каждом выбранном значении смещения U_0 повышение усиления приводило к переходу от режима пульсаций с высокой скважностью к хаотической динамике, подобной шильниковскому хаосу [111]. Для нее характерно хаотическое изменение не только амплитуды пульсаций, но и расстояния между ними (рис. 4.29). Примеры осциллограмм в режиме генерации регулярных пульсаций и хаотической динамики при одинаковых значениях U_0 в микросекундном временном диапазоне представлены на рис. 4.29. Отличие сценария хаотизации динамики от сценария удвоения периода находится в соответствии с результатами численного моделирования двумерного дискретного отображения, представленными в главе 3. Следует отметить, что ни режимы регулярных пульсаций при высоких значениях скважности, ни хаотизация пульсаций не приводили к сбою режима синхронизации мод (рис. 4.30).

В соответствии с выводом п. 4.2.3, с. 95, в эксперименте с модулятором на основе кристалла DKDP при увеличении уровня накачки наблюдалась бифуркация удвоения периода пульсаций. Бифуркация наблюдалась как для низкочастотных (рис. 4.31), так и для высокочастотных пульсаций. На рис. 4.32 показана кинетика генерации лазера, соответствующая удвоению периода при возбуждении сдвиговых акустических колебаний с периодом 0.52 мкс ($n = 19$), см. также рис. 4.28. В высокочастотном режиме при увеличении усиления удвоение периода проявляется не только в отличии амплитуд соседних цугов, но и в почти полном подавлении группы пульсаций меньшей амплитуды, следующих с периодом $2T$ (рис. 4.32). С дальнейшим увеличением уровня накачки происходит хаотизация динамики (см. рис. 4.33).

Сравнив экспериментально наблюдаемые сценарии хаотизации динамики при использовании модуляторов на основе танталата лития и DKDP с

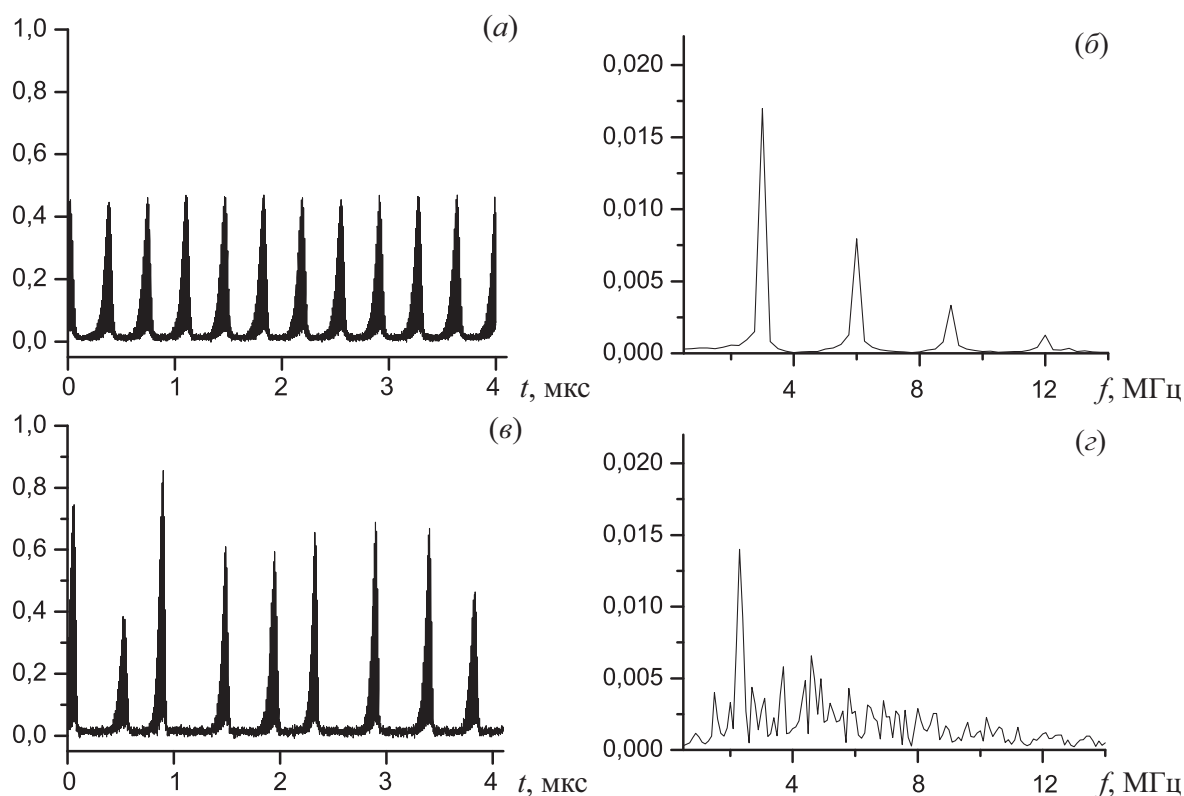


Рис. 4.29. Вид последовательностей импульсов (a , $в$) в режиме регулярной (a) и хаотической ($в$) нелинейной динамики и соответствующие Фурье-спектры огибающих ($б$, $г$).

нелинейной динамикой отображений с двумя связями (без модуляции потерь и с модуляцией), приходим к выводу, что дискретные отображения качественно отражают особенности нелинейной динамики (рис. 4.34). Переход к хаотическому режиму пульсаций при увеличении усиления осуществляется через удвоение периода в случае самовозбуждения сдвиговых акустических колебаний. В случае использования электрооптического модулятора на основе кристалла, не обладающего выраженным вторичным электрооптическим эффектом (танталат лития), в системе проявляется поведение, близкое к режиму с наличием хаотического аттрактора шильниковского типа (хаотическим образом меняется не только амплитуда, но и интервал между пульсациями).

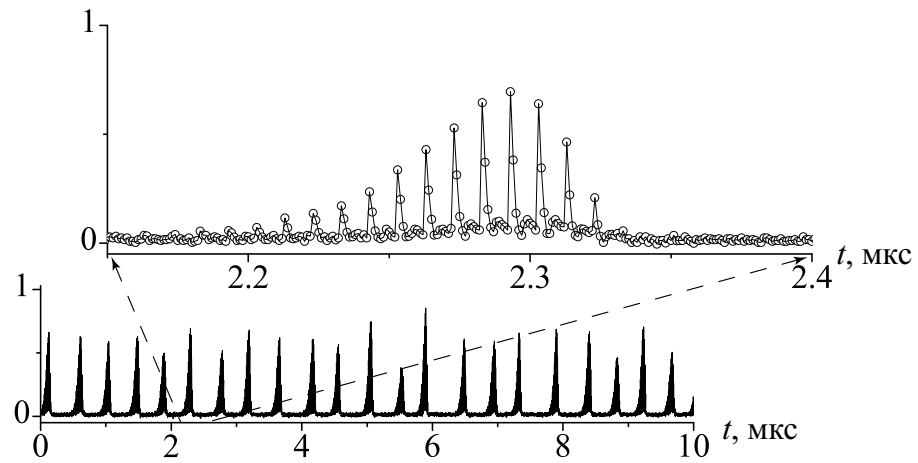


Рис. 4.30. Хаотический режим генерации. Вставка и обзорная осциллограмма построены из одного массива данных. Цифровой осциллограф Tektronix TDS-3052.

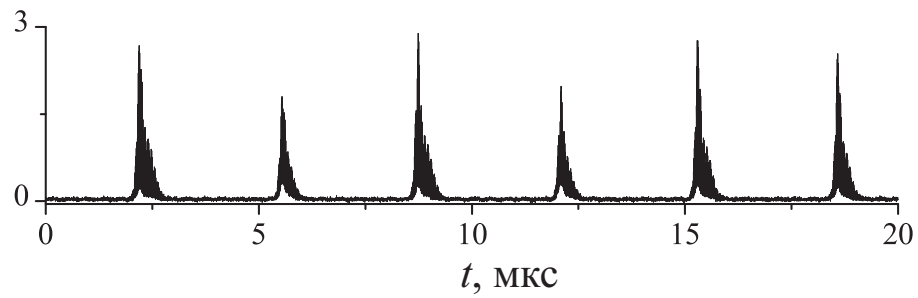


Рис. 4.31. Осциллограмма лазерного излучения в режиме удвоения периода пульсаций для исходного периода $T \sim 3.3$ мкс. Цифровой осциллограф Tektronix TDS-3052.

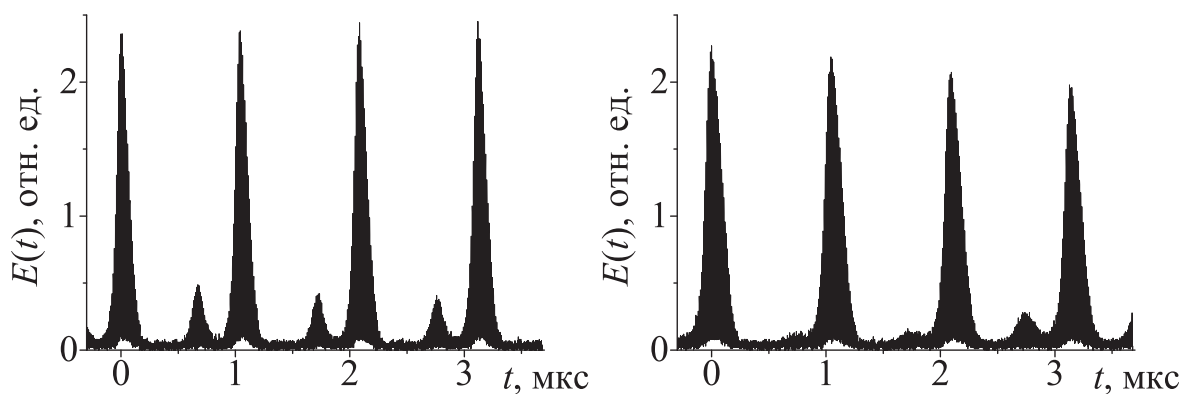


Рис. 4.32. Почти полное подавление группы пульсаций с меньшей амплитудой в условиях бифуркации удвоения периода, исходный период соответствует моде сдвиговых акустических колебаний номер 19 ($T = 0.52$ мкс). Цифровой осциллограф Tektronix TDS-3052.

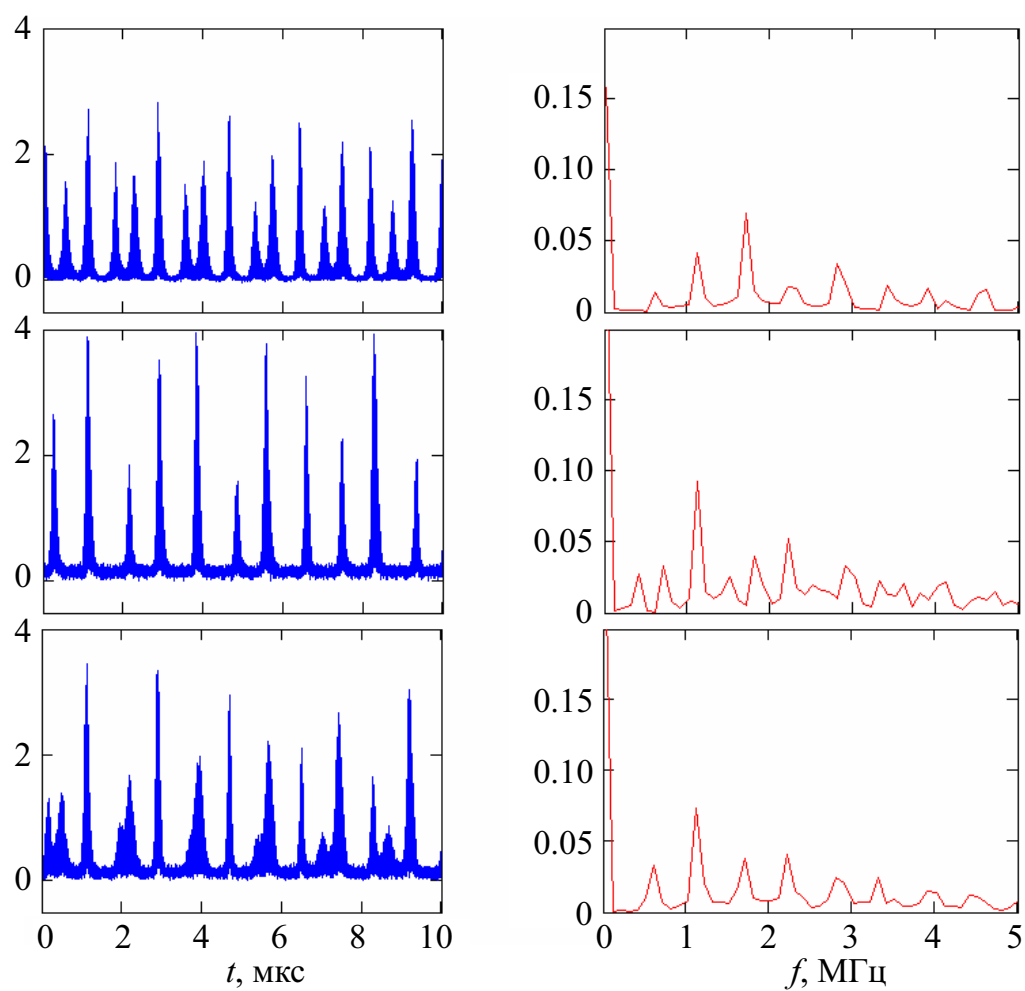


Рис. 4.33. Хаотическая динамика. Последовательности пульсаций (слева, цифровой осциллограф Tektronix TDS-3052) и спектр огибающей (справа, для вычисления было использовано быстрое преобразование Фурье массива данных).

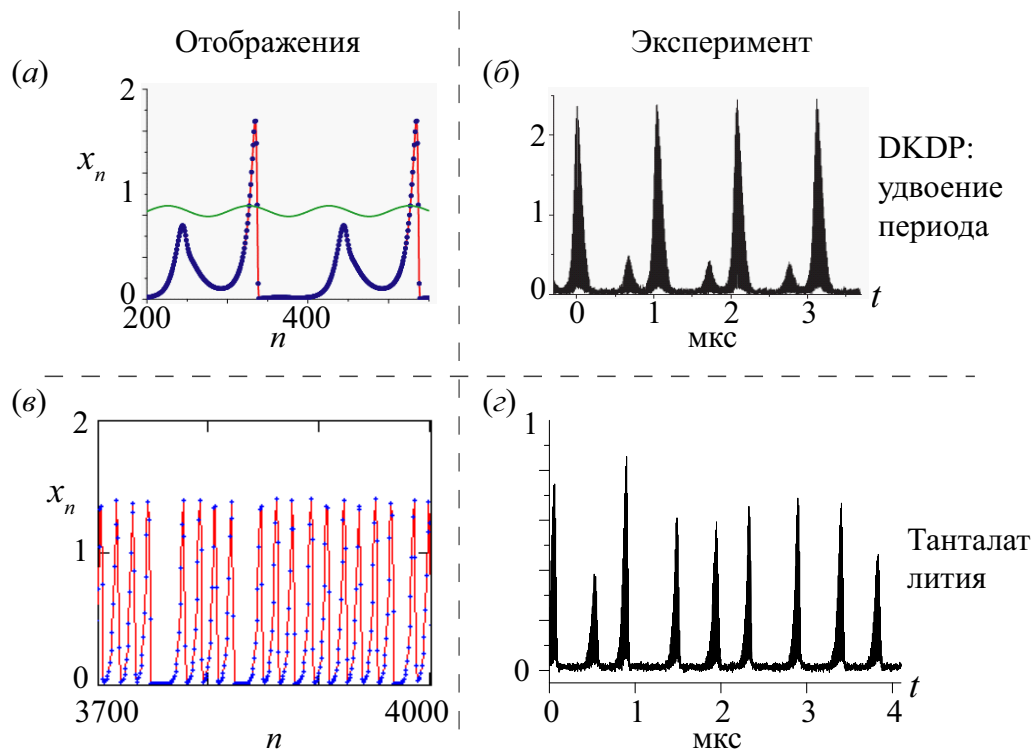


Рис. 4.34. Динамика дискретных отображений с управлением комбинацией обратных связей и экспериментально наблюдаемый в микросекундном временном диапазоне ход генерации лазеров с двумя типами модуляторов.

4.4. Выводы к четвертой главе

- Для осуществления режима генерации большого числа цугов коротких импульсов с регулируемым периодом следования предложена схема, в которой излучение для управления генерацией берется от поляризатора внутрирезонаторного электрооптического модулятора. Показано, что такая система управления соответствует комбинации двух обратных связей, в которой отрицательная обратная связь задержана относительно положительной на один обход светом резонатора и обеспечивает генерацию большого числа цугов коротких импульсов с уникальной возможностью перестройки периода следования путем изменения напряжения смещения внутрирезонаторного электрооптического модулятора
- Создан Nd:YAG лазер с ламповой миллисекундной накачкой и двумя типами электрооптических модуляторов.
- При использовании в системе отрицательной обратной связи низковольтного двухсекционного электрооптического модулятора из танталата лития период следования цугов плавно варьируется напряжением смещения ячейки и уровнем накачки. Периоды следования цугов коротких импульсов, пригодные для практического применения, лежат в диапазоне 30–75 обходов резонатора, максимальный период регулярных пульсаций — 90 обходов резонатора. Для реализации регулярной динамики с периодом 1 мкс в данной системе требуется увеличение времени обхода резонатора до 15–25 нс. Увеличение периода следования с усилением в пределах области регулярной нелинейной динамики зависит от периода, но не превышает 40%.
- Осуществлена генерация регулярной последовательности цугов корот-

ких импульсов с дискретно варьируемым периодом следования за счет резонансного возбуждения высших мод сдвиговых акустических колебаний электрооптического кристалла модулятора. Переключение между режимами осуществлялось выбором положения лазерного луча в сечении кристалла DKDP, соответствующего пучности стоячей акустической волны. Экспериментально реализовано селективное возбуждение пульсаций на девяти сдвиговых модах в диапазоне периодов 8–0.5 мкс. Требуемый период в данной системе может быть реализован за счет выбора размеров кристалла. Период следования регулярных пульсаций практически не зависит от уровня усиления.

- Эксперименты показали, что переход к хаотическому режиму пульсаций при увеличении усиления осуществляется через удвоение периода в случае использования внутрирезонаторного модулятора на основе кристалла, обладающего вторичным электрооптическим эффектом. В случае использования электрооптического модулятора на основе кристалла, не обладающего вторичным электрооптическим эффектом, в системе проявляется поведение, близкое к режиму с наличием хаотического аттрактора шильниковского типа (хаотическим образом меняется не только амплитуда, но и интервал между пульсациями).

Численное моделирование динамики лазера, управляемого комбинацией обратных связей

Для выбора окончательной схемы задающего генератора было проведено численное моделирование с учетом тонкой временной структуры в программном комплексе LaserIV¹. Показано, что использование оптоэлектронной обратной связи при высокочастотной модуляции (3 ГГц, используемые в ускорителях) позволяет сократить длительность импульса до требуемых 15 пс и выделить один импульс на аксиальном интервале, а также синхронизировать его с ускорительной системой.

Кроме того, разработанные методы позволили сделать ряд важных выводов, связанных с организацией лазерной динамики в диапазоне единиц обходов светом резонатора. В системе, управляемой одной инерционной обратной связью (коэффициент затухания $\gamma = e^{-T_r/RC}$) реализуются периоды пульсаций порядка десяти обходов светом резонатора. Добавление задержанной положительной обратной связи позволяет реализовать периоды на уровне единиц обходов светом резонатора.

Основные результаты главы опубликованы в работах [22, 26, 35].

¹ Программный комплекс LaserIV для моделирования динамики лазера, управляемого комбинациями обратных связей, разработан Ю.В. Шабалиным в Лаборатории фотоники молекул ОКРФ ФИАН.

5.1. О генерации пикосекундных лазерных импульсов, синхронизированных с ускорительной системой рентгеновского источника

В главе 2 показано, что для создания лазерно-электронного источника рентгеновского излучения необходимо генерировать синхронизированные с ускорительной системой лазерные импульсы длительностью ~ 15 пс. Задача синхронизации решается применением активной синхронизации мод [132].

5.1.1. Быстрая оптоэлектронная обратная связь в сочетании с высокочастотной модуляцией

При генерации коротких лазерных импульсов за счет активной синхронизации мод длительность импульса тем меньше, чем выше частота модуляции. Действительно, в установившемся режиме длительность гауссова импульса τ_p обратно пропорциональна второй производной пропускания модулятора в максимуме T'' в степени $1/4$ ([133], см. также [134]):

$$\tau_p = \sqrt{\frac{8 \ln 2}{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\Delta f}} \left(\frac{g_0}{-T''/T_{max}} \right)^{1/4}, \quad (5.1)$$

где Δf — ширина линии усиления активной среды, g_0 — коэффициент усиления, T_{max} — максимальное пропускание модулятора.

За счет активной синхронизации мод с одним модулятором можно реализовать только один из двух режимов: 1) генерацию коротких импульсов, более одного на аксиальном интервале, при высокочастотной модуляции; 2) генерацию одного импульса на аксиальном интервале, но с гораздо большей длительностью, при модуляции на частоте, соответствующей времени обхода светом резонатора.

Рассмотрим теперь синхронизацию мод за счет действия только оптоэлектронной обратной связи — *самосинхронизацию* мод. Такой способ управ-

ления позволяет выделить единственный импульс на аксиальном интервале. Длительность можно сократить за счет дополнительной высокочастотной модуляции. Действительно, использование отрицательной обратной связи позволяет при оптимальном выборе задержки и затухания эффективно управлять тонкой временной структурой излучения помимо устранения пикового режима и генерации воспроизводимых цугов импульсов одинаковой амплитуды в твердотельном лазере с импульсной накачкой. Известно, что режим самосинхронизации мод может быть получен в лазере, управляемом цепью обратной связи, действующей с определенной задержкой [119]. В настоящее время режим самосинхронизации мод лазера, охваченного цепью *инерционной* обратной связи, получил следующее объяснение. Практический интерес представляет оптоэлектронная отрицательная обратная связь с временем включения, много меньшим времени обхода резонатора T_r и временем затухания порядка T_r . Можно выделить режимы, в которых временная структура сформированного излучения упорядочена и воспроизводится от обхода к обходу. Выбор режима задается задержкой цепи обратной связи. Во-первых, реализуется режим самосинхронизации мод, в котором на аксиальном интервале лазера генерируется одиночный короткий импульс. Во-вторых, режим сглаживания тонкой структуры излучения, когда лазер генерирует “непрерывное” излучение. Кроме того, возможен режим самосинхронизации мод с генерацией нескольких импульсов на аксиальном интервале [135], однако этот режим мы рассматривать не будем. При увеличении задержки цепи отрицательной обратной связи на время, кратное времени обхода резонатора, картина генерации воспроизводится.

Схематически лазер с быстрым оптоэлектронным управлением представлен на рис. 5.1б. Время включения обратной связи определяется откликом фототока оптоэлектронной системы, в простейшем случае представляющей собой релаксатор (рис. 5.1а). Время затухания определяется разрядом ем-

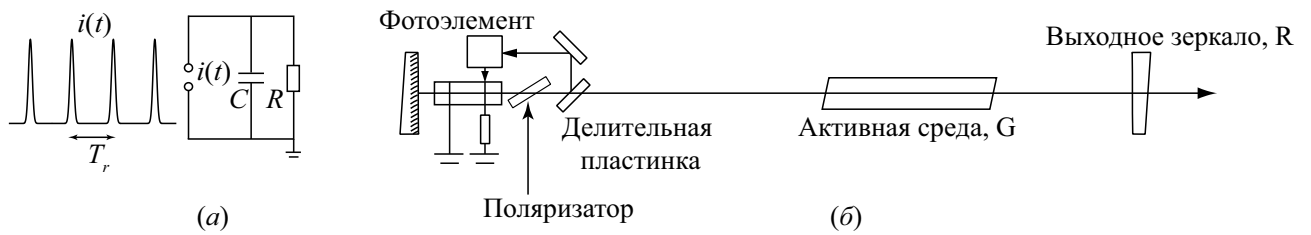


Рис. 5.1. (а) — схема управляющей цепи электрооптического кристалла; (б) — схема лазера с управлением одной оптоэлектронной обратной связью на основе электрооптического модулятора. Задержка равна минимальной технической Δ .

кости C электрооптического модулятора через сопротивление R . Электрооптический модулятор управляется фототоком, возникающим с определенной задержкой под действием света, отраженного в цепь обратной связи.

Предположим, что сформирован достаточно короткий одиночный импульс, циркулирующий в резонаторе, время обхода которого равно T_r . Последовательность ультракоротких импульсов будет генерировать импульсы фототока, следующие с периодом, равным T_r . При этом предполагается, что длительность светового импульса τ_c и время отклика фотоприемника τ_f связаны соотношением $\tau_c < \tau_f \ll T_r$. В свою очередь, последовательность импульсов фототока, поданная на вход управляющей схемы модулятора, формирует на емкости C пилообразное напряжение с крутым передним фронтом, определяемым длительностью импульса фототока и пологим задним, определяемым временной постоянной релаксатора τ . Пилообразное напряжение характеризуется максимальным и минимальным значениями U_{max} и U_{min} , соотношение между которыми задается инерционностью обратной связи

$$U_{min} = U_{max} e^{-T_r/RC}. \quad (5.2)$$

На рис. 5.2 представлен временной ход нормированных на максимальные значения мощности выходного лазерного излучения $I(t)$, фототока $i(t)$; управляющего напряжения модулятора $U(t)$, отнесенного к четвертьволно-

вому напряжению; пропускания модулятора $P(t)$ в трех вариантах регулярной динамики лазера. Величина T_d определяет запаздывание действия отрицательной обратной связи (фототока) по отношению к генерирующему его лазерному импульсу². При увеличении задержки от минимально возможного значения режим регулярной тонкой временной структуры представляет собой самосинхронизацию мод с генерацией на аксиальном интервале одиночного лазерного импульса. При этом импульс проходит через модулятор на пологом фронте вблизи максимума пропускания модулятора. Существует область значений задержек, в которой условия для самосинхронизации мод сохраняются.

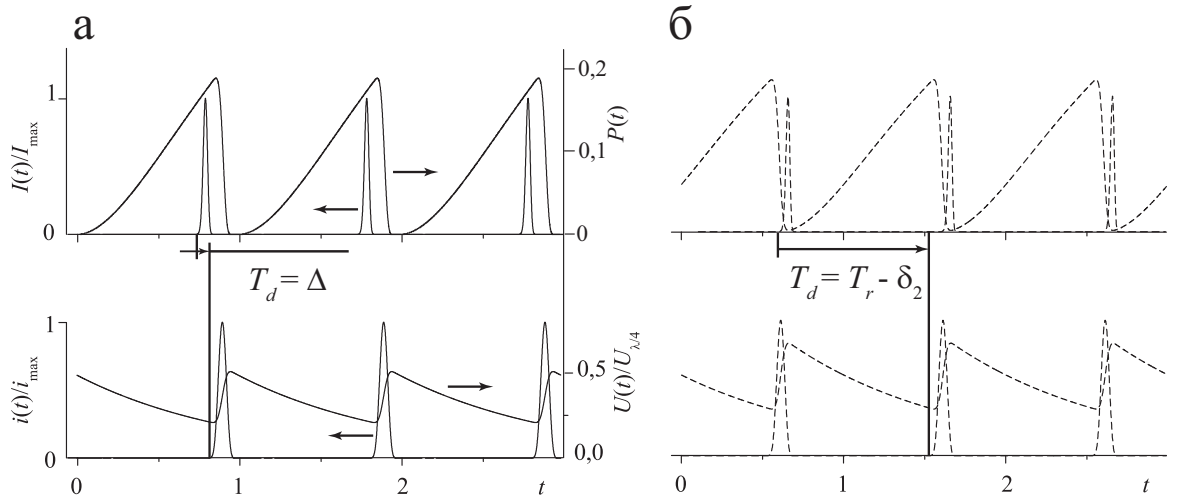


Рис. 5.2. Роль задержки обратной связи в реализации противоположных режимов генерации лазера на временном масштабе одного обхода резонатора: а — режим синхронизации мод, когда на аксиальном интервале генерируется одиночный лазерный импульс; б — режим сглаживания лазерного излучения, возможное увеличение интенсивности показано пунктиром). $\delta_2 \sim 2\tau_{ph}$. Время нормировано на T_r , I — интенсивность, P — пропускание модулятора, i — фототок, U — напряжение на емкости управляющей цепи модулятора. На основе моделирования в программе LaserIV.

В случае сглаживания временной структуры излучения задержка равна

² Под задержкой обратной связи подразумевается промежуток времени между приходом импульса и началом развития вызываемого им фототока.

Таблица 5.1. Тонкая временная структура излучения лазера в зависимости от задержки отрицательной обратной связи. $\Delta \ll T_r$ — минимальная возможная задержка, $\delta_2 \ll T_r$ определяется временем отклика фототока, $k = 1, 2, 3, \dots$

Режим	Задержка отрицательной обратной связи			
1 импульс	$\Delta \ll T_r$	T_r	$\dots$	$(k-1)T_r$
Непрерывное излучение	$T_r - \delta_2, \delta_2 \ll T_r$	$2T_r - \delta_2$	$\dots$	$kT_r - \delta_2$

времени обхода резонатора за вычетом времени δ_2 , которое определяется временем отклика фототока. Возможное увеличение интенсивности приводит в максимальному уменьшению пропускания на следующем проходе, и режим самосинхронизации мод эффективно подавляется. Характер лазерного излучения в зависимости от величины задержки обратной связи представлен в таблице 5.1.

Для детального исследования динамики лазера, управляемого одной обратной связью или комбинацией обратных связей, с учетом тонкой временной структуры излучения, был использован программный комплекс LaserIV, созданный в лаборатории фотоники молекул на основе программных разработок К.В. Жуковского и существенно усовершенствованный Ю.В. Шабалиным [120, 133, 136]. Например, в работе [122] было показано, что результаты расчетов в программе LaserIV подтверждаются экспериментами по генерации коротких импульсов за счет раскачки гигагерцовых колебаний в управляющей схеме модулятора. Описание программы дано в Приложении Г, с. 187.

5.1.2. Режим генерации пикосекундных импульсов одинаковой амплитуды

Для изучения возможности привязки лазера непосредственно к высокостабильному генератору колебаний, используемому в ускорительной системе, было проведено моделирование динамики в условиях высокочастотной модуляции потерь. В нашей работе мы ориентировались на ускорительный комплекс, созданный в НИИЯФ МГУ, с частотой СВЧ-пушки ~ 3 ГГц (точное значение частоты 2856 МГц [137]).

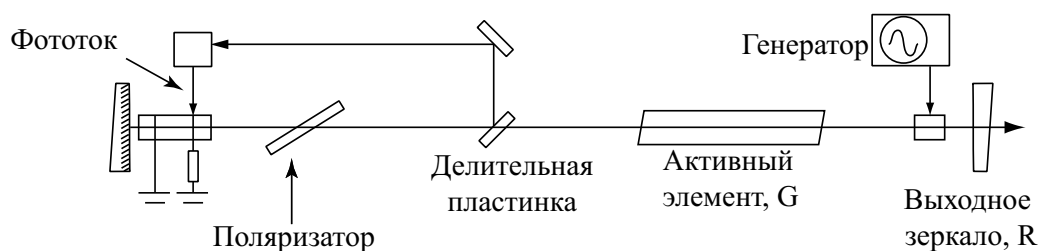


Рис. 5.3. Схема лазера с высокочастотной модуляцией.

Динамика генерации лазера в режиме *высокочастотной модуляции* потерь (см. рис. 5.3) моделировалась в программе LaserIV с такими параметрами: временное разрешение 0.25 пс, время счета 2000 обходов светом резонатора, длина резонатора 10 нс, коэффициент отражения выходного зеркала 0.9, амплитуда модуляции 90%, период модуляции $T_r/30$ (соответствует частоте 3 ГГц), превышение усиления над пороговым 20% (постоянное), использованное в программе время отклика активной среды 2.5 пс соответствовало ширине линии активной среды Nd:YLF, Nd:YAP. Была включена одна связь, форма функции отклика фотоэлемента — гауссова, задержка в цепи обратной связи 300 пс, время затухания в управляющей цепи модулятора RC — 10 нс, начальное напряжение смещения на модуляторе $0.25U_{\lambda/2}$, время отклика фототока 500 пс.

Результаты расчетов представлены на рис. 5.6a (тонкая временная струк-

тура излучения на обходе с номером 1900 (19 мкс после начала генерации)) и рис. 5.7 (обзорная картина генерации). Моделирование показало, что дли-

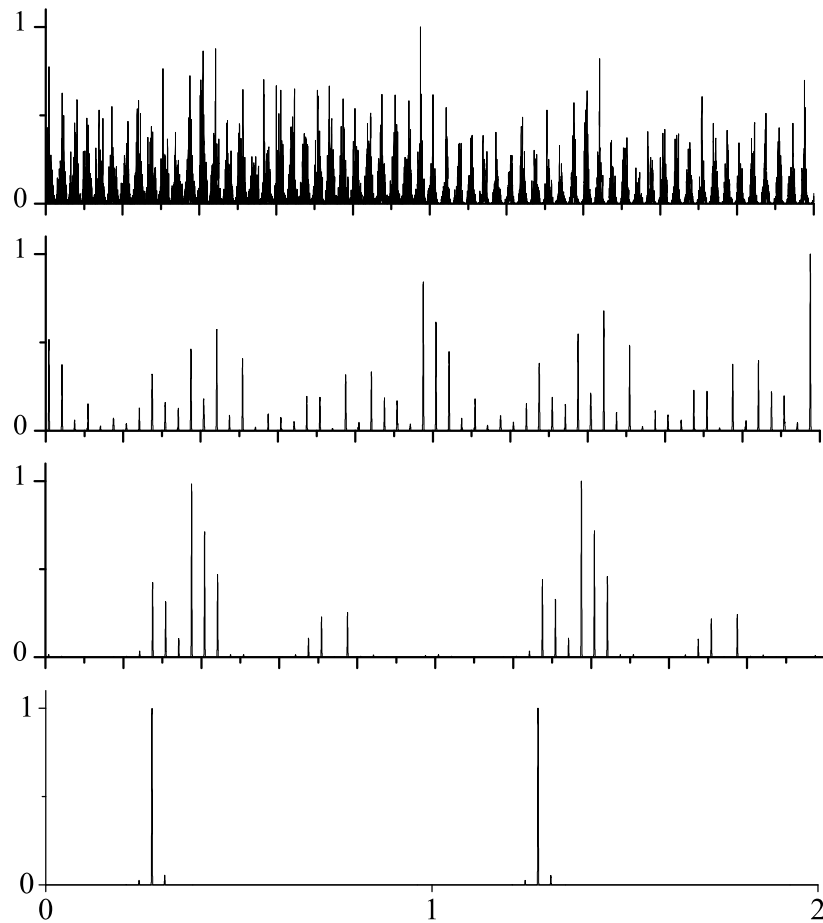


Рис. 5.4. Тонкая временная структура излучения (нормированная на максимальное значение интенсивность) в режиме высокочастотной модуляции на обходах с номерами 0, 100, 300 и 500 (сверху вниз). Время нормировано на обходы светом резонатора T_r .

тельность короткого лазерного импульса сокращается до 15.0 пс, переходные процессы (подавление других коротких импульсов на длине резонатора, установление длительности короткого импульса и его интенсивности и энергии) завершаются за менее чем 800–900 обходов (8–9 мкс). Привязка к внешнему генератору происходит не более чем за 400 обходов (соответствует времени 4 мкс).

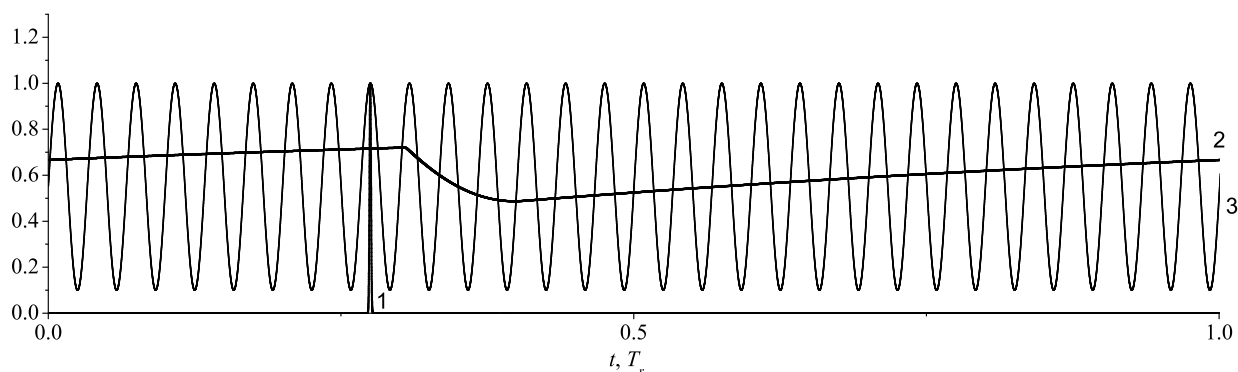


Рис. 5.5. Режим высокочастотной модуляции: тонкая временная структура излучения на обходе с номером 1900 (19 мкс после начала генерации). Длительность импульса 15.0 пс. 1 — интенсивность, 2 — пропускание электрооптического модулятора, 3 — пропускание дополнительного модулятора, управляемого внешним генератором. Время нормировано на T_r .

Моделирование динамики лазера с теми же исходными параметрами, но *без модуляции* показало, что длительность короткого лазерного импульса в несколько раз больше (84.5 пс), его положение в резонаторе не фиксировано, а переходные процессы происходят дольше, чем в системе с модуляцией. Результаты расчетов без высокочастотной модуляции представлены на рис. 5.6б (короткий лазерный импульс на обходе с номером 3900, что соответствует 39 мкс после начала генерации) и рис. 5.8 (обзорная картина генерации).

Таким образом, в области устойчивости лазера введение амплитудного модулятора в оптическую схему позволит как синхронизировать задающий генератор с ускорительной системой лазерно-электронного источника, так и сократить длительность коротких импульсов для обеспечения эффективной генерации рентгеновского излучения.

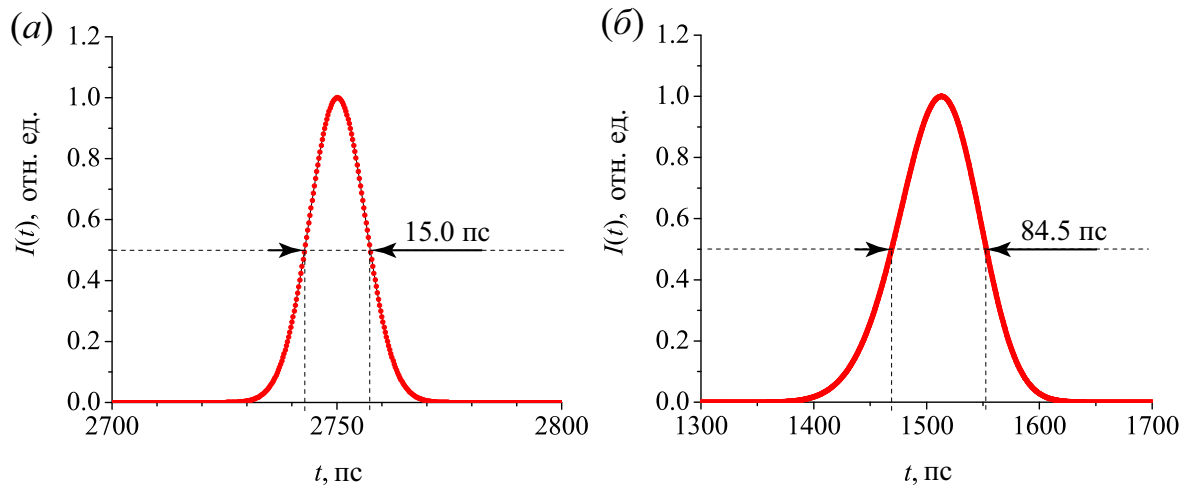


Рис. 5.6. Тонкая временная структура излучения (нормированная на максимальное значение интенсивность): (а) — в режиме высокочастотной модуляции на обходе с номером 1900 (19 мкс после начала генерации), длительность импульса 15.0 пс; (б) — без модуляции на обходе с номером 3900 (39 мкс после начала генерации), длительность импульса 84.5 пс.

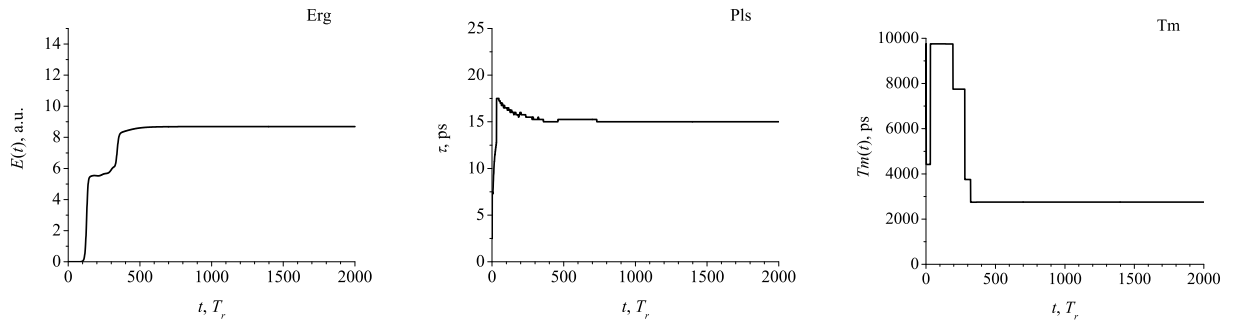


Рис. 5.7. Обзорная картина генерации в режиме высокочастотной модуляции: Е — энергия излучения на одном обходе резонатора, Pls — длительность импульса с максимальной интенсивностью, Тм — положение импульса с максимальной интенсивностью каждые 10 нс. По горизонтальной оси отложены обходы резонатора.

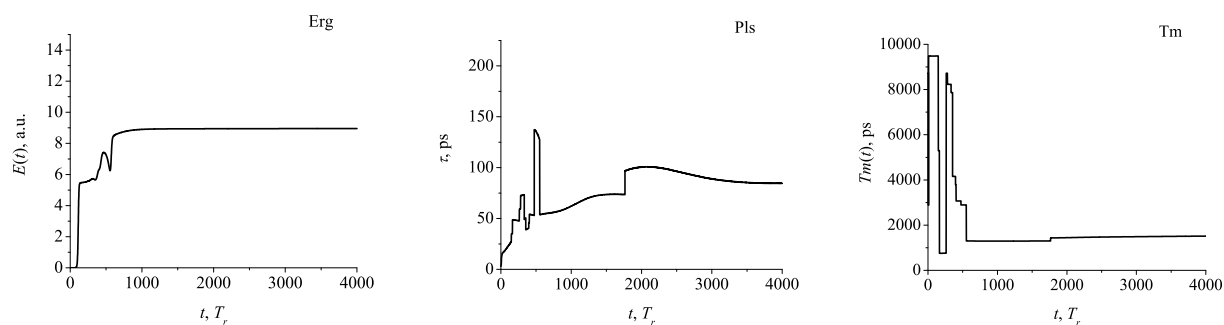


Рис. 5.8. Обзорная картина генерации в режиме без высокочастотной модуляции: E — энергия излучения на одном обходе резонатора, Pls — длительность импульса с максимальной интенсивностью, Tm — положение импульса с максимальной интенсивностью каждые 10 нс. По горизонтальной оси отложены обходы резонатора.

5.1.3. Генерация синхронизированных пикосекундных импульсов в режиме регулярных пульсаций с периодом десятки–сотни времен обхода светом резонатора

Представленные в п. 5.1.2 результаты численного моделирования показывают, что предложенный способ организации временной структуры позволяет сократить длительность импульса задающего генератора и синхронизировать его с ускорительной системой при усилениях в области устойчивости лазера. В области устойчивости генерируются пикосекундные импульсы равной амплитуды с периодом, равным одному обходу светом резонатора. Следующим шагом на пути к реализации требуемой временной структуры задающего генератора оптической системы лазерно-электронного источника является переход к большим усилениям, лежащим в диапазоне над верхней границей области устойчивости. В этом режиме реализуется режим регулярных пульсаций. При использовании предложенных в предыдущих главах сценариев управления период следования пульсаций лежит в диапазоне до сотен времен обхода светом резонатора, что необходимо для эффективного использования

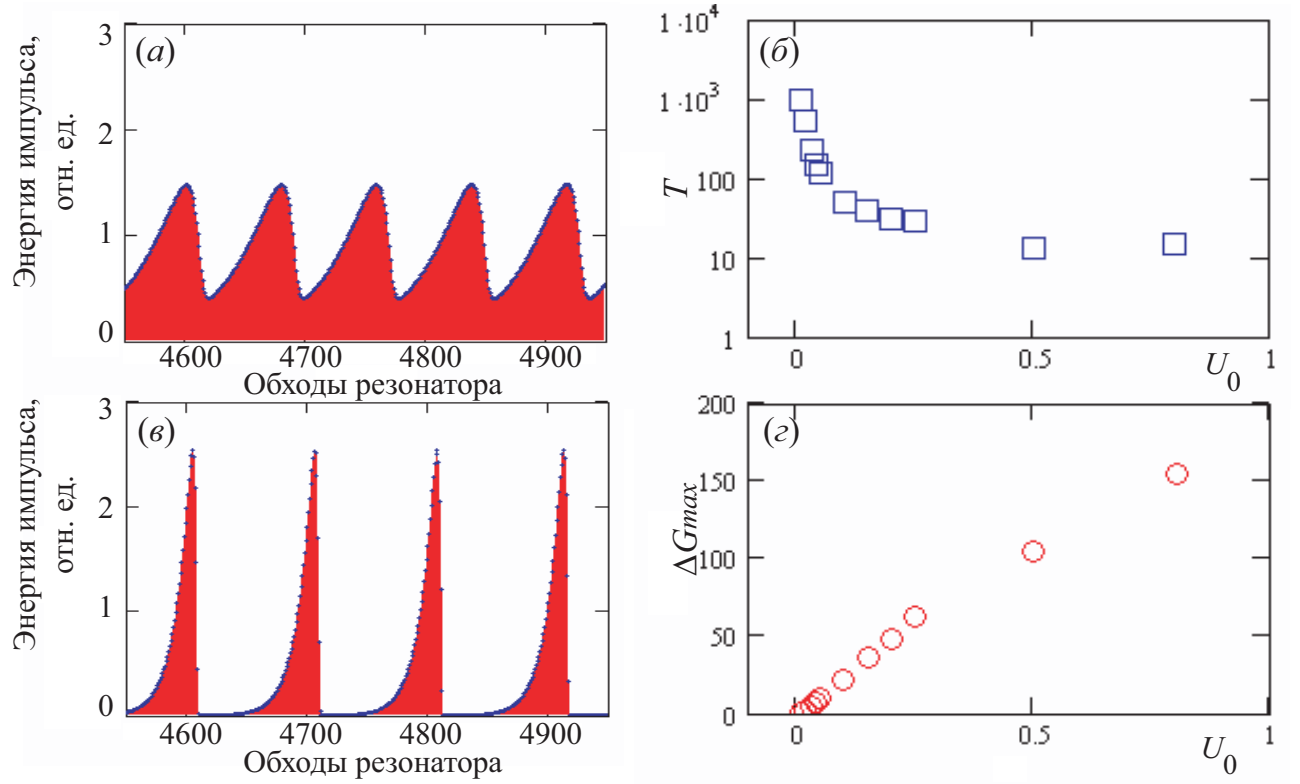


Рис. 5.9. Результаты численного моделирования: динамика генерации лазера при значениях усиления $r = 1.03$ (а) и $r = 1.09$ (б); зависимость периода пульсаций T (в) и максимального превышения над порогом ΔG_{max} (г) от начального напряжения смещения U_0 .

лазерного излучения в оптическом циркуляторе.

Результаты моделирования динамики генерации в режиме пульсаций без дополнительной высокочастотной модуляции, представлены на рис. 5.9. Как и в экспериментах, описанных в Главе 4, в режиме пульсаций реализуется устойчивая синхронизация мод. При этом отдельная пульсация состоит из десятков одиночных на аксиальном интервале коротких лазерных импульсов. Огибающие цугов при уровнях усиления $r = 1.03$ и 1.09 (рис. 5.9а,б, $U_0 = 0.05U_{\lambda/4}$) демонстрируют изменение режима генерации при увеличении усиления. Предельные усиления ΔG_{max} , при которых реализуется регулярная динамика, и соответствующие значения периода, представлены в зависимости от начального напряжения смещения на рис. 5.9в,г. Эти значения вполне соответствуют результатам экспериментов.

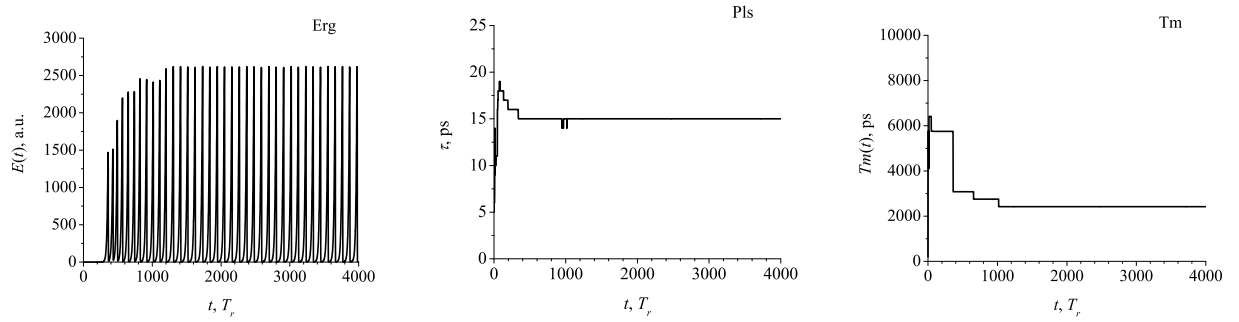


Рис. 5.10. Обзорная картина генерации в режиме регулярных пульсаций и высокочастотной модуляции: E — энергия излучения на одном обходе резонатора, Pls — длительность импульса с максимальной интенсивностью, Tm — положение импульса с максимальной интенсивностью каждые 10 нс. По горизонтальной оси отложены обходы резонатора.

Динамика генерации лазера в режиме пульсаций *в условиях высокочастотной модуляции* потерь моделировалась в программе LaserIV с теми же параметрами, что и в предыдущих случаях (п. 5.1.2), за исключением: времени счета (4000 обходов светом резонатора), превышения усиления над пороговым (9%, постоянное), задержки в цепи обратной связи (10250 пс), начального напряжения смещения на модуляторе ($0.05U_{\lambda/2}$) и управления от поляризатора. Результаты расчетов представлены на рис. 5.10 (обзорная картина генерации). Единственный импульс на аксиальном интервале остается начиная с обхода с номером 1200 (12 мкс после начала генерации). Длительность (в данном случае составившая 15 пс) и положение импульса устанавливаются за 1000 обходов. Период развитых регулярных пульсаций составил 108 обходов светом резонатора. Отметим, что несмотря на значительное различие максимальной и минимальной амплитуды пикосекундных импульсов в минимуме и максимуме огибающей пульсаций, а также большие изменения управляющего напряжения, в минимуме огибающей в резонаторе остается один импульс, синхронизированный с внешним генератором.

Таким образом, при усилениях выше области устойчивости предложен-

ный сценарий управления, соответствующий комбинации обратных связей, совмещенный с высокочастотной модуляцией потерь, решает задачу разработки задающего генератора оптической системы лазерно-электронного источника рентгеновского излучения. Финальный вариант схемы оптической системы представлен на стр. 144.

5.2. Результаты численного моделирования лазерной динамики с характерными временами порядка одного обхода светом резонатора

Разработанные подходы позволили не только реализовать режимы генерации пульсаций с большим периодом, необходимые для лазерно-электронного источника рентгеновского излучения, но и дали возможность продвинуться в сторону высокочастотной нелинейной динамики.

5.2.1. Регулярная и хаотическая нелинейная динамика, близкая к динамике логистического отображения

Системы с управляемой хаотической динамикой находят все большее применение в различных областях науки и техники. Новые методы криптографии и широкополосных систем связи ставят задачу разработки быстрых, простых и надежных генераторов хаотических последовательностей [138–142]. Представляется перспективным использование хаотических лазерных генераторов и в медицине. Например, авторы работы [143] отмечают лучший терапевтический эффект в долговременной перспективе по сравнению с периодическим и постоянным излучением при облучении раковых клеток последовательностью импульсов с хаотически распределенной длительностью (рассчитанной по формуле логистического отображения), следующих с оди-

наковыми временными интервалами 2 мс.

В оптическом диапазоне для реализации хаотического режима, соответствующего детерминированному хаосу, необходимыми свойствами мог бы обладать охваченный цепью отрицательной обратной связи лазер, генерирующий ультракороткие импульсы в режиме синхронизации мод. Для такого лазера поведение энергии импульсов x , нормированной на чувствительность обратной связи, описывается рекуррентным соотношением (3.3):

$$x_{n+1} = rx_n(1 - x_n),$$

где x_{n+1} — энергия на проходе $n + 1$, x_n — энергия на проходе n , r — усиление, нормированное на пороговое значение, а выражение в скобках описывает действие отрицательной обратной связи. Рекуррентное соотношение (3.3) представляет собой одномерное дискретное отображение, известное как логистическое [114, 144].

Особенности режима *самосинхронизации* мод были рассмотрены выше в п. 5.1. Было отмечено, что режим самосинхронизации мод осуществляется в ряде областей значений задержки оптического сигнала. Первая область соответствует минимальной задержке управляющего воздействия. В этом случае управляющий импульс закрывает модулятор, а световой импульс проходит через него в момент почти максимального открытия. Пропускание модулятора в момент прохода импульса на каждом обходе определяется энергией проходящего импульса, а также энергией импульсов на всех предыдущих обходах резонатора с учетом разряда емкости C . Этому случаю соответствует рекуррентное соотношение:

$$x_{n+1} = rx_n \left(1 - \sum_{m=0}^{\infty} x_{n-m} \gamma^m \right), \quad (5.3)$$

где $\gamma = e^{-T_r/\tau}$. Удачным примером системы с минимальной задержкой является твердотельный лазер с оптоэлектронным управлением, в котором внут-

рирезонаторная ЯП управляется фототоком высоковольтных субнаносекундных полупроводниковых структур [145]. При этом для устойчивого формирования одиночных на аксиальном интервале импульсов минимальной длительности оптимальная временная постоянная затухания τ составляет $(1-2)T_r$ [118, 120].

Фазопараметрические диаграммы отображений, представленные на рис. 5.11 и 5.12, демонстрируют отличия в динамике системы с памятью (5.3) и логистического отображения (3.3). Уже при $\gamma = 0.1$ ($\tau = 0.43T_r$) отсутствует “окно” (суперустойчивый цикл) с периодом, равным $3T_r$, которое в отображении (3.3) реализуется при $r > 1 + \sqrt{8} \approx 3.83$ (рис. 5.11). При дальнейшем увеличении γ поведение системы становится все менее разнообразным. Фазопараметрические диаграммы, представленные на рис. 5.12б и 5.12в, соответствуют значениям $\tau = T_r$ и $\tau = 2T_r$.

Проявление инерционности может быть преодолено в системе с управлением комбинацией двух обратных связей: отрицательной, и задержанной относительно нее на время ΔT положительной, относительная чувствительность которой α выбирается так, чтобы компенсировать остаточное (по истечении времени относительной задержки) управляющее воздействие отрицательной обратной связи. Такая организация управления приводит к “стиранию памяти”. Соответствующее дискретное отображение принимает вид:

$$x_{n+1} = rx_n \left(1 - \sum_{m=i}^{\infty} x_{n-m} \gamma^{m-i} + \alpha \sum_{m=j}^{\infty} x_{n-m} \gamma^{m-j} \right). \quad (5.4)$$

Для случая $i = 0$, $j = 1$ метод линейного анализа позволил определить зависимость порогового значения r от коэффициента относительной чувствительности α и коэффициента затухания γ :

$$r_2 = \frac{3 + \alpha + \gamma + 3\alpha\gamma}{(1 - \alpha)(1 - \gamma)} \quad (5.5)$$

Развитие нелинейной динамики происходит через удвоение периода при лю-

бом значении параметров.

Для относительных задержек обратных связей $k = j - i > 1$ и $\alpha < 0$ с помощью численного моделирования было обнаружено, что период регулярной динамики, развивающейся вне области устойчивости ($r > r_2$) не зависит от уровня усиления. Период растет как с увеличением задержки первой отрицательной обратной связи, так и относительной задержки между ними. При минимальной задержке первой отрицательной связи период пульсаций хорошо согласуется с формулой 4.6k.

Помимо режимов регулярных пульсаций с большими периодами, которые возникают за счет инерционности обратных связей, возможна реализация сценария, соответствующего безынерционному управлению. Для компенсации остаточного действия отрицательной обратной связи следует выбирать относительную чувствительность с учетом относительной задержки обратных связей $T_r(j - i)$:

$$\alpha = \gamma^{j-i}. \quad (5.6)$$

Если $i = 0$, $j - i = 1$, мы получим систему, аналогичную логистическому отображению (3.3):

$$x_{n+1} = rx_n(1 - x_n).$$

Возможность реализации простой лазерной системы, способной демонстрировать каскад удвоений периода, окна устойчивости периодических режимов, перемежаемость, детерминированный хаос с характерным временем, равным времени обхода резонатора, была исследована с помощью численного моделирования динамики. Для этого был применен подход [118, 120], в котором для выбранного времени задержки в цепи обратной связи прослеживается тонкая временная структура излучения на временах, много меньших T_r с учетом конечной ширины линии усиления активной среды и шумового вклада спонтанного излучения. В модели используется последовательный

(от прохода к проходу) расчет интенсивности лазерного излучения, фототока, напряжения на емкости C и потерь, вносимых ЯП.

Была исследована лазерная система с параметрами активной среды, соответствующими Nd:YAG. В расчетах время обхода резонатора T_r составляло 10 нс. Минимальная задержка в цепи обратной связи была выбрана $\Delta = 400$ пс, что является разумной величиной с точки зрения экспериментальной реализации. Время отклика фототока составляло 500 пс. Расчеты проводились для двух значений начального смещения модулятора U_0 ($0.3U_{\lambda/4}$, $0.5U_{\lambda/4}$) и ряда значений $\tau = RC$. При возможности непрерывной регулировки задержки формула (5.6) для выбора относительной чувствительности принимает вид:

$$\alpha = e^{-\Delta T/RC}, \quad (5.7)$$

где ΔT — относительная задержка положительной обратной связи, RC — временная постоянная обеих обратных связей.

Численное моделирование системы, управляемой комбинацией положительной и отрицательной обратных связей, где отрицательная имеет минимальную задержку $\Delta = 400$ пс, показало, что несмотря на существенные изменения во времени пропускания ячейки Поккельса в режимах, соответствующих характерным проявлениям нелинейной динамики логистического отображения, самосинхронизация мод не срывается: на аксиальном интервале генерируется одиночный ультракороткий импульс. Примеры временного хода пропускания ячейки Поккельса и тонкая временная структура лазерного излучения в условиях окна устойчивости с периодом $3T_r$ и в условиях хаотической динамики в области перемежаемости представлены на рисунке 5.13.

Результаты моделирования динамики лазера, генерирующего ультракороткие импульсы в условиях минимальной задержки в режиме “стирания памяти”, представлены на рис. 5.14. Показана зависимость энергии импульсов

выходного излучения лазера $E(t)$ при линейном нарастании r за $n = 10000$ обходов резонатора от 1 до 5.5. Энергия нормирована на энергию импульса E_0 , соответствующую заряду емкости ЯП на величину $U_{\lambda/4}$. Задержка отрицательной обратной связи составляла Δ , задержка положительной $\Delta + T_r$, относительная чувствительность обратных связей $\alpha = 0.717$ ($\tau = 3T_r$). Моделирование показало, что порог возникновения нелинейной динамики r_2 (так называемый второй порог) несколько превышает соответствующее значение $r_2 = 3$ для логистического отображения. Так, при $\tau = 3T_r$ и $U_0 = 0.3U_{\lambda/4}$ $r_2 = 3.28$, а при $U_0 = 0.5U_{\lambda/4}$ порог развития нелинейной динамики $r_2 = 3.71$. В то же время, основные особенности динамики отображения (3.3) сохраняются. Так, отчетливо наблюдается каскад бифуркаций удвоения периода, заканчивающийся переходом к хаотической динамике, далее возникновение периода 3 через перемежаемость и т.д. Вставки I–V на рис. 5.14 демонстрируют тонкую временную структуру излучения характерных режимов: I — стационарная точка отображения (3.3), II — удвоение периода, III — учетверение периода, IV — окно устойчивости периода $3T_r$, V — детерминированный хаос. Хаотизация динамики не нарушает режим синхронизации мод при росте усиления до уровня $r = 4.5$.

С помощью численного моделирования продемонстрировано драматическое изменение нелинейной динамики при увеличении задержек обратных связей. Исследовалась самосинхронизация мод в режиме “стирания памяти”, когда задержка отрицательной обратной связи составляла $\Delta + T_r$, задержка положительной $\Delta + 2T_r$, относительная чувствительность обратных связей $\alpha = 0.368$ ($\tau = T_r$). Порог развития нелинейной динамики в этом случае ощутимо снижается. При $U_0 = 0.5U_{\lambda/4}$ r_2 составило 1.98, а для $U_0 = 0.3U_{\lambda/4}$ $r_2 = 2.15$. Каскад бифуркаций удвоения периода не наблюдается: при увеличении усиления развитие нелинейной динамики начинается с гармонической модуляции огибающей ультракоротких импульсов с периодом $\sim 6T_r$ (рис.

5.15 II). С дальнейшим увеличением r регулярная нелинейная динамика проявляется в формировании все более выраженных периодических пульсаций, скважность которых увеличивается. Наблюдается постепенный рост периода следования пульсаций. Максимальное значение периода, кратного T_r , составляет $8T_r$ (см. рис. 5.15 IV). Если период пульсаций не совпадает с целым количеством T_r , огибающая пульсаций приобретает низкочастотную модуляцию (рис. 5.15 III). Хаотизация проявляется в нерегулярном изменении периода пульсаций при практически неизменной амплитуде (рис. 5.15 V и рис. 5.16).

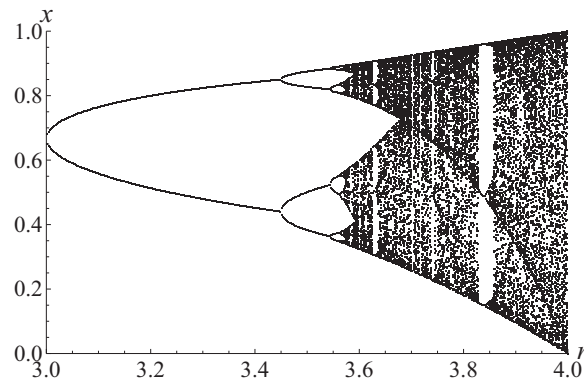


Рис. 5.11. Фрагмент фазопараметрической диаграммы — установившиеся значения x в зависимости от усиления r — соответствующий нелинейной динамике отображения (3.3), $r > 3$.

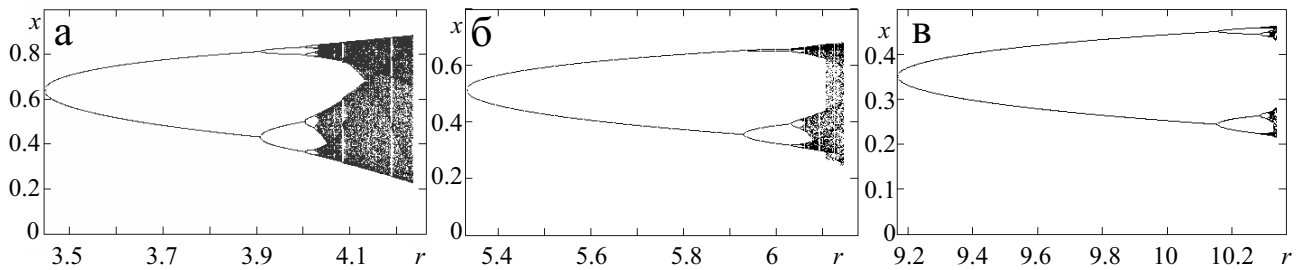


Рис. 5.12. Фрагменты фазопараметрических диаграмм системы с памятью (5.4), соответствующие нелинейной динамике. а) $\tau = 0.43T_r$, б) $\tau = T_r$, в) $\tau = 2T_r$.

Принцип стирания памяти был применен и при сглаживании тонкой временной структуры лазерного излучения на аксиальном интервале за счет

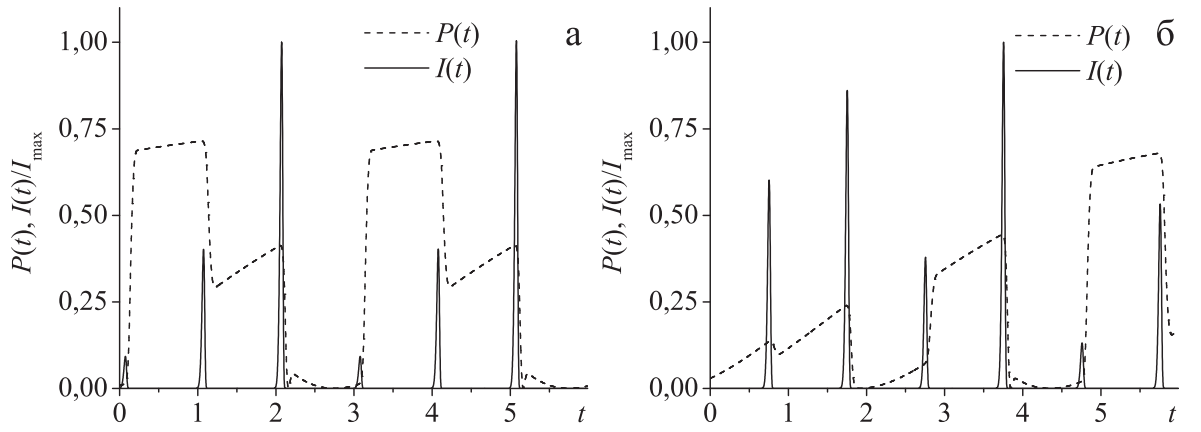


Рис. 5.13. Тонкая временная структура излучения лазерной системы со “стиранием памяти” в режиме самосинхронизации мод. Временной ход интенсивности $I(t)$ и пропускания модулятора $P(t)$: а — в окне стабильности периода $3T_r$; б — в области перемежаемости (при меньшем усилении). Время нормировано на T_r .

выбора задержки отрицательной обратной связи (см. табл. 5.1). Результаты моделирования для случая, когда задержка положительной обратной связи ровно на T_r превышает задержку отрицательной обратной связи, представлены на рис. 5.17. Относительная чувствительность выбиралась исходя из указанной относительной задержки по формуле (5.7). На вставке I показан случай сглаживания излучения на аксиальном интервале. С увеличением усиления появляется модуляция излучения с периодом порядка $3.6T_r$ (вставка II). Удвоение периода не наблюдается. На вставках III–V показана хаотизация динамики.

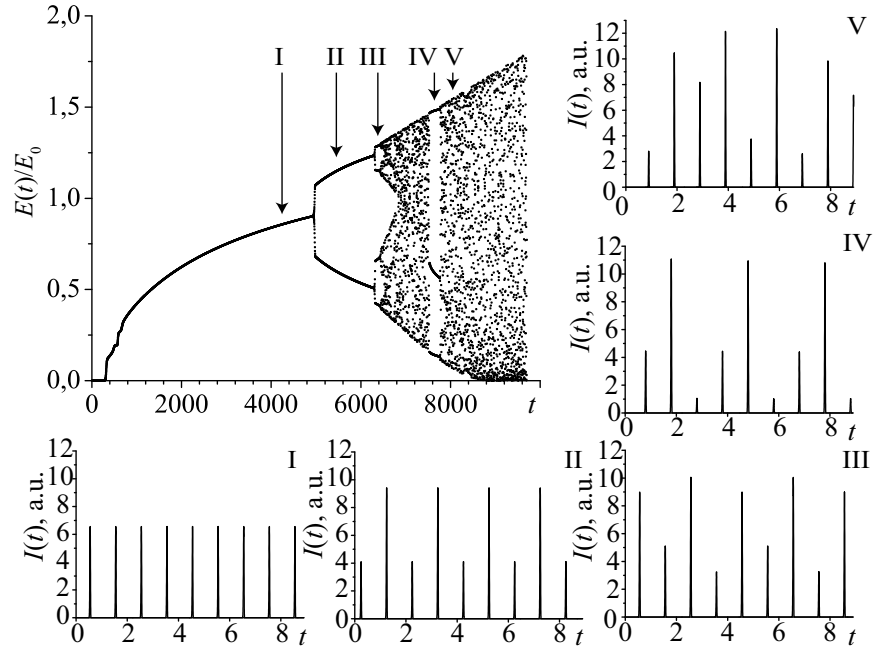


Рис. 5.14. Временная структура излучения лазерной системы со “стиранием памяти” в режиме самосинхронизации мод. $U_0 = 0.3U_{\lambda/4}$. Время нормировано на T_r .

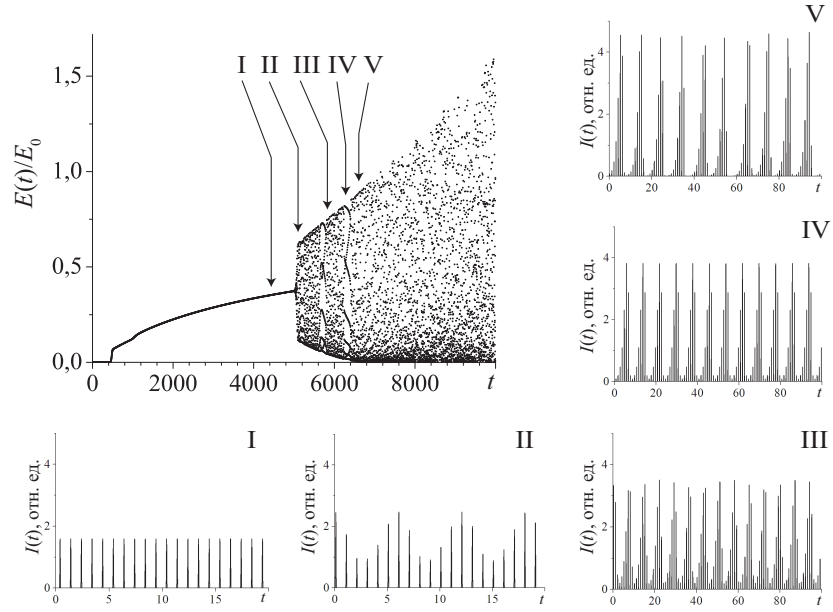


Рис. 5.15. Временная структура излучения лазерной системы со “стиранием памяти” в режиме самосинхронизации мод с дополнительной задержкой на T_r , $1 < r < 5.5$. Время нормировано на T_r .

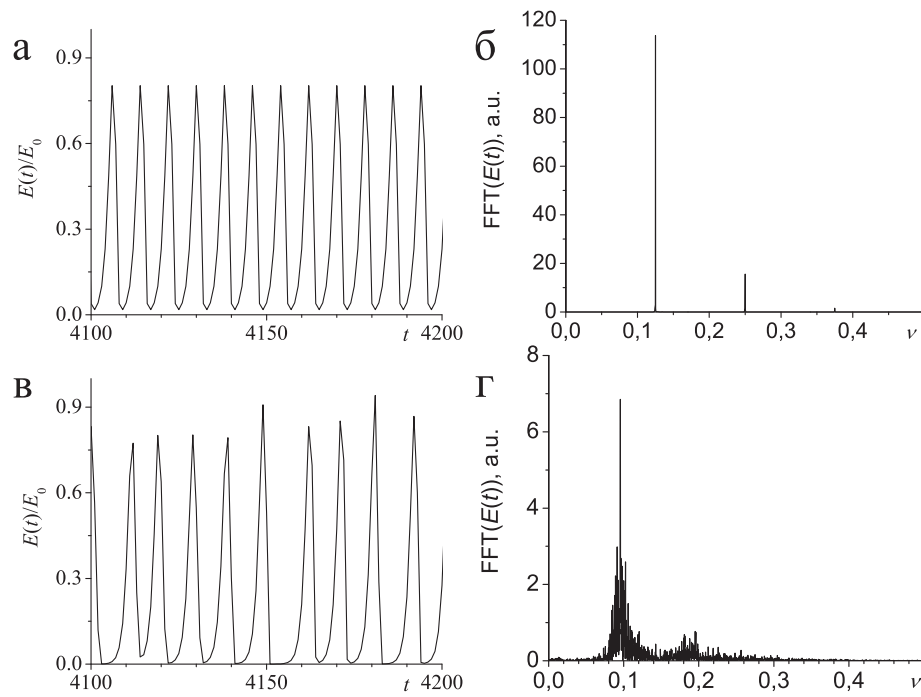


Рис. 5.16. Динамика излучения лазерной системы со “стиранием памяти” в режиме самосинхронизации мод с дополнительной задержкой на T_r . Временные зависимости энергии (а, в, время нормировано на T_r) и соответствующие спектры (б, г, частота ν в единицах $1/T_r$): а, б — регулярные пульсации с периодом $8T_r$, в, г — хаотическая нелинейная динамика при большем усилении.

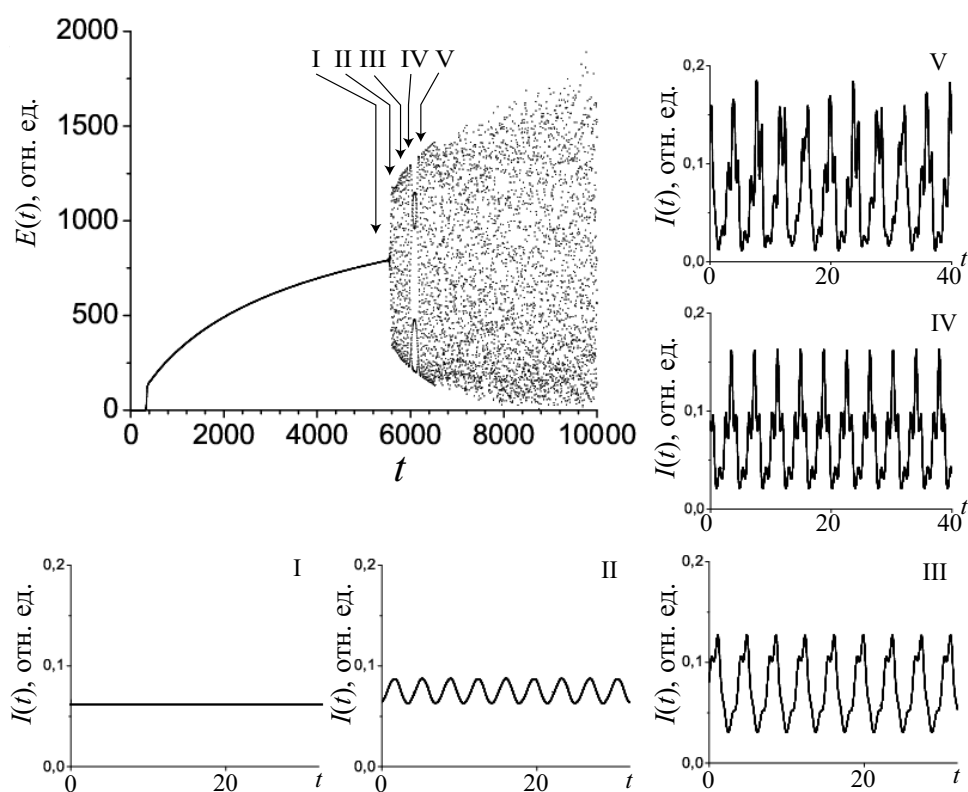


Рис. 5.17. Фазопараметрическая диаграмма и временная структура выходного излучения лазера в случае сглаживания тонкой временной структуры излучения и стирания памяти при относительной задержке обратных связей T_r . Задержка отрицательной обратной связи немного меньше T_r . Усиление r линейно растет от 1 до 3.3 с номером прохода. Другие параметры такие же, как на рисунке 5.14.

5.2.2. Высокочастотные цуги с минимальным периодом порядка единиц времен обхода резонатора

Помимо экстремально больших периодов, управление с помощью комбинации двух обратных связей позволяет получить динамику с малыми периодами. Минимальный период следования цугов, сформированных в виде пульсаций с близким к нулю минимальным уровнем энергии импульсов со скважностью более 0.5, должен составлять $3T_r$. Если $i = 0$ и $j - i = 2$, дискретное отображение (5.4) сводится к уравнению (3.17):

$$x_{n+1} = rx_n(1 - \alpha x_n - x_{n-1}),$$

для которого при определенных значениях α характерна динамика с периодами 3 и $4T_r$ (см. Приложение В). Результаты расчетов в программе LaserIV представлены на рис. 5.18. Пересечение трех (четырех) ветвей на фазопараметрической диаграмме, показывающей зависимость полной энергии на аксиальном интервале от номера обхода, объясняется слабым постепенным временным смещением лазерных импульсов, из-за чего энергия импульса начинает частично учитываться в суммарной энергии, соответствующей соседнему проходу.

Полученные с помощью программного комплекса LaserIV результаты позволяют сделать вывод о том, что указанные режимы могут быть реализованы в твердотельном лазере с оптоэлектронным управлением.

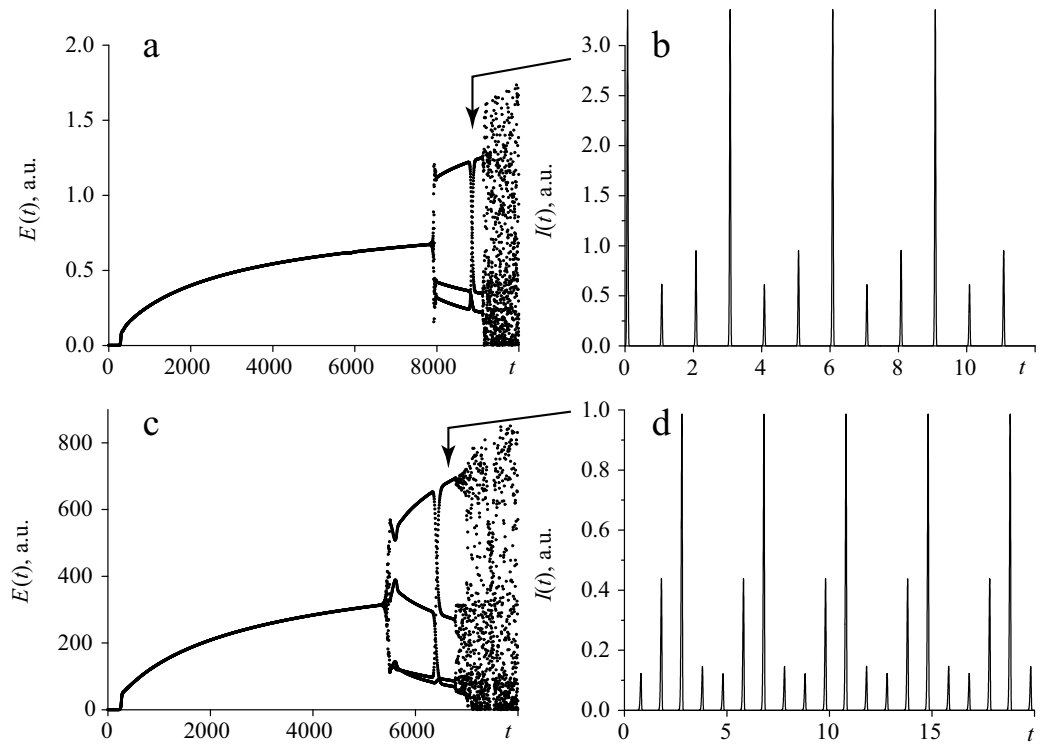


Рис. 5.18. а, с — фазопараметрические диаграммы лазеров, в которых возможна реализация регулярной нелинейной динамики с периодами $3T_r$ (а — $\tau = 1.7T_r$, $1 < r < 6.8$) и $4T_r$ (с — $\tau = 50T_r$, $1 < r < 7$) в случае стирания памяти с относительной задержкой обратных связей $2T_r$; b, d — тонкая временная структура излучения лазеров.

5.3. Выводы к пятой главе

- Путем численного моделирования исследованы режимы высокочастотной (с периодом, намного меньше времени обхода светом резонатора) модуляции, показано, что применение инерционной отрицательной обратной связи позволяет получать одиночные на аксиальном интервале синхронизированные с внешним генератором пикосекундные импульсы.
- С целью расширения диапазона периодов регулярной нелинейной динамики в высокочастотную область и развития методики подбора оптимальной комбинации обратных связей для генерации лазерного излучения с наперед заданными свойствами предложен принцип стирания памяти. Он основан на дополнении действия отрицательной обратной связи задержанной относительно нее положительной. Такой способ позволяет стереть остаточный (после истечения времени относительной задержки) сигнал отрицательной обратной связи за счет выбора относительной чувствительности положительной обратной связи.
- С помощью численного моделирования:
 - Впервые продемонстрирована возможность реализации лазерной динамики, близкой к динамике логистического отображения. Для этого предложено использовать в режиме самосинхронизации мод комбинацию инерционных обратных связей в режиме стирания памяти с относительной задержкой, равной *одному* проходу и минимальной задержкой отрицательной обратной связи — намного меньше времени одного обхода светом резонатора.
 - Для генерации высокочастотных цугов коротких импульсов с периодом 3 или 4 обхода светом резонатора предложена схема управления, основанная на стирании памяти с относительной задержкой,

равной *двум* проходам, и минимальной задержкой отрицательной обратной связи.

- Численное моделирование подтвердило, что предложенные системы управления, основанные на комбинации двух инерционных обратных связей, могут быть созданы на основе твердотельного лазера.

Заключение

Перечислим основные результаты работы.

1. Разработана схема оптического модуля лазерно-электронного источника рентгеновского излучения для покадровой разностной съемки живых объектов вблизи скачка поглощения йода. Она включает а) две лазерные системы, работающих на близких длинах волн с использованием временной структуры излучения в виде миллисекундных цугов пикосекундных импульсов, следующих с микросекундным интервалом; б) кольцевой четырехзеркальный циркулятор с активным (на основе кристалла ВВО) или пассивным оптическим ключом (на основе генерации второй гармоники в кристалле LBO).
2. Методом анализа точечных отображений показано, что в отличие от режима управления с помощью одной инерционной отрицательной обратной связи, переход к комбинации положительной и отрицательной обратных связей позволяет расширить диапазон периодов регулярной нелинейной динамики твердотельных лазеров с оптоэлектронным управлением как в сторону высокочастотных пульсаций с периодом в несколько обходов светом резонатора T_r , так и в область низких частот с характерным временем в десятки–сотни T_r .
3. Для управления, соответствующего комбинации положительной и задержанной на T_r отрицательной обратной связи, предложено использовать одну систему отрицательной оптоэлектронной обратной связи, использующую отраженное от поляризатора внутрирезонаторного электрооптического модулятора излучение. При этом положительная обратная связь опережает отрицательную на один обход светом резонатора, а относительная чувствительность регулируется напряжением смещения

модулятора.

4. Экспериментально изучена нелинейная динамика Nd:YAG лазера с опто-электронным управлением и использованием в цепи обратной связи сигнала, отраженного от внутрирезонаторного поляризатора. Использование модулятора на основе кристалла танталата лития приводит к развитию нелинейной динамики в виде регулярных пульсаций с плавно регулируемым периодом, который растет с уменьшением управляющего напряжения электрооптического модулятора. Максимальный период регулярных пульсаций составил 90 обходов светом резонатора, период пульсаций в пригодных для практических применений режимов — 30–75 обходов резонатора. Резонансное самовозбуждение высших мод сдвиговых акустических колебаний в кристалле DKDP электрооптического модулятора приводит к развитию нелинейной динамики в виде регулярных пульсаций с дискретно варьируемым (за счет выбора номера моды колебаний) периодом следования в микро- и субмикросекундном диапазоне.
5. В случае использования внутрирезонаторного модулятора на основе кристалла DKDP, обладающего выраженным вторичным электрооптическим эффектом, хаотизация регулярной последовательности микропугов осуществляется через удвоение периода. В случае электрооптического модулятора на основе кристалла танталата лития, увеличение усиления приводит к нелинейной динамике, характеризующейся хаотическим аттрактором шильниковского типа, для которой характерно хаотическое изменение как амплитуды, так и периода следования пульсаций.
6. Комбинация инерционных отрицательной и задержанной положитель-

ной обратных связей позволяет за счет выбора относительной чувствительности, необходимой для компенсации действия отрицательной обратной связи по истечении времени относительной задержки, реализовать: а) при относительной задержке T_r динамику, соответствующую логистическому отображению на масштабе T_r ; б) режим высокочастотных пульсаций с периодами $3-4T_r$ с использованием задержки на $2T_r$.

Схема импульсно-периодического лазерно-электронного рентгеновского генератора, учитывающая новые подходы, разработанные для создания оптической системы, представлена на рис. 5.19.

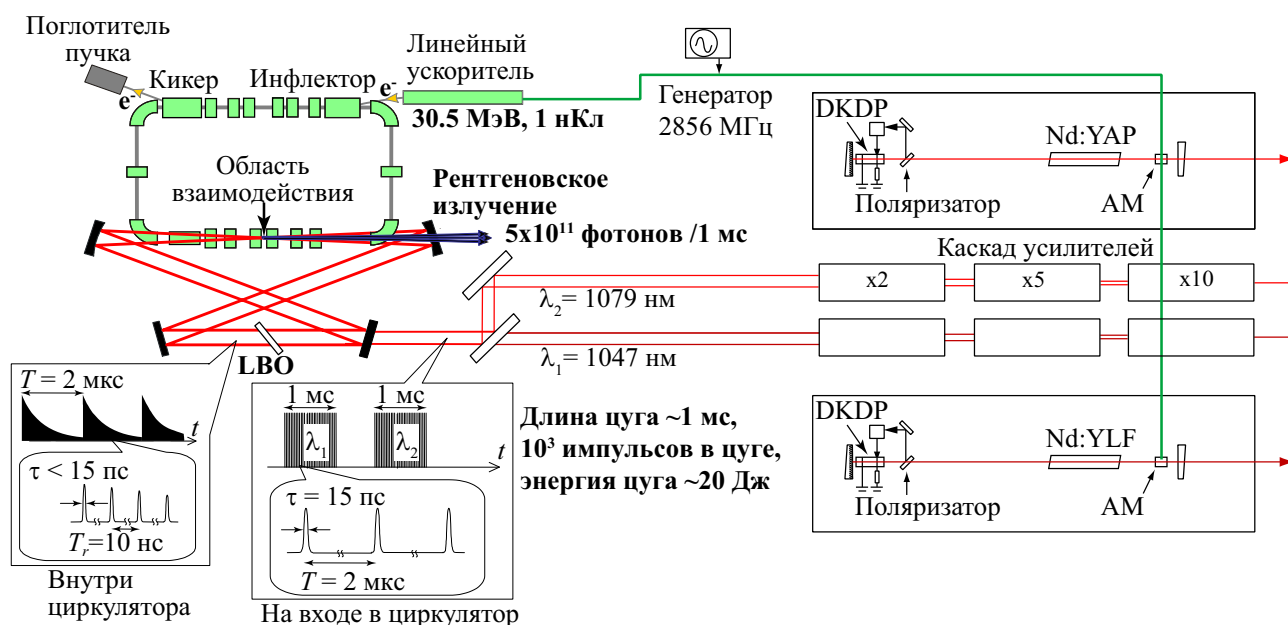


Рис. 5.19. Схема импульсно-периодического лазерно-электронного рентгеновского генератора с циркулятором на основе генерации второй гармоники. АМ — амплитудный модулятор, управляемый сигналом из ускорительной системы.

Автор считает приятным долгом выразить глубокую благодарность своим научным руководителям д.ф.-м.н., профессору Александру Владимировичу Виноградову и к.ф.-м.н. Михаилу Валериевичу Горбункову за постоянное внимание, неоценимую помощь, а также современную и уникальную тематику исследований, находящуюся на стыке многих областей знаний.

Глубоко признательна ушедшему от нас моему первому научному руководителю к.ф.-м.н. Юрию Семеновичу Касьянову за первые совместные шаги в области экспериментальной лазерной физики. Благодарю к.ф.-м.н. Игоря Анатольевича Артюкова и к.ф.-м.н. Руслана Михайловича Фещенко за доброе отношение и помощь при знакомстве с рентгеновской оптикой.

Выражаю благодарность заведующему лабораторией фотоники молекул ФИАН к.ф.-м.н. Владимиру Андреевичу Петухову за отзывчивость и поддержку в работе. Благодарю научного сотрудника лаборатории Михаила Алексеевича Семенова за помощь в работе в процессе проведения эксперимента. Неоценимую помощь в работе оказал научный сотрудник лаборатории Юрий Владиславович Шабалин, в тесном сотрудничестве с которым были проведены численные эксперименты с использованием разработанного им программного комплекса LaserIV.

Благодарю д.ф.-м.н., профессора МГУ Владимира Григорьевича Тункина и к.ф.-м.н. Павла Владимировича Кострюкова за плодотворное сотрудничество в вопросах создания оптической части ЛЭИРИ. Очень признательна д.ф.-м.н., проф. Борису Саркисовичу Ишханову и д.ф.-м.н., проф. Василию Ивановичу Шведуну (НИИЯФ МГУ), а также главному научному сотруднику ФИАН д.ф.-м.н. Евгению Григорьевичу Бессонову за введение в тематику электронных ускорителей и помощь в совместной работе над проектом ЛЭИРИ.

Благодарю д.ф.-м.н. Анатолия Викторовича Масалова и д.ф.-м.н. Иосифа Геннадиевича Зубарева за полезные обсуждения. Выражаю особую благо-

дарность д.ф.-м.н. Валерию Ивановичу Ковалеву и к.ф.-м.н. Леониду Дмитриевичу Михееву, а также к.ф.-м.н. Сергею Александровичу Амброзевичу (ФИАН), которые внимательно ознакомились с материалами диссертации и высказали полезные замечания.

Выражаю благодарность Себастьяну Г. Янсенсу (Sebastiaan G. Janssens, г. Утрехт, Нидерланды), к.ф.-м.н. Елене Владимировне Блохиной (UCD, г. Дублин, Ирландия) и к.ф.-м.н. Людмиле Сергеевне Ефремовой (ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород) за обсуждение математических вопросов, а также проф. Эрику Кормье (Prof. Eric Cormier, г. Бордо, Франция) и д.е.н. Герду Прибе (Dr. Gerd Priebe, Германия) за актуальную информацию по проектам лазерно-электронных источников.

Большое влияние на выбор жизненного пути оказали мои преподаватели физики и математики Игорь Михайлович Теличин и Ярослав Юлианович Морозович (ЛФМЛ, г. Львов, Украина), за что им искренне признательна.

Литература

- [1] Доклад о ситуации в области неинфекционных заболеваний в мире // *Всемирная организация здравоохранения*. — 2014. http://apps.who.int/iris/bitstream/10665/148114/6/WHO_NMH_NVI_15.1_rus.pdf?ua=1.
- [2] *T. Dill, W.-R. Dix, C.W. Hamm et al.* Intravenous coronary angiography with synchrotron radiation // *European Journal of Physics*. — 1998. — Vol. 19, no. 6. — Pp. 499–511.
- [3] *M. Jacquet.* High intensity compact Compton X-ray sources: Challenges and potential of applications // *NIM B*. — 2014. — Vol. 331. — P. 1–5.
- [4] *F.R. Marshall, D.L. Roberts.* Use of Electro-Optical Shutters to Stabilize Ruby Laser Operation // *Proceedings of the IRE*. — 1962. — October. — P. 2108.
- [5] *М.В. Горбунков, Ю.Я. Маслова, А.М. Чекмарев, Ю.В. Шабалин.* Импульсная генерация большого числа микроцугов пикосекундных импульсов Nd:YAG лазером, управляемым цепью отрицательной обратной связи // *Труды XLVIII Научной конференции МФТИ. Часть 2*. — 2005. — С. 50.
- [6] *М.В. Горбунков, Ю.Я. Маслова, Ю.В. Шабалин.* Устойчивый режим регулярных пульсаций пикосекундного Nd:YAG лазера, управляемого цепью отрицательной обратной связи // *Научная сессия МИФИ-2006. Том 4*. — 2006. — С. 69.
- [7] *М.В. Горбунков, Ю.Я. Маслова, А.М. Чекмарев, Ю.В. Шабалин.* Проявление нелинейной динамики при генерации большого числа микроцугов

ультракоротких импульсов с помощью лазера, управляемого обратной связью // Конференция “Фундаментальные и прикладные проблемы современной физики” (Демидовские чтения). Тезисы докладов. — 2006. — С. 149.

- [8] И.А. Артюков, Е.Г. Бессонов, А.В. Виноградов и др. Лазерно-электронный генератор рентгеновского излучения. Препринт НИИЯФ МГУ, 2006-7/806. — 2006.
- [9] М.В. Горбунков, Ю.Я. Маслова, О.И. Чабан, Ю.В. Шабалин. Динамика генерации пикосекундного Nd:YAG лазера в режиме незатухающих пульсаций с дискретным набором периодов. // *Научная сессия МИФИ-2007. Сборник научных трудов.* — 2007. — Т. 4. — С. 71.
- [10] I.A. Artyukov, E.G. Bessonov, A.V. Vinogradov et al. Laser Electron Generator of the X-Ray Radiation // *Proceedings of the 10th International Conference X-Ray Lasers 2006.* — 2007. — Vol. 115. — Pp. 631–642.
- [11] M.V. Gorbunkov, Yu.Ya. Maslova, Yu.V. Shabalin, A.V. Vinogradov. Laser Physics Research Relevant to Laser-Electron X-Ray Generator // *Proceedings of the 10th International Conference X-Ray Lasers 2006.* — 2007. — Vol. 115. — Pp. 619–629.
- [12] M.V. Gorbunkov, Y.Y. Maslova, Y.V. Shabalin. Development of a Laser Unit with a Time Structure required by a Medical Thomson X-ray Generator // *AIP Proc.* — 2007. — Vol. 958, no. 1. — Pp. 246–247. — Fourth International Summer School on Nuclear Physics Methods and Accelerators in Biology and Medicine.
- [13] M.V. Gorbunkov, Yu.Ya. Maslova, Yu.V. Shabalin, A.V. Vinogradov. Simulation of Regular and Chaotic Dynamics of a Picosecond Laser with Opto-

electronic Feedback // WDS'07 Proceedings of Contributed Papers: Part III – Physics / Ed. by J. Safrankova, J. Pavlu. — Prague, Matfyzpress, 2007. — Pp. 140–144.

- [14] *E.G. Bessonov, M.V. Gorbunkov, B.S. Ishkhanov et al.* Relativistic Thomson scattering in compact linacs and storage rings: a route to tunable laboratory-scale X-ray sources // *Proceedings MWTА-2007. Moscow, 15-19 October 2007.* — 2007. — P. 41.
- [15] *М.В. Горбунков, Е.Г. Бессонов, А.В. Виноградов и др.* Компактный перестраиваемый генератор рентгеновского излучения для исследования структуры материалов и изделий // *Труды РСНЭ-2007, 12-17 ноября, 2007, Москва.* — 2007. — С. 592.
- [16] *E.G. Bessonov, M.V. Gorbunkov, Yu.Y. Maslova et al.* Relativistic Thomson scattering in compact linacs and storage rings: a route to quasi-monochromatic tunable laboratory-scale x-ray sources // *Proc. SPIE.* — 2007. — Vol. 6702, no. 1. — Pp. 6702E–1–6702E–9. — Soft X-Ray Lasers and Applications VII.
- [17] *E.G. Bessonov, M.V. Gorbunkov, P.V. Kostryukov et al.* Design study of compact Thomson X-ray sources for material and life sciences applications // *11th International Conference on X-Ray Lasers, Belfast, 17-22 August 2008, Abstracts Booklet.* — 2008. — Pp. I–10.
- [18] *E.G. Bessonov, M.V. Gorbunkov, P.V. Kostryukov et al.* Design study of compact Thomson X-ray sources for material and life sciences applications // *Compton Sources for X/gamma Rays: Physics and Applications, Sardinia, Italy, 7-12 September 2008, book of abstracts.* — 2008. <http://agenda.infn.it/contributionDisplay.py?contribId=3&sessionId=2&confId=367>.

- [19] *M.V. Gorbunkov, Yu.Ya. Maslova, Yu.V. Shabalin.* Period doubling and deterministic chaos in a picosecond laser controlled with a combination of positive and negative optoelectronic feedbacks // *Proc. ICQO 2008, September 20–23, 2008, Vilnius.* — 2008. — Pp. 6–7.
- [20] *A.V. Vinogradov, E.G. Bessonov, M.V. Gorbunkov et al.* The project of laser-electron X-ray generator based on relativistic Thomson scattering // *Proceedings of 9th Workshop Complex Systems of Charged Particles and Their Interaction with Electromagnetic Radiation, April 13–14, 2011, Moscow, Russia.* — 2011. — P. 44.
- [21] *Е.Г. Бессонов, К.А. Бубнов, А.В. Виноградов и др.* Прототип оптической системы лазерно-электронного источника рентгеновского излучения для медицинских применений // *Сборник трудов Пятой Всероссийской школы для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям. г. Саров, 26–29 апреля 2011 г.* — 2011.
- [22] *M.V. Gorbunkov, Yu.Ya. Maslova, V.A. Petukhov et al.* Two-loop feedback control opens up a round trip time scale for nonlinear dynamics in a solid state laser // *Proceedings of NOMA'13 Workshop (International Workshop on Nonlinear Maps and their Applications). 3–4 September, 2013, Zaragoza, Spain.* — 2013. — Pp. 41–44.
- [23] *А.В. Виноградов, М.В. Горбунков, Ю.Я. Маслова и др.* Нелинейная динамика твердотельного лазера с гармонической модуляцией потерь и управлением комбинацией положительной и отрицательной обратных связей. // *Сборник трудов VIII Международной конференции молодых ученых и специалистов “Оптика-2013”, Санкт-Петербург, 14–18 ок-*

тября 2013, под ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова. — СПб: НИУИТМО. — 2013. — Т. 1. — С. 174–176.

- [24] А.В. Виноградов, М.В. Горбунков, Ю.Я. Маслова. Томсоновские генераторы рентгеновского излучения. Состояние и применения // *Сборник трудов V Всероссийской молодежной конференции по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики. Программа и тезисы докладов. 10-15 ноября 2013 г. Москва, ФИАН.* — 2013. — С. 142.
- [25] М.В. Горбунков, Ю.Я. Маслова, А.В. Виноградов и др. Лазерно-электронный источник рентгеновского излучения для медицинских применений // *Сборник трудов V Всероссийской молодежной конференции по фундаментальным и инновационным вопросам современной физики. Программа и тезисы докладов. 10–15 ноября 2013 г. Москва, ФИАН.* — 2013. — С. 193.
- [26] M. V. Gorbunkov, Yu. Ya. Maslova, V. A. Petukhov et al. Discrete Maps and the Problem of Round Trip Time Scale Nonlinear Dynamics in Solid State Lasers // *Chapter in a book: Nonlinear Maps and their Applications. Springer Proceedings in Mathematics & Statistics (PROMS).* — 2015. — Vol. 112. — Pp. 159–170.
- [27] Ю.Я. Маслова, В.А. Жебун. Усовершенствованный лазерно-электронный источник рентгеновского излучения для медицинской диагностики // *Пресс-релиз для ФИАН-ИНФОРМ.* <http://www.fian-inform.ru/lazernaya-fizika/item/491-lei-dlya-medeciny>. — 2015.
- [28] Е. Г. Бессонов, А. В. Виноградов, М. В. Горбунков, Ю. Я. Маслова. Томсоновские генераторы рентгеновского излучения. Современное со-

стояние и применения // *Сборник трудов XIX международного симпозиума “Нанопфизика и наноэлектроника”, г. Нижний Новгород, 10–14 марта 2015 г.* — 2015. — С. 332–334.

- [29] *Е.Г. Бессонов, А.В. Виноградов, М.В. Горбунков и др.* Лазерно-электронный источник рентгеновского излучения для медицинских применений // *Сборник трудов 6-й Всероссийской молодежной конференции “Фундаментальные и инновационные вопросы современной физики”, 15–20 ноября 2015 г., Москва, ФИАН.* — 2015.
- [30] *И.А. Артюков, Е.Г. Бессонов, А.В. Виноградов и др.* Лазерно-электронный генератор рентгеновского излучения // *Поверхность.* — 2007. — Т. 8. — С. 3–11.
- [31] *E.G. Bessonov, M.V. Gorbunkov, B.S. Ishkhanov et al.* Laser-electron generator for X-ray applications in science and technology // *Laser and Particle Beams.* — 2008. — Vol. 26, no. 03. — Pp. 489–495.
- [32] *M.V. Gorbunkov, Yu.Ya. Maslova, A.V. Vinogradov.* Optical unit of Laser-Electron X-ray Generator designed for medical applications // *Nuclear Instruments and Methods A.* — 2009. — Vol. 608. — Pp. S32–S35.
- [33] *M.V. Gorbunkov, Yu.Ya. Maslova, V.A. Petukhov et al.* Submicrosecond regular and chaotic nonlinear dynamics in a pulsed picosecond Nd:YAG laser with millisecond pumping // *Applied Optics.* — 2009. — Vol. 48, no. 12. — Pp. 2267–2274.
- [34] *E.G. Bessonov, M.V. Gorbunkov, P.V. Kostyukov et al.* Design study of compact Thomson X-ray sources for material and life sciences applications // *Journal of Instrumentation.* — 2009. — Vol. 4, P07017. — Pp. 1–14.

- [35] *М.В. Горбунков, Ю.Я. Маслова, О.И. Чабан, Ю.В. Шабалин.* Каскад удвоенный периода и детерминированный хаос в лазере с самосинхронизацией мод за счет комбинации инерционных отрицательной и положительной обратных связей // *КСФ ФИАН.* — 2009. — Т. 5. — С. 39–48.
- [36] *М.В. Горбунков, Ю.Я. Маслова, Ю.В. Шабалин.* Генерация регулярной последовательности микроцугов пикосекундных импульсов с дискретно варьируемым периодом следования // *КСФ ФИАН.* — 2009. — Т. 9. — С. 29–39.
- [37] wikipedia.org.
- [38] *Medical Applications of Synchrotron Radiation*, Ed. by M. Ando, C. E. Uyama. — 1998.
- [39] *B. Jacobson.* Dichromatic absorption radiography. Dichromography // *Acta Radiol.* — 1953. — Vol. 39. — P. 437.
- [40] *F. Brinker, A. Febe, G. Hemmie et al.* ARI — a storage ring for non-invasive coronary angiography // *Proceedings of EPAC 2000, Vienna, Austria.* — 2000. — Pp. 610–612.
- [41] *M. Renier, S. Fiedler, C. Nemoz et al.* A mechanical chopper with continuously adjustable duty cycle for a wide X-ray beam // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2005. — Vol. 548, no. 1–2. — Pp. 111–115. — Proceedings of the 4th International Workshop on Medical Applications of Synchrotron Radiation MASR 20044th International Workshop on Medical Applications of Synchrotron Radiation.
- [42] *E. Rubenstein, R. Hofstadter, H.D. Zeman et al.* Transvenous coronary

- angiography in humans using synchrotron radiation // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. — 1986. — Vol. 83, no. 24. — Pp. 9724–9728.
- [43] W.-R. Dix, W. Kupper, M. Lohmann et al. New Results of the Large Human Study on Intravenous Coronary Angiography with Synchrotron Radiation // <http://www-ssrl.slac.stanford.edu/special/rubenstein-workshop.pdf>. — P. 7.
- [44] B. Bertrand, F. Estève, H. Elleaume et al. Comparison of synchrotron radiation angiography with conventional angiography for the diagnosis of in-stent restenosis after percutaneous transluminal coronary angioplasty // *European Heart Journal*. — 2005. — Vol. 26, no. 13. — Pp. 1284–1291.
- [45] W.J. Brown, F.V. Hartemann. Brightness Optimization of Ultra-Fast Thomson Scattering X-ray Sources // *AIP Conference Proceedings*. — 2004. — Vol. 737. — P. 839.
- [46] R.H. Milburn. Electron Scattering by an Intense Polarized Photon Field // *Phys. Rev. Lett.* — 1963. — Vol. 10, no. 3. — Pp. 75–77.
- [47] F.R. Arutyunian, V.A. Tumanian. The Compton Effect on relativistic Electrons and the possibility of obtaining high Energy Beams // *Phys. Letters*. — 1963. — Vol. 4, no. 3. — Pp. 176–178.
- [48] O.F. Kulikov, J.Y. Telnov, F.I. Filippov, M.N. Yakimenko. Compton Effect on Moving Electrons // *Phys. Letters*. — 1964. — Vol. 13, no. 4. — Pp. 344–346.
- [49] C. Bemporad, R.H. Milburn, N. Tanaka, M. Fotino. High-Energy Photons from Compton Scattering of Light on 6.0-GeV Electrons // *Phys. Rev.* — 1965. — Vol. 138, no. 6B. — Pp. B1546–B1549.

- [50] <http://www.photon-production.co.jp/e/PPL-Introduction.html>.
- [51] *W.J. Brown, S.G. Anderson, C.P.J. Barty, et al.* Experimental characterization of an ultrafast Thomson scattering xray source with three-dimensional time and frequency-domain analysis // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. — 2004. — Vol. 7, no. 060702. — Pp. 1–12.
- [52] *Z. Huang, R. Ruth.* Laser-Electron Storage Ring // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Vol. 80. — P. 976.
- [53] *K. Dobashi, A. Fukasawa, M. Uesaka et al.* Design of Compact Monochromatic Tunable Hard X-Ray Source Based on X-band Linac // *Japanese Journal of Applied Physics*. — 2005. — Vol. 44, no. 4A. — Pp. 1999–2005.
- [54] *J. Urakawa.* Development of a compact X-ray source based on Compton scattering using a 1.3 GHz superconducting RF accelerating linac and a new laser storage cavity // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. — 2011. — Vol. 637. — Pp. S47—S50.
- [55] *Y.-C. Du, et al.* X-ray local energy spectrum measurement at Tsinghua Thomson scattering X-ray source (TTX) // *Proceedings of LINAC2012, Israel, MOPB089*. — 2012.
- [56] *A. Variola.* The ThomX Project // *2nd International Particle Accelerator Conference (IPAC'11), San Sebastian, Espagne, 2011*. — 2011.
- [57] *G. Priebe, D. Laundry, P. J. Phillips et al.* First results from the Daresbury Compton backscattering X-ray source (COBALD) // *Proc. of SPIE*. — 2010. — Vol. 7805. — Pp. 780513–1–780513–14.
- [58] *I. Boscolo.* A twin-laser system driving a powerful inverse Compton X-ray

source // *INFN/TC-8/09, October 26, 2009, Published by SIS-Pubblicazioni*. — 2009.

- [59] *V. Androsov, O. Bezditko, V. Boriskin et al.* The first results of the NESTOR commissioning // *Proceedings of IPAC2013, Shanghai, China*. — 2013. — Vol. MOPEA063. — Pp. 225–227.
- [60] *D.J. Gibson, S.G. Anderson, C.P.J. Barty et al.* PLEIADES: A picosecond Compton scattering x-ray source for advanced backlighting and time-resolved material studies // *Physics of Plasmas*. — 2004. — Vol. 11, no. 5. — Pp. 2857–2864.
- [61] *F.E. Carroll.* Tunable Monochromatic X Rays: A New Paradigm in Medicine // *American Journal of Roentgenology*. — 2002. — Vol. 179, no. 3. — Pp. 583–590.
- [62] *J. Abendroth, M.S. McCormick, T.E. Edwards et al.* X-ray Structure determination of the glycine cleavage system protein H of Mycobacterium tuberculosis using an inverse Compton synchrotron X-ray source // *Journal of Structural and Functional Genomics*. — 2010. — Vol. 11, no. 1. — Pp. 91–100.
- [63] *M. Bech, O. Bunk, C. David et al.* Hard X-ray phase-contrast imaging with the Compact Light Source based on inverse Compton X-rays // *J. Synchrotron Rad.* — 2009. — Vol. 16. — P. 43–47.
- [64] *S. Scheede, M. Bech, K. Achterhold et al.* Multimodal hard X-ray imaging of a mammography phantom at a compact synchrotron light source // *J. Synchrotron Radiation*. — 2012. — Vol. 19, no. 4.
- [65] *M. Ferrario, D. Alesini, M. Alessandroni et al.* IRIDE: Interdisciplinary research infrastructure based on dual electron linacs and lasers // *Nucle-*

ar Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2014. — Vol. 740, no. 0. — Pp. 138–146. — Proceedings of the first European Advanced Accelerator Concepts Workshop 2013.

- [66] *J. Bonis, R. Chiche, R. Cizeron et al.* Non-planar four-mirror optical cavity for high intensity gamma ray flux production by pulsed laser beam Compton scattering off GeV-electrons // *Journal of Instrumentation.* — 2012. — Vol. 7, no. 01. — P. P01017.
- [67] *T. Akagi, S. Araki, J. Bonis et al.* Production of gamma rays by pulsed laser beam Compton scattering off GeV-electrons using a non-planar four-mirror optical cavity // *Journal of Instrumentation.* — 2012. — Vol. 7, no. 01. — P. P01021.
- [68] *A. Agafonov, V. Androsov, J.I.M. Botman et al.* Status of Kharkov x-ray generator NESTOR // *Proc. SPIE.* — 2005. — Vol. 5917. — Pp. 97–104.
- [69] *C. Tang, W. Huang, R. Li et al.* Tsinghua Thomson scattering X-ray source // *Nuclear Instruments and Methods A.* — 2009. — Vol. 608, no. 1, Supplement. — Pp. S70–S74.
- [70] *T. Yanagida, T. Nakajyo, S. Ito, F. Sakai.* Development of high-brightness hard x-ray source by Laser-Compton scattering // *Proc. SPIE.* — 2005. — Vol. 5918. — Pp. 231—238.
- [71] *Y. Honda, H. Shimizu, M. Fukuda et al.* // *Opt. Commun.* — 2009. — Vol. 282. — P. 3108.
- [72] *K. Sakaue, H. Hayano, S. Kashiwagi et al.* Cs–Te photocathode RF electron gun for applied research at the Waseda University // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with*

Materials and Atoms. — 2011. — Vol. 269, no. 24. — Pp. 2928 – 2931. — Proceedings of the 10th European Conference on Accelerators in Applied Research and Technology (ECAART10).

- [73] *K. Tanioka.* High-Gain Avalanche Rushing amorphous Photoconductor (HARP) detector // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2009. — Vol. 608, no. 1, Supplement. — Pp. S15–S17. — Compton sources for X/ γ rays: Physics and applications.
- [74] *M. M. Wronski, W. Zhao, A. Reznik et al.* A solid-state amorphous selenium avalanche technology for low photon flux imaging applications // *Medical Physics.* — 2010. — Vol. 37, no. 9. — Pp. 4982–4985.
- [75] *W. Koechner.* Solid-State Laser Engineering. — Springer, 2006.
- [76] <http://physics.nist.gov/PhysRefData/FFast/html/form.html>.
- [77] *Е.Г. Бессонов, А.В. Виноградов, М.В. Горбунков и др.* Лазерно-электронный источник рентгеновского излучения для медицинских применений // *УФН.* — 2003. — Т. 173, № 8. — С. 899–903.
- [78] *R.J. Loewen.* SLAC-R-632: Ph.D. thesis / Stanford University, Stanford CA. — June 2003.
- [79] *K. Sakaue, M. Washio, S. Araki et al.* Development of pulsed-laser super-cavity for compact x-ray source based on laser-compton scattering // *Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA.* — 2007. — Vol. TUPMN050. — Pp. 1034–1036.
- [80] *A. Börzsönyi, R. Chiche, E. Cormier et al.* External cavity enhancement of

picosecond pulses with 28,000 cavity finesse // *Appl. Opt.* — 2013. — Dec. — Vol. 52, no. 34. — Pp. 8376–8380.

- [81] *I. Pupeza, T. Eidam, J. Rauschenberger et al.* Power scaling of a high-repetition-rate enhancement cavity // *Optics Letters*. — 2010. — Vol. 35, no. 12. — Pp. 2052–2054.
- [82] *I. Pupeza.* Power Scaling of Enhancement Cavities for Nonlinear Optics: Ph.D. thesis / Max-Planck-Institut für Quantenoptik. — 2011.
- [83] *I. Pupeza, S. Holzberger, T. Eidam et al.* Compact high-repetition-rate source of coherent 100 eV radiation // *Nature Photonics*. — 2013. — Vol. 7. — P. 608–612.
- [84] *H. Carstens, N. Lilienfein, S. Holzberger et al.* Megawatt-scale average-power ultrashort pulses in an enhancement cavity // *Opt. Lett.* — 2014. — May. — Vol. 39, no. 9. — Pp. 2595–2598.
- [85] *T. Mohamed, G. Andler, R. Schuch.* A linear optical trap with active medium for experiments with high power laser pulses // *Review of Scientific Instruments*. — 2015. — Vol. 86, no. 2. — Pp. 023113–1–023113–5.
- [86] *T. Mohamed, G. Andler, R. Schuch.* Development of an electro-optical device for storage of high power laser pulses // *Optics Communications*. — 2002. — Vol. 214, no. 1. — Pp. 291–295.
- [87] *M.V. Gorbunkov, V.G. Tunkin, E.G. Bessonov et al.* Proposal of a compact repetitive dichromatic x-ray generator with millisecond duty cycle for medical applications // *Proc. SPIE*. — 2005. — Vol. 5919. — Pp. OU1–OU6.
- [88] *D.N. Nikogosyan.* Nonlinear Optical Crystals. A Complete Survey. — Springer New York, 2005.

- [89] ‘ ‘BBOPockelsCells’ ’, INRAD.com.
- [90] http://search.newport.com/?q=*%26x2=sku%26q2=10CM00SR.50F.
- [91] *D.B. Schaeffer, N.L. Kugland, C.G. Constantin et al.* A scalable multipass laser cavity based on injection by frequency conversion for noncollective Thomson scattering // *Review of Scientific Instruments*. — 2010. — Vol. 81, no. 10. — Pp. 10D518–1–10D518–3.
- [92] *M.Y. Shverdin, I. Jovanovic, V.A. Semenov et al.* High-power picosecond laser pulse recirculation // *Opt. Lett.* — 2010. — Jul. — Vol. 35, no. 13. — Pp. 2224–2226.
- [93] *W.S. Graves, J. Bessuille, P. Brown et al.* Compact x-ray source based on burst-mode inverse Compton scattering at 100 kHz // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. — 2014. — Dec. — Vol. 17. — P. 120701.
- [94] <http://eksmaoptics.com/nonlinear-and-laser-crystals/nonlinear-crystals/lithium-triborate-lbo-crystals/>.
- [95] *С.С. Гречин.* Высокоэффективное нелинейно-оптическое преобразование частоты излучения фемтосекундного лазера на хром-форстерите в видимый и средний ИК диапазоны: Диссертация... канд. физ.-мат. наук / МГУ им. М.В. Ломоносова. — 2006.
- [96] *R.L. Sutherland.* Handbook of Nonlinear Optics. — Second edition, revised and expanded edition. — Marcel Dekker, Inc., New York-Basel, 2003.
- [97] <http://www.semrock.com/FilterDetails.aspx?id=HRM01-532RINF-25.4>.
- [98] *S. Schreiber, I. Will, D. Sertore et al.* Running experience with the laser system for the RF gun based injector at the TESLA Test Facility linac //

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. — 2000. — Vol. 445. — Pp. 427–431.

- [99] *А.С. Агабекян, А.З. Грасюк, И.Г. Зубарев и др.* Стабилизация неустойчивого режима в двухуровневом квантовом генераторе // *Радиотехника и электроника*. — 1964. — Т. 79, № 12. — С. 2156–2165.
- [100] *Э.М. Беленов, В.Н. Морозов, А.Н. Ораевский.* Вопросы динамики квантовых генераторов // *Труды ФИАН*. — 1970. — Т. LII.
- [101] *Г.В. Кривошеков, В. К. Макуха, В. М. Тарасов.* Стабилизация излучения лазера на рубине внешней отрицательной обратной связью // *КЭ*. — 1975. — Т. 2, № 4.
- [102] *C.H. Thomas, E. V. Price.* Feedback Control of a Q-Switched Ruby Laser // *IEEE J. Quantum Electron.* — 1966. — Vol. QE-2, no. 9. — Pp. 617–623.
- [103] *И.М. Баянов, В.М. Гордиенко, М.Г. Зверева и др.* Высокостабильный пикосекундный лазер на ИАГ:Nd³⁺ с отрицательной обратной связью // *КЭ*. — 1989. — Т. 16, № 8. — С. 1545–1547.
- [104] *Н.А. Лойко, А.М. Самсон.* Нелинейная динамика лазерных систем с запаздыванием // *КЭ*. — 1994. — Т. 21, № 8. — С. 713.
- [105] *М.В. Горбунков, Ю.В. Шабалин.* Патент РФ № 2163412, МКИ 7H01 S3/13. Способ стабилизации лазерного излучения (Приоритет 22.07.1999). — 1999.
- [106] *F.T. Arecchi, W. Gadomski, R. Meucchi.* Generation of chaotic dynamics by feedback on a laser // *Phys. Rev. A*. — 1986. — Vol. 34, no. 2. — Pp. 1617–1620.

- [107] *М.В. Горбунков, А.В. Коняшкин, П.В. Кострюков и др.* Пикосекундные полностью твердотельные Nd:YAG-лазеры с импульсной диодной накачкой и электрооптическим управлением генерацией // *КЭ*. — 2005. — Т. 35, № 1. — С. 2–6.
- [108] *А.М. Самсон, Л.А. Котомцева, Н.А. Лойко.* Автоколебания в лазерах. — Минск, Навука і тэхніка, 1990.
- [109] *F.T. Arecchi, W. Gadomski, A. Lapucci et al.* Laser with feedback: an optical implementation of competing instabilities, Shil'nikov chaos, and transient fluctuation enhancement // *J. Opt. Soc. Am. B*. — 1988. — Vol. 5, no. 5. — Pp. 1153–1159.
- [110] *F.T. Arecchi, R. Meucci, E. Allaria et al.* Delayed self-synchronization in homoclinic chaos // *Phys. Rev. E*. — 2002. — Vol. 65. — P. 046237.
- [111] *Л.П. Шильников, А.Л. Шильников, Д.В. Тураев, Л. Чуа.* Методы качественной теории в нелинейной динамике. Часть 1. — Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2004. — С. 416.
- [112] *Е.В. Григорьева, С.А. Кащенко, Н.А. Лойко, А.М. Самсон.* Мультистабильность и хаос в лазере с отрицательной обратной связью // *КЭ*. — 1990. — Т. 17, № 8. — С. 1023.
- [113] *E.V. Grigorieva, H. Haken, S.A. Kaschenko.* Theory of quasiperiodicity in model of lasers with delayed optoelectronic feedback // *Optics Commun.* — 1999. — Vol. 165. — Pp. 279–292.
- [114] *Г. Шустер.* Детерминированный хаос. — М., Мир, 1988.
- [115] *M.V. Gorbunkov, D.B. Vorchik.* Compact Q-switching device for giant puls-

es generation of various duration // *Preprint of Lebedev Physical Institute, Moscow*. — 1996. — Vol. 2. — Pp. 1–10.

- [116] *Д.Б. Ворчик, М.В. Горбунков*. Самосинхронизация мод Nd–YAG лазера в режиме быстрой задержанной отрицательной обратной связи с помощью высоковольтных сборок обратно смещенных кремниевых р-п переходов. // *Физические процессы в приборах электронной лазерной техники*. — Труды МФТИ, М. — 1995. — С. 4.
- [117] *Д.Б. Ворчик, М.В. Горбунков*. Формирование микросекундных импульсов излучения YAG:Nd³⁺ лазера с помощью светоправляемых высоковольтных сборок обратносмещенных кремниевых $p - n$ переходов // *Физические процессы в приборах электронной лазерной техники*. — Труды МФТИ, М. — 1995. — С. 4.
- [118] *Д.Б. Ворчик, М.В. Горбунков*. Самосинхронизация мод лазера на неодимовом стекле при быстрой отрицательной обратной связи с помощью твердотельной оптоэлектронной системы // *КСФ ФИАН*. — 1997. — № 11-12. — С. 70–76.
- [119] *В.К. Макуха, В.С. Смирнов, В.М. Семибаламут*. Генерация ультракоротких импульсов в лазере с отрицательной обратной связью // *КЭ*. — 1977. — Т. 4, № 5. — С. 1023–1027.
- [120] *M. V. Gorbunkov, Yu. V. Shabalin*. Two-Loop Feedback Controlled Laser: New Possibilities for Ultrashort Pulses Generation and High-Level Stabilization. // *Proc. SPIE*. — 2002. — Vol. 4751. — P. 463.
- [121] *Y. A. Kuznetsov*. Elements of Applied Bifurcation Theory, Second Edition. — 1998.

- [122] *М.В. Горбунков, Ю.В. Шабалин.* Пикосекундный ИАГ:Nd³⁺ лазер с самовозбуждением гигагерцовых колебаний в системе оптоэлектронной отрицательной обратной связи // *Краткие сообщения по физике ФИАН.* — 1998. — Т. 8. — С. 43–50.
- [123] *R. Meucci, F. Salvadori, K. Al Naimee et al.* Attractor selection in a modulated laser and in the Lorenz circuit // *Phil. Trans. R. Soc. A.* — 2008. — Vol. 366. — Pp. 475–486.
- [124] *Е.Р. Мустель, В.Н. Парыгин.* Методы модуляции и сканирования света. — Издательство “Наука”, Москва, 1970.
- [125] *Б.Р. Белостоцкий, Ю.В. Любавский, В.М. Овчинников.* Основы лазерной техники. Твердотельные ОКГ. — Под ред. акад. А.М. Прохорова. М., “Советское радио”, 1972. — С. 108.
- [126] *H. Ekstein.* Forced Vibrations of Piezoelectric Crystals // *Phys. Rev.* — 1946. — Jul. — Vol. 70, no. 1-2. — Pp. 76–84.
- [127] *Т.А. Кузовкова, А.М. Маругин, Е.В. Нилов, В.М. Овчинников.* Подавление акустических колебаний в кристаллах KDP и DKDP, применяемых для управления работой лазеров // *Оптико-механическая промышленность.* — 1977. — № 2. — С. 57–59.
- [128] *А.В. Агашков, Ю.Ф. Моргун.* Влияние вторичного электрооптического эффекта на генерацию лазеров с отрицательной обратной связью // *ЖПС.* — 1983. — Т. 3, № 3. — С. 384.
- [129] *А.М. Маругин, В.М. Овчинников.* Влияние пьезооптического эффекта на пропускание электрооптических затворов // *Оптико-механическая промышленность.* — 1970. — № 2. — С. 79–80.

- [130] *J.F. Stephany*. Piezo-optic resonances in crystals of the Dihydrogen Phosphate Type // *JOSA*. — 1965. — Vol. 55, no. 2. — Pp. 136–142.
- [131] *Д.В. Синько, Б.В. Анжеев*. Непрерывный YAG:Nd³⁺-лазер с акусто-электрооптической модуляцией добротности // *КЭ*. — 1993. — Т. 20, № 12. — С. 1199–1202.
- [132] *I. Will, H.I. Templin, S. Schreiber, W. Sandner*. Photoinjector drive laser of the FLASH FEL // *Opt. Express*. — 2011. — Nov. — Vol. 19, no. 24. — Pp. 23770–23781.
- [133] *Ю.В. Шабалин*. Генерация временных структур пико-микросекундного диапазона ИАГ-Nd³⁺-лазером с отрицательной обратной связью. Дипломная работа // *МФТИ*. — 1998.
- [134] *D.J. Kuizenga, A.E. Siegman*. FM and AM mode locking of the homogeneous laser - Part I: Theory // *Quantum Electronics, IEEE Journal of*. — 1970. — Vol. 6, no. 11. — Pp. 694–708.
- [135] *K.A. Bubnov, M.V. Gorbunkov, S.M. Kutuzov et al*. Laser cavity round trip time scale regular and chaotic nonlinear dynamics in a picosecond laser controlled with a combination of positive and negative optoelectronic feedbacks // *Proc. SPIE*. — 2011. — Vol. 7993. — Pp. 79930S–1–79930S–10. — ICONO 2010: International Conference on Coherent and Nonlinear Optics.
- [136] *M.V. Gorbunkov, Yu.Ya. Maslova, V.A. Petukhov et al*. Round-trip-time nonlinear dynamics of electro-optically-controlled solid state lasers // *Journal of Russian Laser Research*. — 2014. — Vol. 35, no. 5. — Pp. 492–500.
- [137] *Б.С. Ишханов, В.И. Шведун*. Исследования и разработка ускорителей электронов в НИИЯФ МГУ // *Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия*. — 2012. — Т. 6. — С. 9–24.

- [138] *P. Colet, R. Roy*. Digital communication with synchronized chaotic lasers // *Optics Letters*. — 1994. — Vol. 19. — Pp. 2056–2058.
- [139] *L. Larger, J.-P. Goedgebuer*. Encryption using chaotic dynamics for optical telecommunications // *C. R. Physique*. — 2004. — Vol. 5. — Pp. 609–611.
- [140] *L. Larger, V.S. Udaltsov, S. Poinso, É. Genin*. Optoelectronic phase chaos generator for secure communication // *J. Opt. Technol. (Opticheskii Zhurnal 72, 29–34 (May 2005))*. — 2005. — Vol. 72, no. 5. — Pp. 378–382.
- [141] *M. Suneel*. Electronic circuit realization of the logistic map // *Sādhana*. — 2006. — Vol. 31, no. 1. — Pp. 69–78.
- [142] *N.K. Pareek, V. Patidar, K.K. Suda*. Discrete chaotic cryptography using external key // *Physics Letters A*. — 2003. — Vol. 309. — Pp. 75–82.
- [143] *C.M. Kacher, H. Klima, K.W. Kratky*. Suppressive influence of periodic and chaotic laser light on cancer cells // *International Journal of Modelling, Identification and Control*. — 2008. — Vol. 5, no. 3. — Pp. 214–220.
- [144] *М. Фейгенбаум*. Универсальность в поведении нелинейных систем // *Успехи физических наук*. — 1983. — Т. 141, № 2. — С. 343–374.
- [145] *D.B. Vorchik, M.V. Gorbunkov*. Optoelectronic control of solid state lasers using new high-voltage silicon elements // *Proc. CLEO/Europe'96, Hamburg, Germany*. — 1996. — P. 282.
- [146] *В.Т. Гринченко, В.Т. Мацыпура, А.А. Снарский*. Введение в нелинейную динамику. Хаос и фракталы. — ЛКИ, 2007.
- [147] *H.A. Lauwerier*. Two-dimensional iterative maps, in: *Chaos* // Ed. by A. Holden. — Princeton University Press, Princeton, New Jersey, 1986. — Pp. 58–97.

Приложение А

Численный анализ нелинейной динамики точечных отображений: фазопараметрические диаграммы

А.1. Точечное отображение и его динамика

Наряду со сложными математическими моделями нелинейных систем, в предвидении новых эффектов значительную ценность представляют исследования простых рекуррентных уравнений, называемых также точечными отображениями. Такие уравнения связывают значение последовательности x_{n+1} на $(n+1)$ -м шаге со значениями на предыдущих шагах $x_n, x_{n-1}, x_{n-2}, \dots, x_{n-k}$, где k — размерность отображения. Отображение, зависящее от параметра, в общем виде задается формулой:

$$x_{n+1} = f(x_n, r), n = 0, 1, 2, \dots, \quad (\text{A.1})$$

где r — параметр. Оказывается, если $f(x_n, r)$ является нелинейной функцией аргумента x_n , например, квадратичной параболой, то свойства последовательности $\{x_n\}$ могут оказаться довольно неожиданными. Существенный шаг в понимании этих свойств был сделан в 70-х годах предыдущего столетия [144, 146].

Известным примером одномерного отображения является логистическое отображение:

$$x_{n+1} = rx_n(1 - x_n), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (\text{A.2})$$

Поведение рекуррентной последовательности x_n при некотором постоянном значении r (динамика отображения) зависит от величины параметра r . В диапазоне $0 < r < 3$ отображение имеет одну стационарную устойчивую точку,

к которой сходится последовательность, и значение которой можно определить из уравнения $x_p = f(r, x_p)$ (рис. A.1a). Однако дальнейшее плавное увеличение параметра приводит к резкому качественному изменению поведения системы (бифуркации). При $r > 3$ стационарная точка, вычисленная с помощью уравнения $x_p = f(r, x_p)$, теряет устойчивость, а последовательность сходится к двум чередующимся значениям — происходит удвоение периода (рис. A.1b). Далее можно наблюдать целый ряд характерных для логистического отображения режимов: каскад удвоения периода, перемежаемость, период три, детерминированный хаос (рис. A.1d). Максимальное значение параметра r , при котором динамика отображения ограничена, составляет 4: при $r > 4$ происходит неограниченный рост модуля x_n . Значение $r = 3$ будем называть вторым порогом (по аналогии с первым порогом генерации лазера, который в логистическом отображении соответствует $r = 1$, при $r < 1$ существует только нулевая устойчивая стационарная точка). Динамику выше второго порога будем называть нелинейной, а область $3 < r < 4$ — областью ограниченной нелинейной динамики.

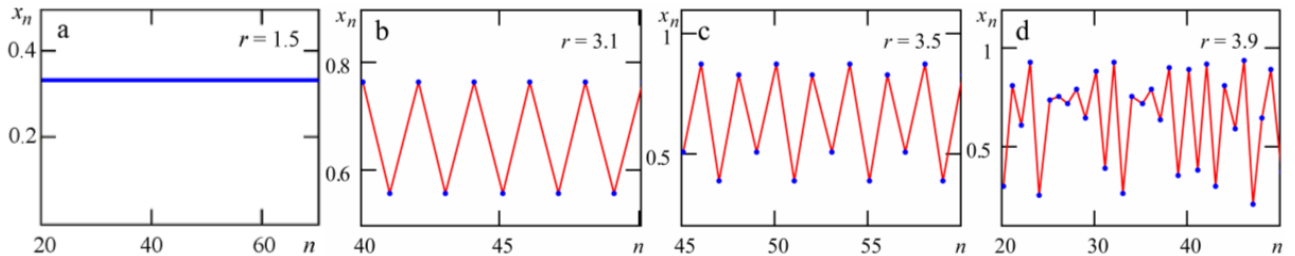


Рис. A.1. Динамика логистического отображения (A.2): а — стационарная точка, б — 2-цикл, с — 4-цикл, д — хаотическая динамика.

A.2. Фазопараметрическая диаграмма отображения

Оценивать нелинейную область динамики в целом, во всей области ограниченной нелинейной динамики, удобно с помощью фазопараметрической

диаграммы — графика, по оси абсцисс которого отложен параметр r , а по оси ординат — установившиеся значения последовательности $\{x_n\}$. Для построения фазопараметрической диаграммы последовательности x рассчитываются отдельно для каждого значения r_i с шагом δr от 1 до r_{max} , а в случае размерности два и более — при прочих постоянных параметрах. Начальные значения x для следующего r_{i+1} можно брать из конца последовательности для r_i . Условием для конца счета являлся неограниченный рост значения последовательности или появление отрицательных значений, для этого в алгоритм было включено условие $|x| < 2$. На график по оси абсцисс наносятся значения r_i , а по оси ординат наносятся все m значений x , соответствующих данному r_i . При этом фазопараметрические диаграммы имеют вид деревьев, крона которых соответствует области ограниченной нелинейной динамики и начинается при r , соответствующем второму порогу (рис. A.2). Значение второго порога для исследованных отображений легко рассчитывается аналитически с помощью линейного анализа (см. Приложение Б). Часто для лучшей детализации рисунка, особенно при узкой относительной ширине области нелинейной динамики, целесообразно рассчитывать фрагмент фазопараметрической диаграммы (рис. A.2). Отдельные ветви на фазопараметрических диаграммах соответствуют областям, где период последовательности совпадает с целым числом проходов — так называемым окнам стабильности (см., например, рис. A.2 при $r = 3.84$).

Вид фазопараметрической диаграммы особенно полезен при исследовании отображений, динамика которых близка к динамике логистического отображения. В этом случае диаграмма дает представление о степени близости логистическому отображению по наличию характерных режимов, например, периода 3. Так, на рис. A.4 представлены фрагменты фазопараметрических диаграмм, соответствующие нелинейной динамике системы с памятью всех

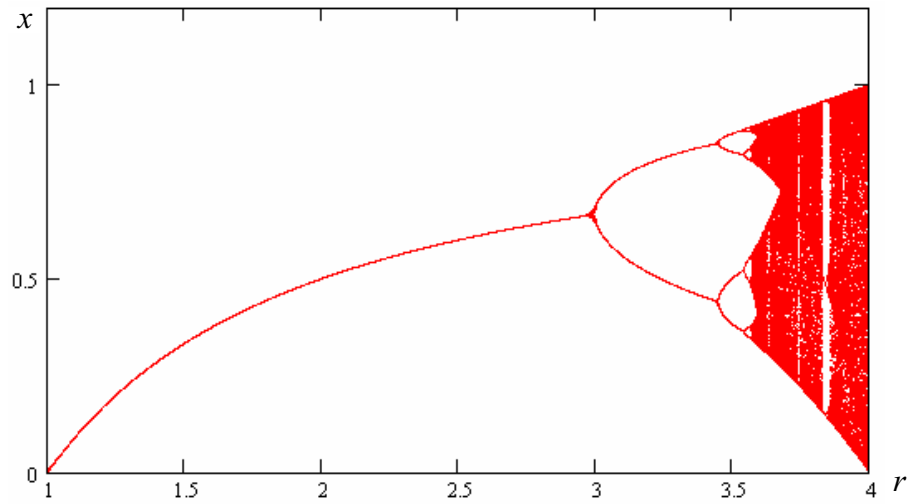


Рис. А.2. Дерево Фейгенбаума (фазопараметрическая диаграмма логистического отображения).

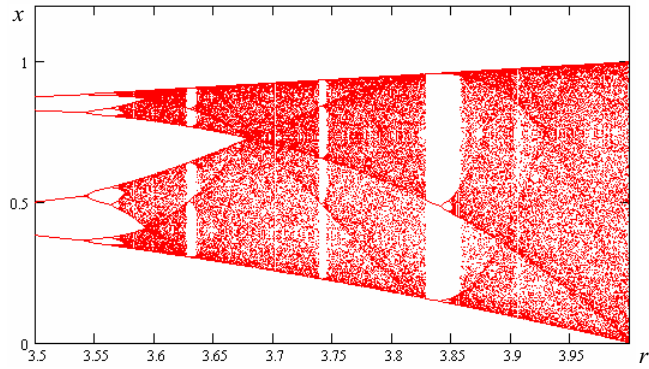


Рис. А.3. Фрагмент дерева Фейгенбаума (фазопараметрической диаграммы логистического отображения), область $3.5 < r < 4$.

предыдущих значений последовательности (инерционностью):

$$x_{n+1} = rx_n \left(1 - \sum_{m=0}^n x_{n-m} \gamma^m \right), \quad 0 < \gamma < 1 \quad (\text{A.3})$$

где γ — коэффициент затухания. Фактически такое отображение является бесконечномерным, но сценарий перехода к нелинейной динамике, как и в логистическом, через удвоение периода.

Однако, как следует из графиков на рис. А.4, во всех случаях отсутствует период 3, в случае б) не заметны окна стабильности вне каскада удвоения

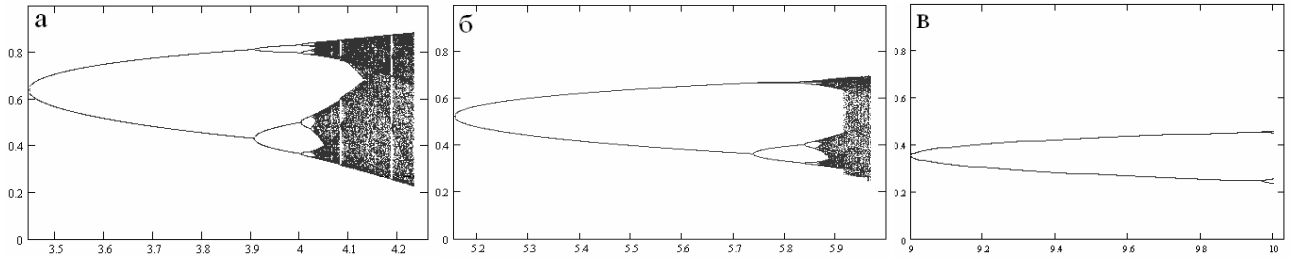


Рис. А.4. Фрагменты фазопараметрических диаграмм системы с памятью (5.4), соответствующие нелинейной динамике: а) $\tau = 0.43$, б) $\tau = 0.95$, в) $\tau = 1.96$.

периода, а в случае с) не наблюдается даже весь каскад удвоения периода, т.е. динамика отображения существенно обедняется по сравнению с динамикой логистического отображения.

А.3. Расчет значений последовательности

Помимо общего вида фазопараметрической диаграммы, ценной может оказаться информация о виде графика последовательности и ее спектра, особенно при исследовании режимов генерации регулярных последовательностей с большими периодами (регулярных пульсаций), где начинает играть роль скважность, изменение формы пульсаций, сценарий хаотизации. Опишем процедуру представления результатов в таком виде подробнее. Расчет установившегося режима последовательности проводился для постоянных значений параметров, которые возникают при переходе к анализу отображений, соответствующих двумерным и инерционным системам — α, γ . Примером системы, включающей все параметры, может служить

$$x_{n+1} = rx_n \left(1 - \sum_{i=0}^n x_{n-i} \gamma^i + \alpha \sum_{i=0}^{n-1} x_{n-i-1} \gamma^i \right) = f(x_n, x_{n-1}, \dots, r, \alpha, \gamma) \quad (\text{A.4})$$

где γ — коэффициент затухания памяти, α — множитель, характеризующий относительную значимость вклада в значение x_{n+1} двух сумм в скобках. Для

расчета установившиеся значения последовательности значения k (равно размерности системы) первых членов $x_0, x_1, \dots, x_k$ выбирались близкими к стационарному, которое определялось по формуле, полученной для каждой системы из условия $x_p = f(x_p, x_p, \dots, x_p, \alpha, \gamma)$. В случае бесконечномерных систем достаточно было задавать значения первых 10 членов последовательности. Следующие значения x_n , n от $k + 1$ до N , рассчитывались по рекуррентной формуле. Для анализа использовались последние m значений последовательности: $x_{N-m}, \dots, x_N$. Величины N и m выбирались в зависимости от сложности исследуемого уравнения. Как правило, значений $N = 10000$ и $m = 1000$ было достаточно, чтобы переходные процессы можно было считать завершенными. Анализ полученных последовательностей состоял в оценке общего вида графика зависимости x_n от n и определении периода по спектру колебаний, рассчитанного с помощью быстрого преобразования Фурье. На графиках спектров по оси абсцисс откладываются частоты в обратных проходах. Расчет спектра помогает установить наличие дополнительных частот негармонических колебаний, период медленной модуляции огибающей и другие особенности поведения последовательностей.

А.4. Двумерное отображение

В системе с размерностью два и более развитие нелинейной динамики может происходить по другому сценарию: при потере устойчивости стационарной точки происходит рождение периодической орбиты — цикла с периодом 3 или более (бифуркация Неймарка-Сакера [121]). Два сценария — удвоение периода и рождение цикла при увеличении параметра r — являются единственными сценариями перехода к нелинейной динамике для дискретных отображений, которые рассмотрены в настоящей работе. Рассмотрим подроб-

нее свойства двумерного отображения (3.17)

$$x_{n+1} = rx_n(1 - \alpha x_n - x_{n-1}),$$

где α — множитель, характеризующий значимость вклада в значение x_{n+1} последнего члена последовательности x_n относительно предпоследнего x_{n-1} . Свойства данного отображения рассматривались ранее для $\alpha > 1$ [147], а область устойчивости для отрицательных α была рассчитана в [120, 133].

Динамика отображения (3.17) существенно отличается от динамики логистического отображения. При $\alpha < 3$ переход к колебаниям происходит по сценарию, отличному от сценария Фейгенбаума. Каскад бифуркаций на фазопараметрических диаграммах отсутствует. При небольших превышениях предельного усиления (Б.13) начинаются колебания с периодом, который совпадает с рассчитанным по формуле (Б.14). С ростом усиления период увеличивается (рис. А.5).

На фазопараметрических диаграммах образуются окна, которые соответствуют ступенькам на графике периода, — области усиления, где период остается постоянным. Самые широкие окна соответствуют целым значениям периода. Существуют также окна с “двойными”, “тройными” и т.д. периодами, например, $7.5 = 15/2$ и $7.33 = 22/3$. При приближении к целочисленному окну в спектре последовательности появляется низкая частота, которая соответствует разности между периодом, устанавливающимся при данном усилении, и будущим целочисленным значением. Вид такой последовательности показан на рис. А.6. Если с приближением к области неограниченной динамики наблюдается хаотическое поведение, спектр последовательности уширяется из-за того, что период следования импульсов становится непостоянным (рис. А.7, А.8).

Хаотическая динамика не всегда предшествует неограниченной. Например, при $\alpha = 1$ (см. Приложение В) значение периода, рассчитанное по фор-

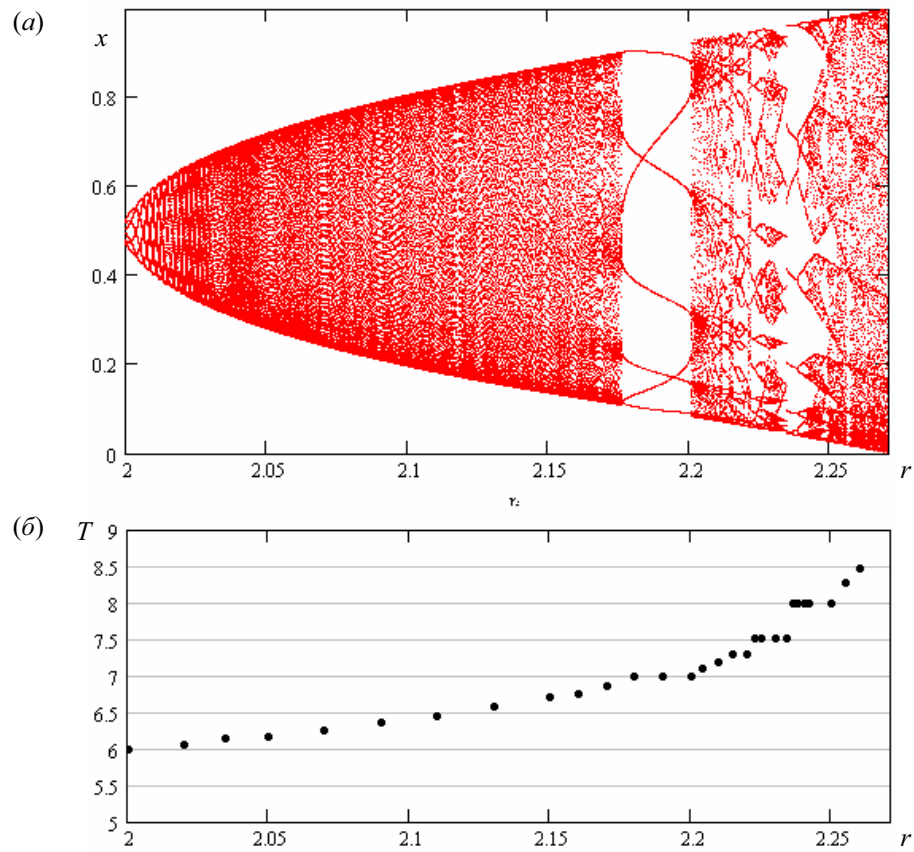


Рис. А.5. Увеличение периода с ростом усиления: (а) — фазопараметрическая диаграмма отображения (3.17) для $\alpha = 0$, (б) — период колебаний последовательности. По горизонтальной оси отложено обобщенное усиление r .

муле (Б.14) — $T = 4$ — сохраняется на всем промежутке усилений, где нелинейная динамика ограничена. При $0 < \alpha < 3$ “настоящий” период последовательности, т.е. длительность импульсов, меньше 9. При $\alpha > 3$ динамика становится похожей на динамику логистического отображения (см. диаграммы для $\alpha = 3.5, 4, 5, 10$ в Приложении В): вначале происходит удвоение, потом видно учетверение (две верхних точки почти одинаковые), но неограниченный рост наступает раньше хаоса. С увеличением сходство с динамикой логистического отображения возрастает. По формуле (Б.14) можно рассчитать периоды и для отрицательных значений α ($-1 < \alpha < 0$). С уменьшением α период быстро растёт и при $\alpha \rightarrow -1$ стремится к бесконечности.

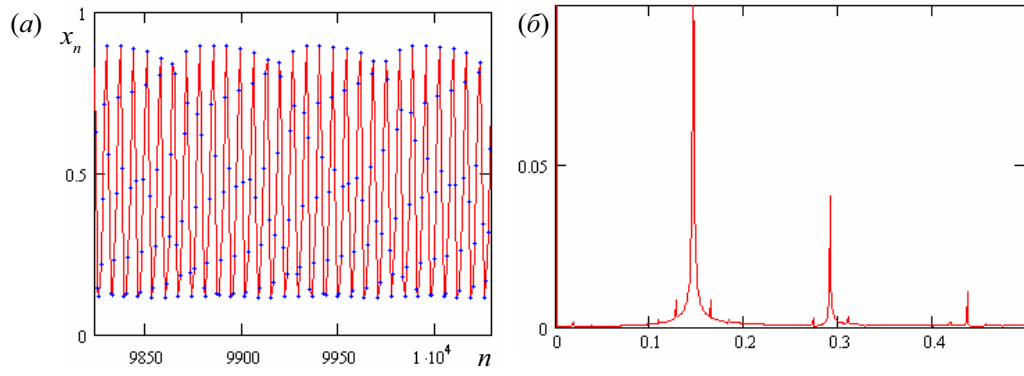


Рис. А.6. Предоконная область: (а) — вид последовательности $\alpha = 0$, $r = 2.17$ (по горизонтальной оси проходы), (б) — спектр колебаний последовательности (по горизонтальной оси обратные проходы), низкая частота 0.018 соответствует 55.5 проходам.

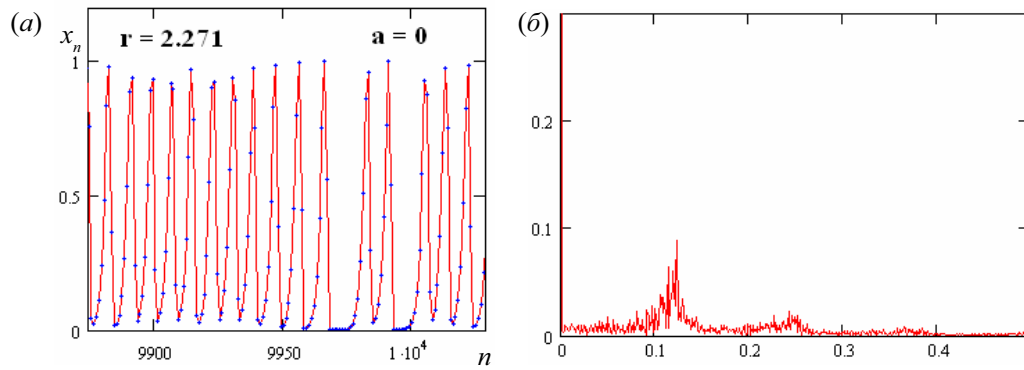


Рис. А.7. Хаотическая динамика, предшествующая неограниченной: (а) — вид последовательности $\alpha = 0$, $r = 2.271$ (по горизонтальной оси проходы), (б) — спектр колебаний последовательности (по горизонтальной оси обратные проходы).

Отметим, что большие периоды, существующие в последовательностях значений отображения (3.17), “настоящие”, т.е. колебания имеют вид регулярных пульсаций большой длительности. Примеры последовательностей с большими периодами показаны на рис. А.9. На рис. А.10 представлена фазопараметрическая диаграмма для $\alpha = -0.9$. Наличие большого количества окон стабильности говорит о сильной зависимости периода последовательности от значения усиления r .

Граница области ограниченной нелинейной динамики в диапазоне зна-

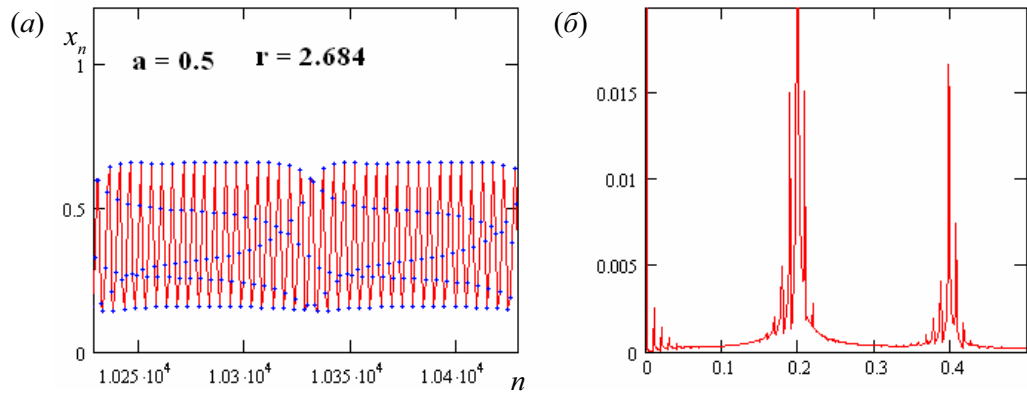


Рис. А.8. Законная область: (а) — вид последовательности $\alpha = 0.5$, $r = 2.684$ (по горизонтальной оси проходы), (б) — спектр колебаний последовательности (по горизонтальной оси обратные проходы).

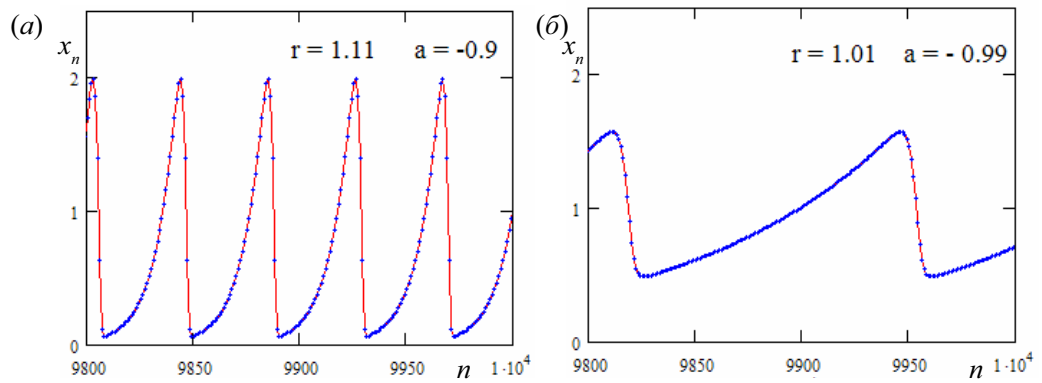


Рис. А.9. Последовательности с большим периодом: (а) — $\alpha = -0.9$, период 42 прохода; (б) — $\alpha = -0.99$, период 135 проходов (по горизонтали отложены проходы).

чений α от -1 до 6 представлена на рис. А.11. На рис. А.12 для удобства показано предельное превышение r над границей области линейной динамики. Зависимость предельного усиления от α имеет особенность в точке $\alpha = 2$: здесь при самых незначительных превышениях начинается неограниченный рост. При больших α предельное усиление стремится к постоянному значению 4 сверху. В области отрицательных значений α , где периоды последовательностей большие, ширина области усиления, в которой отображение проявляет ограниченную нелинейную динамику, стремится к нулю.

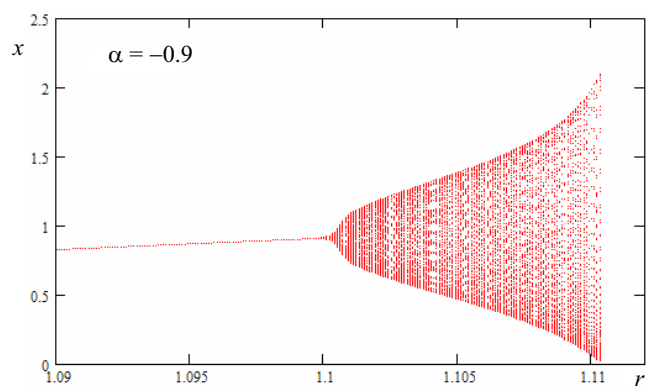


Рис. А.10. Фазопараметрическая диаграмма для $\alpha = -0.9$.

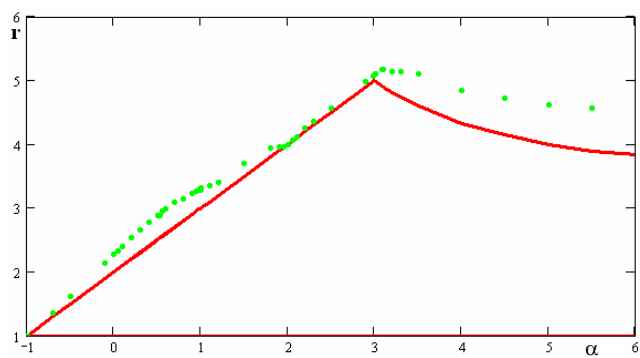


Рис. А.11. Граница области ограниченной нелинейной динамики (точки) и области устойчивости (сплошная линия).

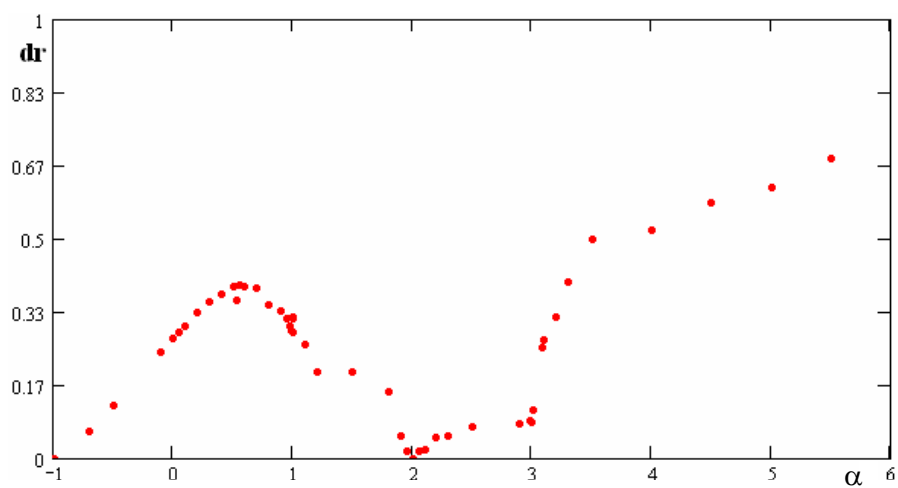


Рис. А.12. Предельное превышение усиления над границей области линейной динамики.

А.5. Система с относительной чувствительностью обратных связей, зависящей от обобщенного усиления

В работе нам пригодится анализ похожей системы с двумя связями, отличие которой от предыдущей заключается в том, что относительная чувствительность связей зависит от усиления (см. вывод отображения, соответствующего управлению от поляризатора на стр. 78):

$$x_{n+1} = x_n r \left(1 - x_{n-1} + \frac{P_0}{r} x_n \right), \quad (\text{A.5})$$

где $P_0 = \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \frac{U_0}{U_{\lambda/2}} \right)$. Система исследовалась в диапазоне начальных смещений U_0 от 0.01 до 0.75 в единицах $U_{\lambda/2}$ численно. Рассчитывались установившиеся значения последовательности $\{x_n\}$ при заданном небольшом отклонении от стационарной точки первых двух членов: $x_0 = x_p$, $x_1 = x_p + 0.01$.

$$x_p = \frac{1 - r}{P_0 - r} \quad (\text{A.6})$$

Получены зависимости второго порога r_2 и максимального значения усиления r_{max} , при котором динамика остается регулярной. По спектру последовательности восстановлены периоды нелинейной динамики при указанных двух значениях усиления (таблица A.1).

Регулярная нелинейная динамика с большими периодами наблюдается при малых начальных значениях напряжения смещения, причем с уменьшением напряжения U_0 период увеличивается и второй порог уменьшается. При постоянном напряжении с увеличением усиления период регулярной динамики растет.

Таблица А.1. Усиления и соответствующие периоды в системе с управлением от поляризатора.

U_0	r_2	r_{max}	T_{r_2}	$T_{r_{max}}$
0.01	1.02	1.09	48	62.5
0.02	1.04	1.115	34	45
0.03	1.05	1.14	29	40
0.05	1.08	1.185	22	33
0.1	1.18	1.281	16	23
0.2	1.31	1.465	11	16
0.3	1.465	1.61	9	12
0.4	1.61	1.792	8	11
0.5	1.71	1.92	7	11
0.75	1.93	2.1	6	8

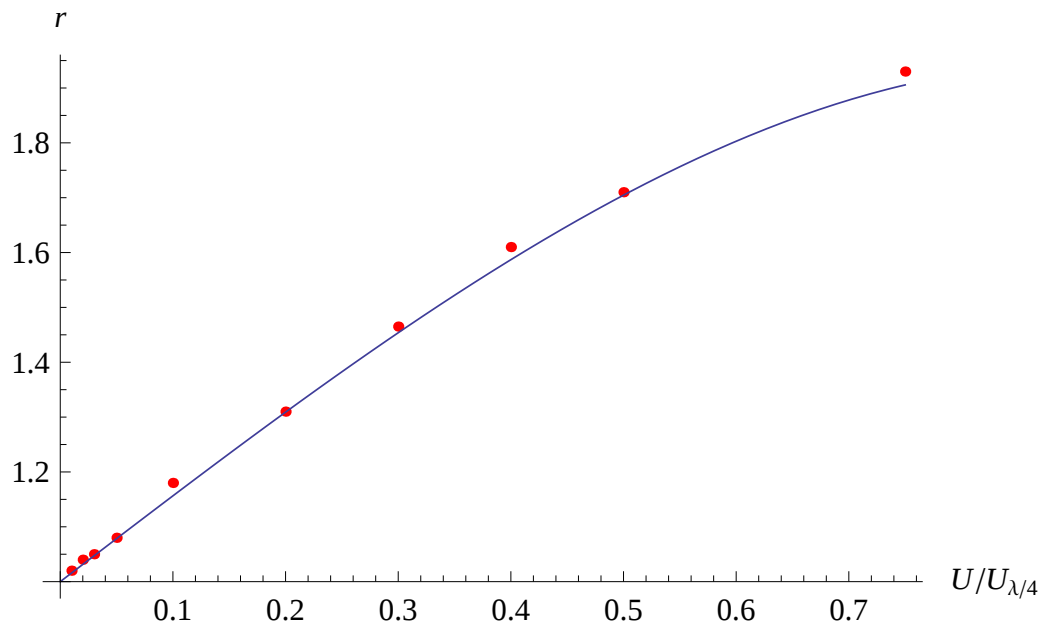


Рис. А.13. Зависимость порога развития режима регулярных пульсаций r_2 от начального напряжения смещения U_0 для отображения, соответствующего сценарию управления от поляризатора.

Приложение Б

Анализ устойчивости стационарных точек точечного отображения

Рассмотрим точечное отображение

$$x_{n+1} = f(x_n, x_{n-1}, \dots, x_{n-k}) \quad (\text{Б.1})$$

стационарной точкой которого является $x_p = f(x_p, x_p, \dots, x_p)$. Представив x_n в виде $x_n = x_p + \delta_n$ и линеаризовав (Б.1), получим уравнение для приращений δ_n :

$$\delta_{n+1} = \sum_{m=0}^k \frac{\partial f(x_n, x_{n-1}, \dots, x_{n-k})}{\partial x_{n-m}} \Big|_{x_p} \cdot \delta_{n-m} \quad (\text{Б.2})$$

Это уравнение может быть записано в форме

$$\delta_{n+1} = \sum_{m=0}^k d_m|_{x_p} \cdot \delta_{n-m} \quad (\text{Б.3})$$

где

$$d_m = \frac{\partial f(x_n, x_{n-1}, \dots, x_{n-k})}{\partial x_{n-m}} \quad (\text{Б.4})$$

Если существует λ такое, что $\delta_{n+1} = \lambda \cdot \delta_n$, то стационарная точка устойчива (динамика системы ограничена), если выполняется условие: $|\lambda| < 1$. Разделив (Б.3) на δ_{n+1} получим:

$$1 = \sum_{m=0}^k d_m|_{x_p} \cdot \frac{\delta_{n-m}}{\delta_{n+1}} \quad (\text{Б.5})$$

Учитывая, что $\frac{\delta_n}{\delta_{n+1}} = \frac{1}{\lambda}$, $\frac{\delta_{n-m}}{\delta_{n+1}} = \frac{1}{\lambda^{m+1}}$, из (Б.5) получаем уравнение для нахождения λ :

$$\sum_{m=0}^k \frac{d_m}{\lambda^{m+1}} = 1 \quad (\text{Б.6})$$

Рассмотрим теперь отображение (3.17). Стационарная точка отображения

$$x_p = \frac{r-1}{r(1+\alpha)} \quad (\text{Б.7})$$

Уравнение (Б.6) принимает форму:

$$\sum_{m=0}^k \frac{d_m}{\lambda^{m+1}} = d_0|_{x_p} \cdot \frac{1}{\lambda} + d_1|_{x_p} \cdot \frac{1}{\lambda^2} = 1 \quad (\text{Б.8})$$

где

$$d_0|_{x_p} = r \cdot (1 - 2x_p\alpha - x_p) = \frac{-\alpha r + 2\alpha + 1}{1 + \alpha}, \quad (\text{Б.9})$$

$$d_1|_{x_p} = -r \cdot x_p = -\frac{r - 1}{(1 + \alpha)}. \quad (\text{Б.10})$$

Подставив полученные значения d в уравнение (Б.6), получим квадратное уравнение

$$\lambda^2 - \lambda \frac{-\alpha r + 2\alpha + 1}{1 + \alpha} + \frac{r - 1}{(1 + \alpha)} = 0 \quad (\text{Б.11})$$

корнями которого являются

$$\lambda_{\pm} = \frac{(-\alpha r + 2\alpha + 1) \pm \sqrt{(-\alpha r + 2\alpha + 1)^2 - 4(r - 1)(1 + \alpha)}}{2(1 + \alpha)} \quad (\text{Б.12})$$

Из условия $|\lambda| = 1$ рассчитываем границу области устойчивости в координатах r и α :

$$r_2(\alpha) = \begin{cases} \alpha + 2, & \alpha \leq 3 \\ 3 + \frac{4}{\alpha - 1}, & \alpha > 3 \end{cases} \quad (\text{Б.13})$$

На границе устойчивости в системе возникают устойчивые колебания, причем период колебаний можно рассчитать по формуле:

$$T_{r_2} = \frac{2\pi}{\arg(\lambda_+)} = \frac{2\pi}{\arg\left(\frac{-\alpha r + 2\alpha + 1 + \sqrt{(-\alpha r + 2\alpha + 1)^2 - 4(r - 1)(1 + \alpha)}}{2(\alpha + 1)}\right)} \quad (\text{Б.14})$$

где r и α связаны соотношением (Б.13). Если $\alpha < 0$, T_{r_2} хорошо аппроксимируется формулой

$$T_{r_2}(\alpha) = \frac{2\pi}{\sqrt{\alpha + 1}} - \frac{\pi\sqrt{\alpha + 1}}{12} + o(\alpha + 1). \quad (\text{Б.15})$$

Приложение В

Фазопараметрические диаграммы отображения

$$x_{n+1} = rx_n(1 - \alpha x_n - x_{n-1})$$

Методика построения диаграмм описана в п. [A.2](#), стр. 168. По горизонтальным осям отложено обобщенное усиление r , по вертикальным — установившиеся значения последовательности x , значения α указаны на рисунках.

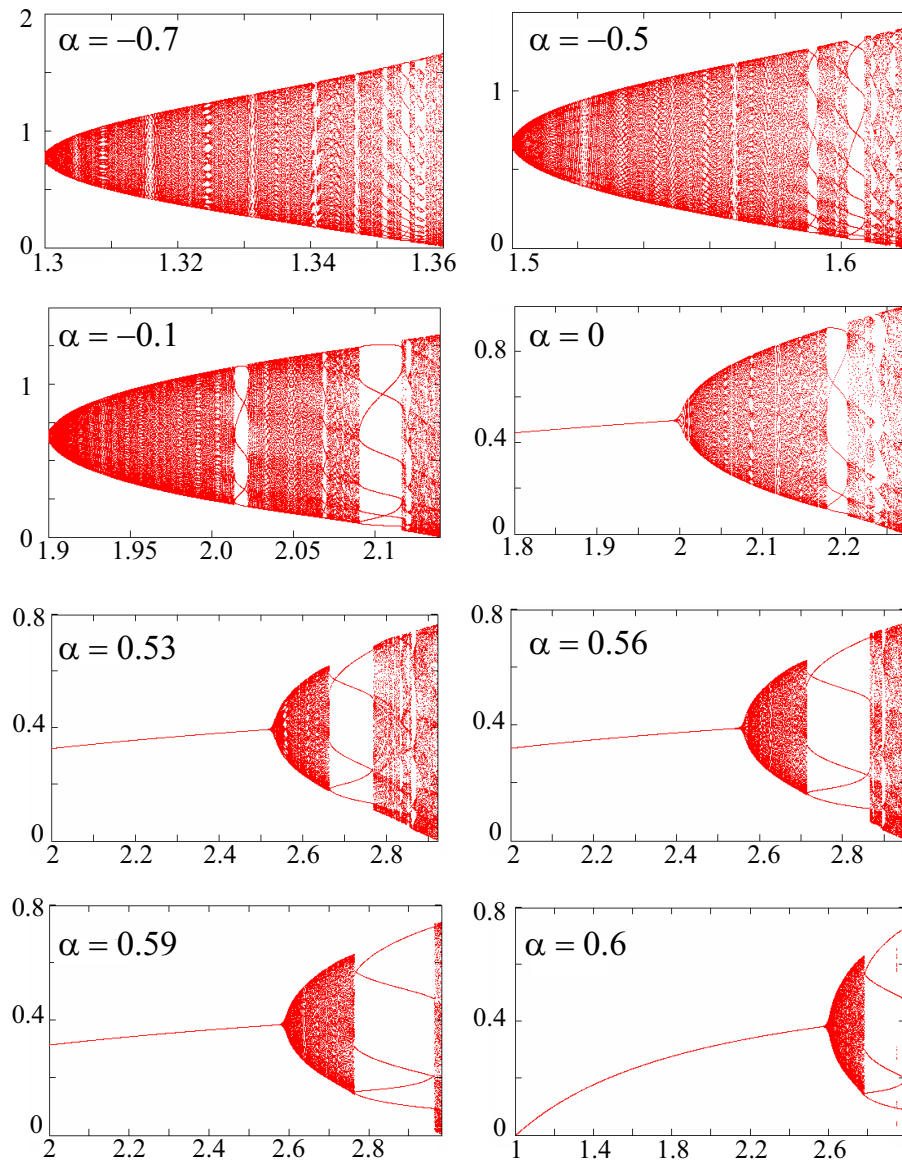


Рис. В.1. $-0.7 \leq \alpha \leq 0.6$.

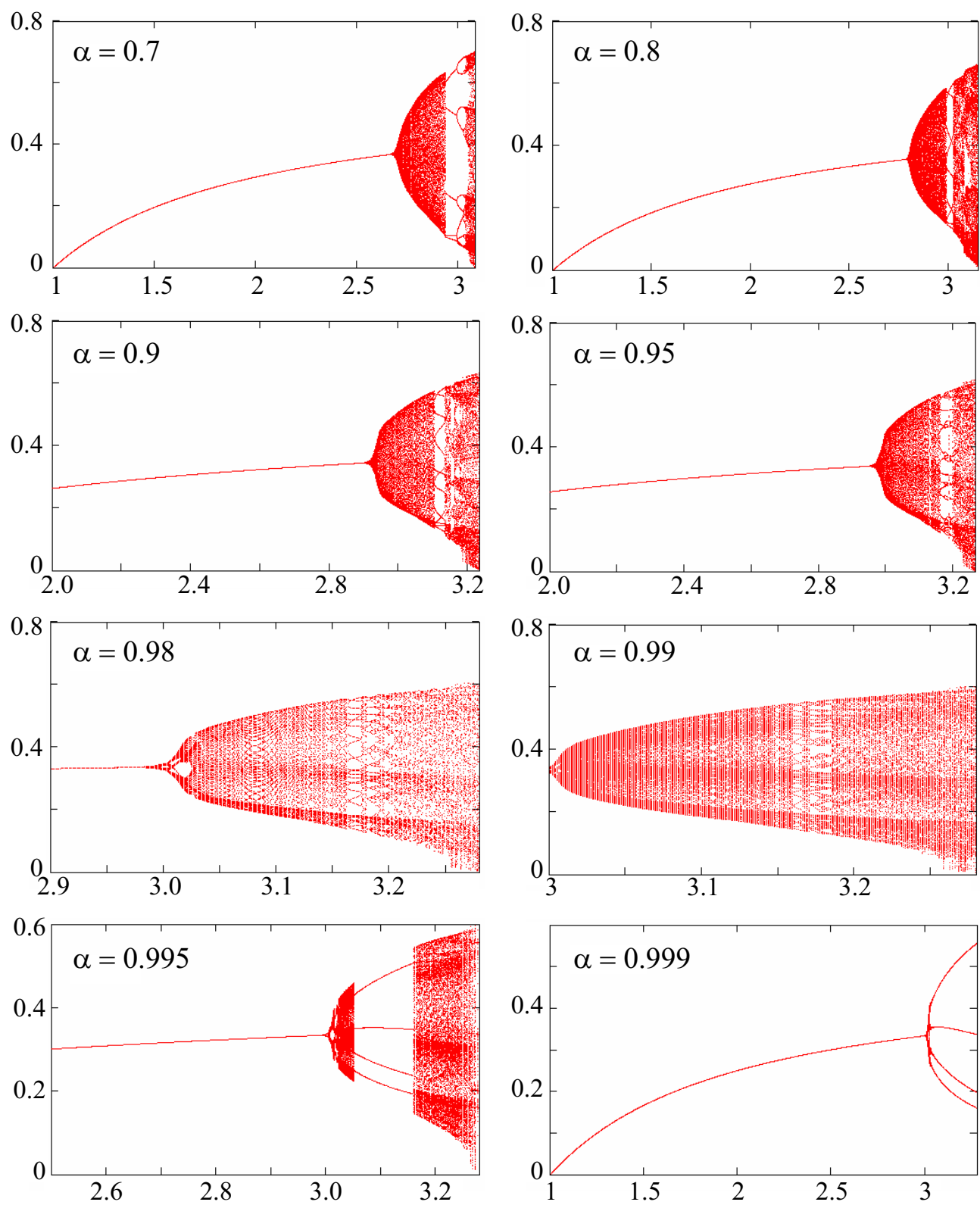


Рис. В.2. $0.7 \leq \alpha \leq 0.999$.

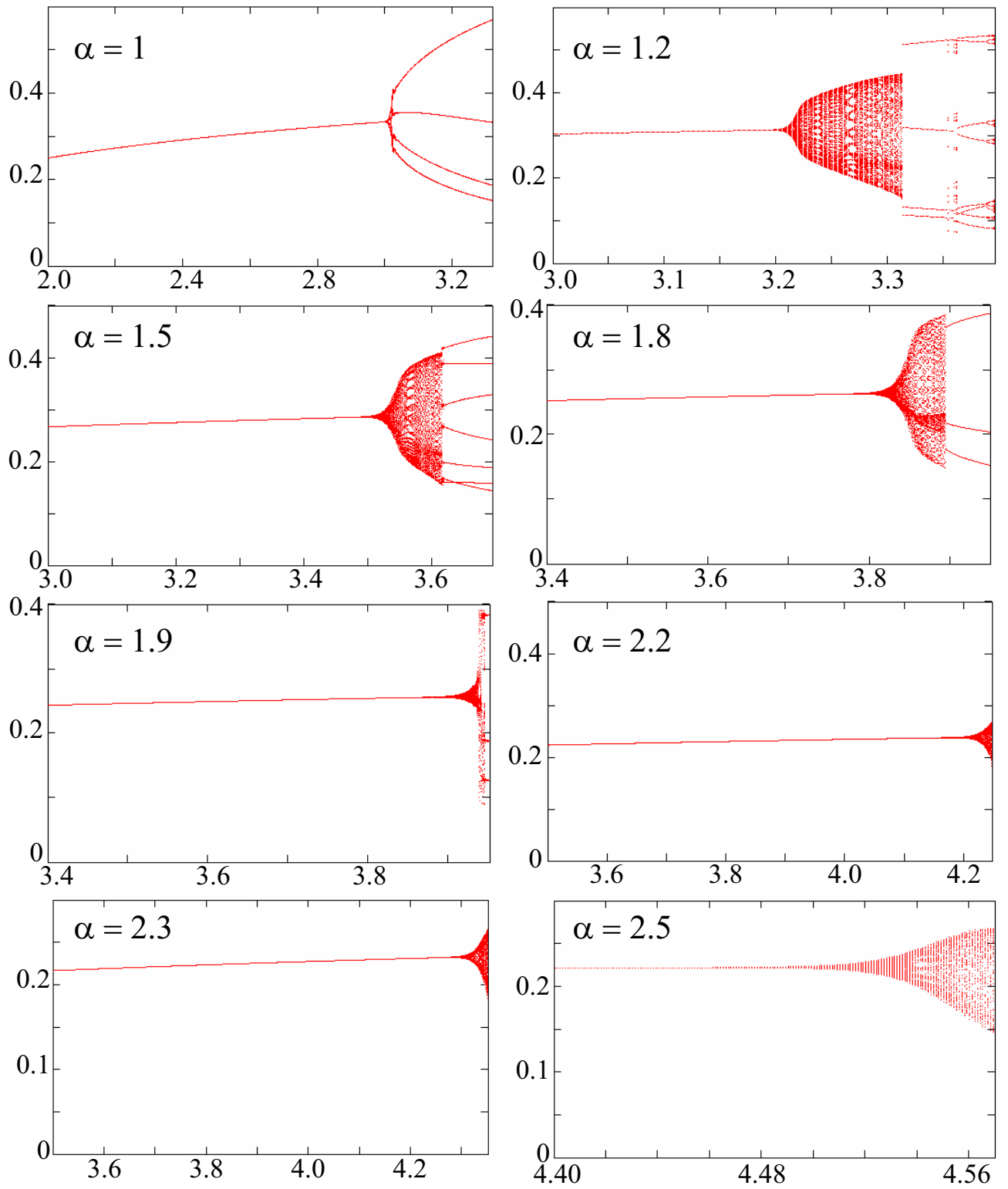


Рис. В.3. $1 \leq \alpha \leq 2.5$.

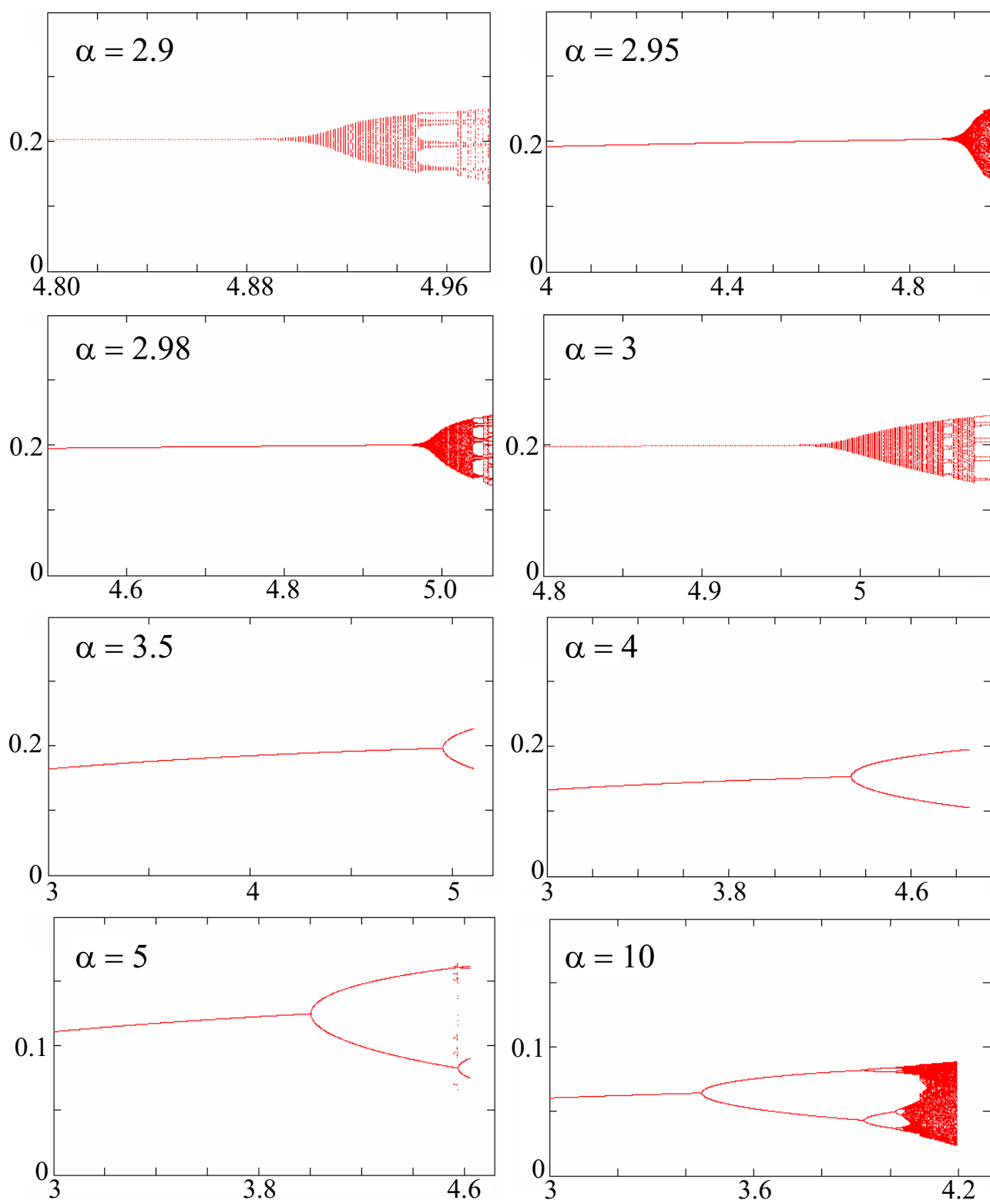


Рис. В.4. $2.9 \leq \alpha \leq 10$.

Приложение Г

Динамика твердотельного лазера, управляемого комбинацией двух обратных связей. Модель и численное моделирование в программе LASER IV

Приведено описание программного комплекса LaserIV.

Г.1. Математическая модель

Численное моделирование динамики лазера, управляемого комбинацией обратных связей, проводилось с помощью программного комплекса LaserIV [133]. Был применен подход [118, 120], в котором для выбранного времени задержки в цепи обратной связи прослеживается тонкая временная структура излучения на временах, много меньших T_r с учетом конечной ширины линии усиления активной среды и шумового вклада спонтанного излучения. В модели используется последовательный (от прохода к проходу) расчет интенсивности лазерного излучения $I(t)$, фототока $i(t)$, напряжения U на емкости C и пропускания электрооптического модулятора $T(t)$.

Рекуррентное уравнение, описывающее изменение поля $e(t)$ за время обхода резонатора:

$$e(t + T_r) = \sqrt{RT(t)} \left[e^{g/2} \frac{2}{\tau_a} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi g}} \int \hat{g}(t') e(t - t') dt' + N(t) \right]$$
$$I(t) = e(t)e^*(t)$$

где g — усиление активной среды за один проход, коэффициент R соответ-

ствуется пассивным потерям в резонаторе. Спонтанная люминесценция во временном представлении описывается суммой гармоник со случайными фазами ϕ_n :

$$N(t) = N_s \sum_n \exp(-\alpha n^2) \exp\left(i\phi_n + i\frac{2\pi n t}{T_r}\right)$$

Конечная ширина контура усиления τ_a^{-1} приводит к уширению лазерного импульса. Во временном представлении это учитывается путем свертки с функцией отклика, соответствующей контуру усиления в $e(t + T_r)$.

$$\hat{g}(t) = \exp\left(-\frac{4 \ln(2)}{g} \left(\frac{t}{\tau_a}\right)^2\right)$$

Зависимость пропускания электрооптического модулятора от управляющих напряжений положительной и отрицательной обратных связей U^+ и U^- :

$$T(U^+, U^-) = \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \frac{U + U^+ + U^-}{U_{\lambda/2}}\right)$$

где U — постоянное напряжение смещения, $U_{\lambda/2}$ — полуволновое напряжение модулятора. Управляющие напряжения положительной и отрицательной обратных связей U^+ и U^- на емкостях C^+ и C^- электрооптических модуляторов рассчитываются из уравнений:

$$\frac{dU^\pm(t)}{dt} + \frac{U^\pm(t) - U_s t}{RC^\pm} = \frac{i_d(t)}{C^\pm}$$

RC^+ и RC^- — временные постоянные обратных связей. Фототок в обеих оптоэлектронных системах обратной связи задается уравнением:

$$i_d^\pm(t) = k^\pm \int_0^{+\infty} I(t - t' - T_r - \tau^\pm)(1 - T(t - t' - T_r - \tau^\pm))P(t')dt'$$

$P(t)$ — время отклика фототока оптоэлектронного фотоэлемента (в программе предусмотрены треугольная, гауссова, прямоугольная формы функции отклика фототока). Коэффициенты k^+ и k^- соответствуют чувствительности обратных связей, τ^+ и τ^- — оптические задержки положительной и отрицательной обратных связей.

Г.2. Входные параметры и выходные данные

Таблица Г.1. Входные параметры программы LaserIV, версия 1.12.

Параметр	Типичное значение	Единицы измерения	Описание
Step	1	пс	Временное разрешение
Pass	10000	проходы	Время счета
Each	1–100	проходы	Интервал вывода и записи в файл величин $I(t), T(t), i^{\pm}(t), U^{\pm}(t)$
Tr	10000	пс	Время обхода светом резонатора
R	0.5	единицы	Пассивные потери в резонаторе
Gain Shape	Constant/ Linear/ Pulse		Форма импульса накачки
Gain Mod. Ampl.	0–100	%	Амплитуда модуляции накачки
T	100	проходы	Период модуляции накачки
Pwr	1–40	единицы	Степень функции, моделирующей накачку с модуляцией
Flash	5000	проходы	Длительность импульса накачки от минимального до заданного максимального значения усиления, для линейной и импульсной формы

продолжение на следующей странице

Таблица Г.1, продолжение. Начало на странице 189.

Параметр	Типичное значение	Единицы измерения	Описание
MaxG	20–300	%	Максимальный уровень мощности накачки, превышение над порогом
ns	10^{-7}	усл.ед.	Амплитуда спонтанного шума
Noise forever	вкл./откл.		Добавление шума на каждом проходе
LWdth	4	пс	Обратная ширина линии активной среды
One Feedback/ Two Feedbacks	вкл./откл.		Количество цепей обратных связей, одна/две
Resp. func.	Delta/ Rect./ Gauss/ Triang		Форма отклика фототока
Delay	400–10200	пс	Задержка в цепи ОС
RC	10000	пс	Временная постоянная системы ОС
Uo	0.3–0.5(1.5)	$U_{\lambda/2}$	Напряжение смещения, для второй обратной связи задано значение 1.5
FB_Sens	10^{-5}	усл. ед./пс.(ед.)	Чувствительность цепей обратных связей (для второй цепи устанавливается относительно первой)

продолжение на следующей странице

Таблица Г.1, продолжение. Начало на странице 189.

Параметр	Типичное значение	Единицы измерения	Описание
FB_Time	500	пс	Время отклика фототока
FB from Polarizer	вкл./откл.		Управляющий сигнал от поляризатора/от внутрирезонаторной делительной пластинки
Lio Filter	вкл./откл.		Наличие в системе фильтра Лио
Delay		пс	Задержка, вносимая фильтром
Magnitude		единицы	Амплитуда фильтра
Periods ToShow	2–20	проходы	Длина интервала для вывода и записи в файл величин $I(t), T(t), i^{\pm}(t), U^{\pm}(t)$

Описание входных параметров программы LaserIV представлено в таблице Г.1. Конструкция лазера может включать в себя одну или две цепи внешней задержанной обратной связи, каждую со своей задержкой, а при желании и временной постоянной.

Временное разрешение 0.5 пс и лучше (зависит от объема памяти ЭВМ и производительности процессора) позволяет рассчитывать тонкую структуру излучения, в частности, процесс установления режима самосинхронизации мод. Результаты визуализируются в процессе счета (рис. Г.1). В верхней части окна программы выводятся величины, характеризующие каждый проход: $G\%$ — значение накачки, Im — мощность импульса с наибольшей энергией (энергия отнесенная к длительности), Tm — временной сдвиг импульса, Erg — энергия импульса, Pls — длительность импульса. В нижней части окна отображаются величины, которые рассчитываются с высоким временным разрешением: $I(t)$ — интенсивность излучения в резонаторе, $T(t)$ — пропускание

внутрирезонаторного модулятора, $i^{\pm}(t)$ — фототок, $U^{\pm}(t)$ — управляющее напряжение на емкости модулятора системы ОС. После окончания работы программы выходные массивы данных можно сохранить для дальнейшей обработки.

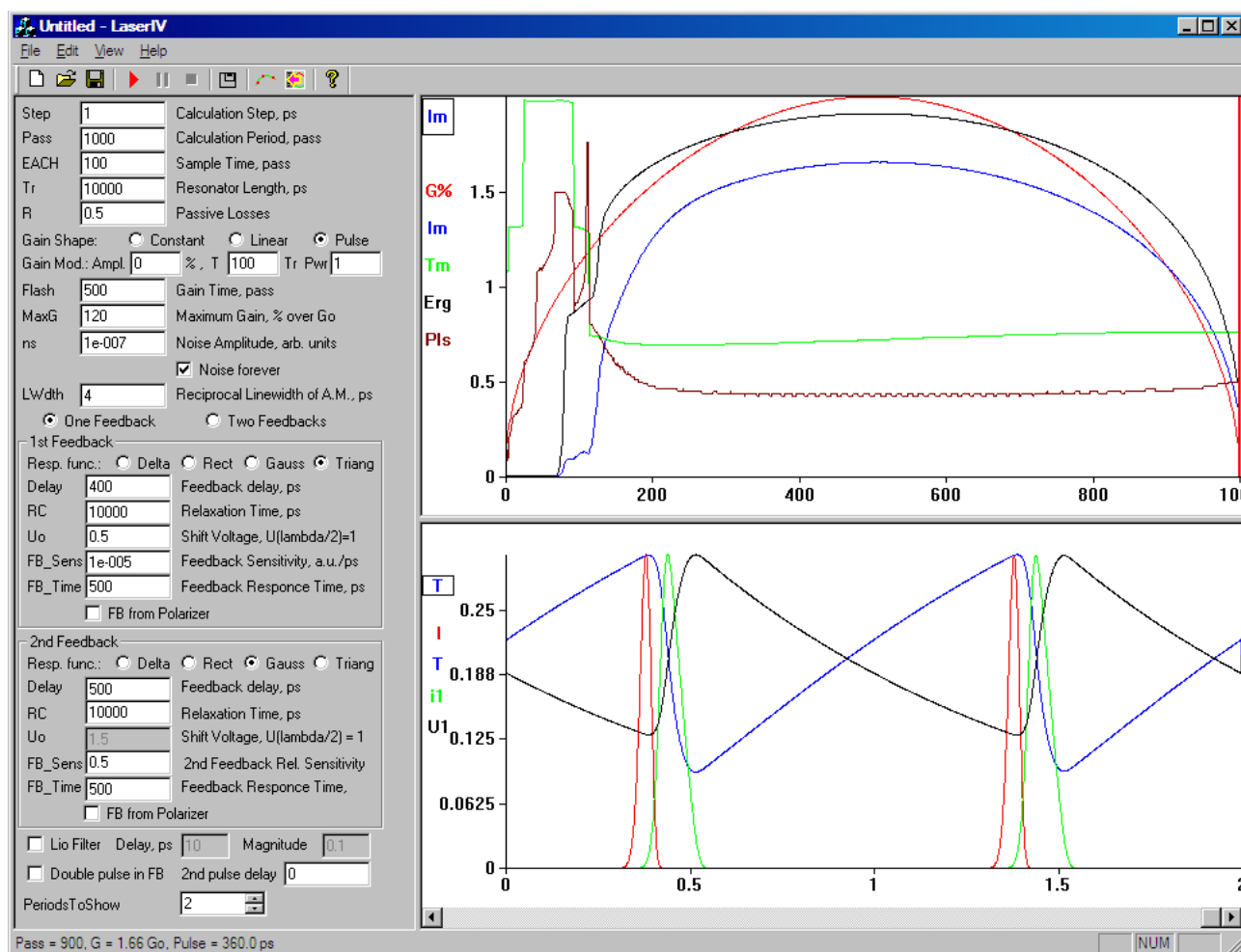


Рис. Г.1. Окно программы LaserIV.