

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ  
ИМ. В.А. КОТЕЛЬНИКОВА РАН

На правах рукописи



**Забегает Дмитрий Николаевич**

**ИНФОРМАЦИОННО-АНАЛИТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДЛЯ  
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ СВЕРХБЫСТРЫХ  
ОПТОЭЛЕКТРОННЫХ ПРОЦЕССОВ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ**

Специальность 1.3.4 – радиофизика

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук,  
профессор, академик РАН  
Черепенин Владимир Алексеевич

Москва  
2024

## Оглавление

<b>Введение</b> .....	4
<b>Глава 1.</b> Обзор литературы.....	11
<b>Глава 2.</b> Лазерный пикосекундный комплекс, предназначенный для исследования сверхбыстрых оптоэлектронных процессов .....	24
2.1. Структура лазерного пикосекундного комплекса .....	24
2.2. Модернизация лазерного комплекса.....	26
2.3. Задающий лазер .....	27
2.4. Система оптического усиления .....	33
2.5. Генерация второй гармоники .....	35
2.6. Параметрические генераторы света .....	36
2.7. Спектрофотометрическая схема.....	39
2.8. Спектральные и временные измерения с помощью лазерного комплекса .....	42
2.9. Устройство сопряжения для лазерного комплекса .....	43
2.10. Методика проведения эксперимента и обработки данных.....	45
<b>Глава 3.</b> Вычислительная система для управления работой лазерного комплекса .....	47
3.1. Описание работы вычислительной системы.....	48
3.2. Режимы работы программы.....	54
3.3. Реализованные особенности вычислительной системы .....	73
3.3.1. Измерение ширины импульса на уровне половины амплитуды.....	73
3.3.2. Параметры закладки COM-port Control .....	74
3.3.3. Алгоритм итерационных расчетов результата с помощью параметров $\sigma$ , $\varepsilon$ .....	75
3.3.4. Режимы работы флагов .....	76
3.3.5. Итерационные расчеты усредненного спектра с использованием параметра $w$ .....	76
3.3.6. Задание маршрута шагового двигателя .....	77
3.4. Структура программы .....	77
3.5. Алгоритм исключения влияния космических лучей.....	81
3.6. Математический алгоритм ликвидации джиттера .....	84
3.7. Автоматизация работы источников питания оптических усилителей .....	92
3.8. Измерение диаметра луча лазерного импульса .....	94
3.8.1. Определение кадров, содержащих изображение импульса .....	95
3.8.2. Анализ массива кадров на предмет корректности данных.....	96
3.8.3. Дискриминация по энергии.....	98

3.8.4 Расчет параметров усредненного изображения импульсов.....	99
3.8.5 Ход проведения измерений.....	99
<b>Глава 4.</b> Пикосекундные «разгорание» и релаксация интенсивного стимулированного излучения.....	104
4.1. Введение .....	104
4.2. Эксперимент.....	105
4.3. Обсуждение результатов.....	110
<b>Глава 5.</b> Бистабильность автомодуляции спектра собственного стимулированного пикосекундного излучения GaAs.....	116
5.1. Введение .....	116
5.2. Эксперимент.....	116
5.3. Обсуждение результатов.....	122
<b>Заключение</b> .....	129
<b>Список литературы</b> .....	131

## Введение

### Актуальность темы

Мировые тенденции в области развития оптики, оптического приборостроения и оптического материаловедения в последние годы претерпели значительные изменения. Сегодня слово «фотоника» занимает первое место по популярности в рейтинге новых оптических терминов. Согласно словарю терминов «Фотоника», изданным Российской академией наук, это наука о способах генерации и практического использования света и других форм энергии излучений, квантовой единицей которых является фотон [1]. Фотоника вписана в приоритетные направления развития науки и техники многих ведущих стран. В этих странах под фотонику разрабатываются государственные стратегические программы развития на 10-20 лет.

Сегодня фотоника – не только новейшая наука и технология. Фотоника рассматривается и как направление бизнеса: тысячи высокотехнологичных компаний работают в этом секторе. Рынок фотоники начинает конкурировать с традиционным оптическим рынком и по прогнозам должен через 5-10 лет догнать рынок электроники.

Ключевой составной частью фотоники является, в частности, оптоэлектроника и радиофотоника. С момента создания лазеров, способных генерировать мощные сверхкороткие (пико- и фемтосекундные) световые импульсы, в оптоэлектронике стали появляться новые области исследования, связанные с возможностью применения таких импульсов для прямых измерений характеристик быстрых процессов.

В основе таких измерений лежит быстрое оптическое возбуждение системы с помощью мощного сверхкороткого импульса, приводящее к отклонению системы от состояния равновесия, а затем прямое наблюдение временной эволюции системы. Такие наблюдения потребовали значительных преобразований в технике сверхбыстродействующих оптических и электронных регистрирующих устройств.

Стремительное развитие областей информационных технологий и микроэлектроники дало в свою очередь возможность реализовать эффективное управление сложными измерительными устройствами даже с помощью персонального компьютера, а также оперативно осуществлять сбор и обработку большого количества измеряемых физических величин, в том числе непосредственно во время измерений в режиме реального масштаба времени (on-line).

Применение пико- и фемтосекундных оптических импульсов для исследования сверхбыстрых процессов в полупроводниках и полупроводниковых гетероструктурах является перспективным направлением исследований современной науки. Это связано с

возможностью их использования в устройствах сверхбыстродействующей оптоэлектроники, что уже подтверждено на примере создания оптических процессоров [2, 3], детекторов сверхкоротких оптических импульсов [4], оптоэлектронных ключей [5], полупроводниковых лазеров [6, 7].

### **Цели и задачи работы**

Целью данной диссертационной работы является создание системы управления модернизированным лазерным пикосекундным спектрофотохронометрическим комплексом, а также проведение исследований сверхбыстрых оптоэлектронных процессов, происходящих в тонком ( $\sim 1$  мкм) слое арсенида галлия (GaAs), накачиваемом мощным пикосекундным импульсом света.

Для достижения поставленных целей потребовалось решение следующих задач:

1. Создание программного и аппаратного обеспечения, реализующего взаимодействие управляющего персонального компьютера с исполнительными механизмами и измерительными компонентами лазерного комплекса через устройство сопряжения.
2. Определение наличия влияния космических лучей на спектры измеряемых импульсов и удаление их из серии измерений.
3. Разработка и реализация алгоритма устранения эффекта джиттера при проведении измерений хронограмм выделенной спектральной компоненты измеряемого импульса.
4. Оптимизация работы оптических усилителей.
5. Разработка и реализация алгоритма измерения диаметра луча лазерного импульса.
6. Проведение измерений спектров и хронограмм излучения GaAs под действием импульса накачки.

### **Научная новизна**

1. В диссертации реализован оригинальный алгоритм устранения джиттера при проведении измерений хронограмм выделенных спектральных компонент импульса. Алгоритм основан на математической обработке массивов данных, сводящейся к нахождению и совмещению «средних линий» изображений хронограмм.

2. С помощью разработанной вычислительной системы сбора и обработки измеряемых величин были впервые проведены прямые экспериментальные измерения собственного стимулированного пикосекундного излучения в GaAs при мощной оптической накачке. Было обнаружено, что интенсивность излучения возрастает с

пикосекундной задержкой относительно фронта пикосекундной накачки. При спаде накачки интенсивность излучения релаксирует с характерным временем порядка 10 пс. Были получены зависимости времени задержки, времени релаксации, длительности пикосекундного импульса излучения от энергии его фотона.

3. Обнаружена бистабильность автомодуляции спектра стимулированного пикосекундного излучения, возникающая при пикосекундной оптической накачке GaAs. На фронте импульса излучения в его спектре выделился один набор эквидистантных мод. На спаде излучения его заменил набор мод, расположенных в спектре посередине между первым. Выявленная бистабильность разъяснила физическую природу двух состояний обеднения заселенностей, вызванного излучением, между которыми ранее были обнаружены субтерагерцевые автоколебания в поле этого же излучения.

### **Практическая ценность работы**

Диссертация посвящена созданию компьютерной системы управления работой лазерного пикосекундного спектрофотохронметрического комплекса и проведению исследований явления собственного стимулированного пикосекундного излучения в GaAs с помощью этого комплекса.

Информация, полученная в результате исследований, может быть полезна при разработке новых устройств сверхбыстродействующей полупроводниковой оптоэлектроники, для которых характерна высокая интенсивность стимулированного излучения. К числу таких устройств можно отнести мощные полупроводниковые лазеры и суперлюминесцентные диоды, оптически управляемые пикосекундные модуляторы прозрачности и т.д.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. Экспериментально обнаружено, что в GaAs интенсивное излучение возникает с пикосекундной задержкой относительно фронта мощной пикосекундной оптической накачки. Длительность импульса излучения сравнима с длительностью накачки. Задержка разгорания, длительность излучения и характерное время его релаксации зависят от энергии фотона излучения.

2. Экспериментально обнаружено, что в слое GaAs при мощной пикосекундной оптической накачке зависимость времени разгорания излучения от энергии его фотона имеет осциллирующую форму.

3. Обнаружена бистабильность автомодуляции спектра стимулированного пикосекундного излучения, возникавшего при пикосекундной оптической накачке GaAs.

На фронте импульса излучения в его спектре выделился один набор эквидистантных мод. На спаде излучения его заменил набор мод, расположенных в спектре посередине между первым. Внутри каждого набора интервал между модами совпадал с расчетным интервалом между собственными модами являющегося активным резонатором слоя GaAs.

4. Подвергающийся мощной пикосекундной оптической накачке слой GaAs в гетероструктуре  $Al_{0.22}Ga_{0.78}As - GaAs - Al_{0.4}Ga_{0.6}As$  даже без учета отражения излучения от ее торцов может обладать в определенной степени качества лазера. Это проявляется в выделении отдельных спектральных мод и равенстве расстояния между ними на спектре в эксперименте и при численном расчете для активного резонатора.

### **Личный вклад автора**

Автором самостоятельно создано программное обеспечение для управления ходом эксперимента на лазерном пикосекундном спектрофотометрическом комплексе, разработан и реализован алгоритм определения присутствия в измеряемых спектрах импульсов космических лучей, разработан и реализован алгоритм устранения эффекта джиттера при измерении огибающих (хронограмм) выделенной спектральной компоненты измеряемого импульса, реализовано программное управление работой источников питания оптических усилителей с возможностью автоматической поддержки значений интенсивности излучения в оптических каналах в заданном диапазоне, создано программное обеспечение, которое на основе анализа потокового видео с веб-камеры, измеряет параметры пикосекундных лазерных импульсов.

При помощи разработанной информационно-аналитической системы автором совместно с коллегами из ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН были проведены экспериментальные исследования пикосекундных разгорания и релаксации интенсивного стимулированного излучения GaAs и анализ полученных результатов, а также получен результат экспериментальных исследований бистабильности автомодуляции спектра собственного стимулированного пикосекундного излучения GaAs.

### **Апробация результатов**

Результаты исследований, вошедших в диссертационную работу, были представлены на международных и российских конференциях:

- “The 30th International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS 2010)” (Seoul, Korea, 2010),
- “The International Workshop on Nonlinear Optics and Excitation Kinetics in Semiconductors (NOEKS10)” (Paderborn, Germany, 2010),

- “29th International Congress on High-Speed Imaging and Photonics including 1st Workshop on Advanced Sensing and Imaging” (Morioka, Japan, 2010),
- “Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and 12th European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)” (Munich, Germany, 2011),
- “The 30th International Congress on High-Speed Imaging and Photonics (ICHSIP-30)” (Pretoria, South Africa, 2012),
- “XI Российская конференция по физике полупроводников” (Санкт-Петербург, 2013),
- “XII Российская конференция по физике полупроводников” (Звенигород, 2015),
- 38 научно-технический семинар “Радиотехнические и телекоммуникационные системы” (РТУ МИРЭА, Москва, 2023),
- Научно-квалификационный семинар “Генерация электромагнитных колебаний и их применения” (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва, 2023).

### **Публикации**

Материалы диссертации опубликованы в 34 печатных работах, включая 27 статей в рецензируемых журналах, входящих в перечень изданий, рекомендованных ВАК Минобрнауки РФ и проиндексированы в РИНЦ, а 6 из них – в зарубежных рецензируемых журналах, входящих в Международные реферативные базы данных и системы цитирования Scopus и Web of Science [47-52, 69, 73, 75, 83, 87-91, 98-109], а также 7 публикаций в сборниках трудов и тезисов конференций [84, 92-97].

### **Структура и объем диссертации**

Предлагаемая диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка цитируемой литературы и списка работ автора по теме диссертации. Работа содержит 140 страниц, 56 рисунков. Список литературы включает 109 источников.

Во **введении** обосновываются актуальность темы, научная новизна, практическая ценность работы, приводятся цели и задачи исследования, личный вклад автора работы, апробация результатов, положения, выносимые на защиту, информация о публикациях, посвященных теме диссертации. Дается краткое описание содержания диссертации.

В **первой главе** (обзор литературы) приводится обзор наиболее важных теоретических и экспериментальных работ, выполненных к моменту начала диссертационных исследований, посвященных изучению динамики неравновесной электронно-дырочной плазмы (ЭДП) GaAs при межзонном поглощении интенсивного сверхкороткого светового импульса.



**Вторая глава** посвящена описанию лазерного пикосекундного спектрофотохронометрического комплекса, на котором были выполнены экспериментальные исследования. Приводится его структура и подробные характеристики, описывается процесс последней существенной модернизации. Основой комплекса является лазер накачки и параметрические генераторы света. Он позволяет облучать исследуемый образец одним или двумя импульсами света с регулируемой задержкой между импульсами. Перестройка интенсивности и длины волны каждого импульса производится независимо. Полный диапазон длин волн составляет от 660 нм до 2.7 мкм. Длительность импульсов на выходе из ПГС ~ 14 пс. Комплекс позволяет проводить измерения интегральных по времени спектров сверхкороткого излучения, а также огибающей (хронограммы) выделенной спектральной компоненты излучения. Результаты измерений с фотоприемников и ПЗС-камер направляются в систему регистрации и управления, где происходит on-line обработка поступающих данных, сохранение и отображение измеренных и рассчитанных величин на экран.

В **третьей главе** дается подробное описание системы автоматизации лазерного комплекса. Представляется интерфейс и структура компьютерной программы, с помощью которой осуществляется управление ходом эксперимента через внешнее устройство сопряжения, считывание, анализ, обработка и вывод измеряемых данных. Раскрываются решения возникших в ходе автоматизации задач: исключение космических лучей при спектральных измерениях, ликвидация джиттера при временных измерениях огибающей выделенной спектральной компоненты импульса. Описываются решения задачи автоматизации работы источников питания оптических усилителей и задачи измерения диаметра луча лазерного импульса.

**Четвертая глава** посвящена описанию исследований [75], в которых были проведены прямые измерения пикосекундного разгорания и релаксации интенсивного стимулированного излучения, возникающего в тонком (~ 1 мкм) эпитаксиальном слое GaAs при его мощной пикосекундной оптической накачке. При спаде накачки интенсивность излучения релаксирует с характерным временем порядка 10 пс. Получены зависимости времени задержки, времени релаксации, длительности пикосекундного импульса излучения от энергии его фотона. Результаты измерений соответствуют представлению, созданному ранее на основании косвенных признаков.

В **пятой главе** описываются исследования [83], обнаруживающие бистабильность автомодуляции спектра стимулированного пикосекундного излучения, возникшего при пикосекундной оптической накачке GaAs. Проводилось исследование эволюции спектра пикосекундного излучения до достижения им торцов образца. На фронте импульса

излучения в его спектре выделился один набор эквидистантных мод. На спаде излучения его заменил набор мод, расположенных в спектре посередине между первыми. Внутри каждого набора интервал между модами совпадал с расчетным интервалом между собственными модами являющегося активным резонатором слоя GaAs. Время разгорания излучения оказалось осциллирующей функцией энергии его фотона. Эволюция спектра так самосогласована, что интегральный по времени спектр и интегральная по спектру огибающая импульса излучения имели гладкую (без локальных особенностей) форму. Выявленная бистабильность разъясняла физическую природу двух состояний обеднения заселенностей, вызванного излучением, между которыми ранее были обнаружены субтерагерцевые автоколебания в поле этого же излучения. Предполагается, что автомодуляция спектра излучения является разновидностью вынужденного комбинационного рассеяния.

**В заключении** формулируются основные результаты работы.

## Глава 1

### Обзор литературы

Исследования взаимодействия интенсивной электромагнитной волны с полупроводником, при котором индуцируются межзонные переходы, ранее в значительной степени были связаны с задачей изучения эффекта насыщения квантовой системы. Для двухуровневых систем, взаимодействующих с сильным резонансным внешним полем, эффект насыщения известен давно [8].

Эффект насыщения в прямозонных полупроводниках, проявляющийся на зависимости коэффициента поглощения от амплитуды электромагнитного поля, был впервые рассмотрен в теоретической работе [9]. В работе [10] эффект насыщения был подробно рассмотрен при упрощающем предположении, что вероятность индуцированных светом переходов меньше вероятности электрон-электронных соударений. Соответственно, распределение фотоэлектронов описывается функцией Ферми. В этом случае эффект насыщения сводится к тому, что при больших интенсивностях света населенности нижнего и верхнего энергетических уровней, связанных оптическими переходами, уравниваются. Следовательно, коэффициент поглощения стремится к нулю. В случае рассмотрения полупроводников с прямыми межзонными переходами это означает, что расстояние между квазиуровнями Ферми электронов  $\mu_e$  и дырок  $\mu_h$  стремится к энергии фотона  $\hbar\omega_{ex}$  возбуждающего света:

$$\mu_e - \mu_h = \hbar\omega_{ex} \quad (1.1)$$

Для исследования эффекта насыщения наиболее благоприятной представлялась ситуация, когда полупроводник облучался импульсом света с энергией кванта  $\hbar\omega_{ex}$  лишь немного превышающей ширину запрещенной зоны  $E_g$ . Подобные исследования были проведены в [11, 12]. В работе [11] монокристалл  $\text{CdS}_{0.75}\text{Se}_{0.25}$  облучали цугом сверхкоротких импульсов (длительность импульса  $\sim 5$  пс). Охлаждая кристалл до 130 К, получали незначительное превышение энергии фотона  $\hbar\omega_{ex}$  над шириной запрещенной зоны  $E_g$  ( $\hbar\omega_{ex} - E_g \approx 5$  мэВ). В этом эксперименте было обнаружено, что при превышении некоторой пороговой величины энергии возбуждающего цуга импульсов прозрачность образца (для света той же частоты, что и возбуждающий) возрастала более чем на два порядка. Аналогичный эффект наблюдался в работе [12], в которой проводились исследования нелинейного оптического поглощения в пластинке  $\text{Ga}_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{As}$  толщиной 2 мкм. В этой работе образец облучался импульсом света длительностью  $\sim 20$  пс с энергией фотона, превышающей ширину запрещенной зоны на 10 мэВ. В работах [11, 12] резкое

увеличение прозрачности образцов принималось авторами за доказательство установления состояния насыщения.

Работы [13, 14] посвящены теоретическому рассмотрению эволюции энергетического распределения носителей заряда при резонансном межзонном возбуждении полупроводника мощным импульсом света длительностью  $\sim 1$  нс с энергией фотона  $\hbar\omega_{ex}$  немного превышающей значение  $E_g$ . Было показано, что эволюция распределения носителей заряда проходит ряд последовательных этапов. На первом этапе в течение времени  $t_M$  формируется максвелловское распределение носителей. При этом устанавливаются различные температуры электронов и дырок  $T_e$  и  $T_h$  соответственно. На следующем этапе ко времени  $t_{eh}$  происходит выравнивание этих температур. При концентрациях  $n \approx 10^{18}$  см $^{-3}$  и температурах носителей  $T_c \approx 400$  К, характерных для описываемых в данной диссертации экспериментов, времена  $t_M$  и  $t_{eh}$  оказываются  $< 1$  пс. На временах  $> 1$  пс, согласно [14], устанавливаются квазиравновесные фермиевские распределения электронов и дырок, характеризующиеся единой температурой  $T_c$  и квазиуровнями Ферми  $\mu_e$  и  $\mu_h$  электронов и дырок. Для времен, меньших характерного времени спонтанной рекомбинации  $\tau_r \sim 1$  нс, квазиуровни Ферми определяются уравнением электронейтральности:

$$n(\mu_e, T_c) = p(\mu_h, T_c) \quad (1.2)$$

и условием (1.1) насыщения поглощения света. Согласно [13], когда взаимодействием носителей с решеткой можно пренебречь, температура  $T_c$  определяется балансом энергии, вносимой в ЭДП при фотовозбуждении:

$$n(\hbar\omega_{ex} - E_g) = \int \varepsilon \rho_e(\varepsilon) f_e(\varepsilon) d\varepsilon + \int \varepsilon \rho_h(\varepsilon) f_h(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (1.3)$$

где  $n$  – концентрация электронов (дырок) в состоянии насыщения, которая зависит от  $T_c$ ,  $\mu_e$  и  $\mu_h$ ,  $f_e(\varepsilon)$  и  $f_h(\varepsilon)$  – функции распределения электронов и дырок по энергиям  $\varepsilon$ ,  $\rho_e$  и  $\rho_h$  – соответствующие плотности состояний. Уравнение (1.3) имеет простой физический смысл: энергия, внесенная в ЭДП до установления состояния насыщения, равна суммарной энергии электронов и дырок. Уравнения (1.1) – (1.3) позволяют определить все три параметра  $\mu_e$ ,  $\mu_h$  и  $T_c$ , определяющие состояние фотовозбужденных электронов и дырок.

В работе [14] рассматривался так же процесс взаимодействия ЭДП с решеткой, оказывающий влияние на дальнейшую эволюцию. При учете этого взаимодействия в правую часть уравнения (1.3) следует добавить энергию, отдаваемую ЭДП решетке. Однако в этой работе рассматривался случай очень низких температур решетки. В этом случае обмен энергией между ЭДП и решеткой сводится к излучению оптических фононов

электронами с энергией большей  $\hbar\omega_o$  (где  $\hbar\omega_o$  – энергия оптического фонона). В экспериментах же, описываемые в настоящей диссертации, температура решетки была комнатной. Поэтому происходило не только излучение, но и поглощение носителями зарядов оптических фононов. Кроме того, на обмен энергией между ЭДП и решеткой существенное влияние оказывает эффект «фононного бутылочного горла» [15]. Поэтому данная часть статьи не относится к условиям эксперимента, описываемого в диссертации далее.

В экспериментах [16-22] проводились исследования просветления (увеличения прозрачности) тонких ( $\sim 1$  мкм) эпитаксиальных слоев GaAs при облучении мощным импульсом света длительностью 30 пс с энергией фотона  $\hbar\omega_{ex}$ , близкой к ширине запрещенной зоны  $E_g$ . Просветление отображало изменение суммы заселенностей неравновесными носителями заряда энергетических уровней в валентной зоне и в зоне проводимости, связанных прямым оптическим переходом. Было обнаружено, что во время генерации ЭДП создается инверсия заселенностей для фотонов с энергией  $E_g < \hbar\omega < \hbar\omega_{ex}$  и аномально быстро возникает интенсивное стимулированное излучение, интерпретированное авторами работ [18, 23, 24] как рекомбинационная суперлюминесценция. Это излучение настолько быстро сбрасывает избыточную концентрацию, что по окончании возбуждающего импульса устанавливается не состояние насыщения поглощения (1.1), а «пороговое» состояние ЭДП с максимальной концентрацией неравновесных носителей, при которой еще отсутствует инверсия заселенностей. В пороговом состоянии вместо (1.1) соотношение между квазиуровнями Ферми имеет вид:

$$\mu_e - \mu_h \approx E_g \quad (1.4)$$

В работах [17, 19] было показано, что при фиксированном диаметре фотовозбуждаемой области состояние ЭДП не зависит ни от интегральной энергии (при ее превышении некоторого порогового значения), ни от энергии возбуждающего фотона  $\hbar\omega_{ex} > E_g$ . То есть состояние ЭДП является «универсальным».

Благодаря стимулированному излучению пороговое состояние ЭДП поддерживается и во время фотовозбуждения [19]. При этом, согласно [17, 19-22], происходит обратимый во времени (по отношению к изменению интенсивности возбуждающего импульса) разогрев ЭДП и обратимое изменение концентрации ЭДП. Оказалось, что при изменении температуры ЭДП сохранение порогового состояния осуществляется благодаря соответствующему изменению концентрации ЭДП, контролируемой излучением. Таким образом, согласно [15, 17, 19-22, 25], изменения в состоянии ЭДП определяются такими

процессами разогрева, как внутризонное поглощение возбуждающего света и аномально быстрая (по сравнению со спонтанной) рекомбинация неравновесных носителей. Ранее подобные процессы считались слабо влияющими и вовсе не рассматривались.

Скорость остывания ЭДП при достигнутых концентрациях  $n \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$  заметно снижается. Благодаря этому существенным становится разогрев ЭДП из-за внутризонного поглощения возбуждающего света, что подтверждается экспериментальной работой [20]. Основной причиной замедления охлаждения при этом является разогрев оптических фононов [15]. Согласно [15] ЭДП при охлаждении взаимодействует только с продольными оптическими (LO) фононами. Эти фононы, в свою очередь, могут распадаться на два акустических фонона за время  $\tau_a$ . Если время затухания LO-фонона с волновым вектором  $q$  из-за взаимодействия с плазмой  $\tau_c > \tau_a$ , то LO-фононы с данным  $q$  взаимодействуют с решеткой сильнее, чем с ЭДП, и, следовательно, имеют температуру решетки. Если же при некоторых  $q$  выполняется условие  $\tau_c < \tau_a$ , то такие фононы сильнее взаимодействуют с ЭДП. Следовательно, принимают ее температуру. При этом ЭДП и такие фононы образуют единую систему, эффективное охлаждение которой происходит только в некотором интервале  $\Delta q$  за счет распада LO-фононов на акустические. С ростом концентрации  $n$  интервал  $\Delta q$  сужается, что и приводит к замедлению темпа охлаждения ЭДП.

В работе [26] был впервые обнаружен новый тип фононных осцилляций в энергетическом распределении неравновесных электронов в зоне проводимости. Измерялись спектры просветления  $\lg(T^1/T^0)$  тонкого ( $\sim 1 \text{ мкм}$ ) слоя GaAs при облучении мощным импульсом света пикосекундной длительности с энергией фотона  $\hbar\omega_{ex}$  большей ширины запрещенной зоны  $E_g$  (верхние индексы 1 и 0 означают, соответственно, наличие и отсутствие возбуждения). Просветление GaAs отображало изменение суммы заселенностей неравновесными носителями заряда энергетических уровней в валентной зоне и зоне проводимости, связанных прямым оптическим переходом.

Ранее предполагалось, что спектры просветления при фотовозбуждении представляют собой плавные кривые благодаря доминированию процессов электрон-электронных взаимодействий. Однако в [26] в спектрах просветления обнаружили локальные минимумы, разделенные интервалами 41 мэВ. Осциллирующий характер просветления наблюдался при различных энергиях фотона  $\hbar\omega_{ex} > E_g$  и интегральных энергиях  $W_{ex}$  возбуждающего импульса. Спектральное положение минимумов при этом сохранялось неизменным. Ярче всего осцилляции проявлялись в области энергий фотона  $\hbar\omega < \hbar\omega_{ex}$ . В спектральной области  $\hbar\omega > \hbar\omega_{ex}$  осцилляции были значительно слабее. На спаде возбуждающего импульса и после его окончания осцилляции сглаживались и исчезали.

Наличие осцилляций в спектре просветления объяснялось следующим. В результате интенсивной рекомбинации на дне зоны проводимости в локальной области энергетических состояний возникает обеднение заселенности электронов. Собственное стимулированное излучение инициирует энергетический поток электронов в область обеднения, который частично идет путем излучения электронами продольных оптических фононов. При этом оказывается, что частота переходов электронов в область обеднения с излучением оптических фононов больше частоты ухода электронов из этой области с поглощением оптического фонона. Это приводит к образованию в зоне проводимости областей обеднения заселенности электронами энергетических уровней. Такие области повторяются с периодом, равным энергии оптического фонона. Такой процесс и объясняет наличие фононных осцилляций.

В [27] проводились экспериментальные исследования зависимостей параметров просветления и собственного стимулированного излучения GaAs от энергии фотона возбуждающего импульса  $\hbar\omega_{ex} > E_g$ . На зависимостях просветления  $lg(T^1/T^0)$  и энергии излучения  $W_s^M$  в максимуме интегрального спектра излучения от энергии фотона  $\hbar\omega_{ex}$ , измеренных при различных значениях интегральной энергии  $W_{ex}$  возбуждающего импульса, были обнаружены особенности в виде «ступеней». При увеличении энергии  $W_{ex}$  (и, соответственно, концентрации носителей заряда  $n$ ) энергия фотона  $\hbar\omega_{ex}^b$ , при которой наблюдался излом в «ступени», сдвигалась в коротковолновую сторону. При этом разность  $\hbar\omega_{ex}^b - \hbar\omega_s^m$  изменялась с концентрацией  $n$  приблизительно по закону изменения энергии плазмона  $\hbar\omega_{pl}(n)$  (здесь  $\hbar\omega_s^m$  – энергия фотона, при которой располагается максимум спектра излучения). Значение концентрации носителей заряда  $n$  определялось по измеренному уменьшению ширины запрещенной зоны  $E_g$  из-за кулоновского взаимодействия носителей заряда.

Эти наблюдения позволили предположить, что появление «ступеней» объясняется комбинационным рассеянием возбуждающего света с участием плазмонов, которое, в свою очередь, возникает благодаря собственному стимулированному излучению. В процессе комбинационного рассеяния света электроны из валентной зоны переходят в зону проводимости на виртуальный уровень, поглощая фотон возбуждающего света, и затем, излучая плазмон с энергией  $\hbar\omega_{pl}$  и квант излучения  $\hbar\omega_s^m$ , возвращаются в валентную зону. Комбинационное рассеяние света усиливает излучение, что проявляется в виде «ступени» на зависимости  $W_s^M = f(\hbar\omega_{ex})$ . Генерация плазмонов в ходе комбинационного рассеяния возбуждающего света приводит к увеличению температуры ЭДП. Разогрев ЭДП

способствует дополнительной фотогенерации носителей заряда, благодаря чему поддерживается приблизительно пороговое состояние ЭДП, при котором  $\mu_e - \mu_h \approx E_g$ , где  $\mu_e$  и  $\mu_h$  – квазиуровни Ферми электронов и дырок, соответственно. Увеличение концентрации ЭДП сопровождается ростом просветления образца, что проявляется в виде «ступени» на зависимости  $\lg(T^1/T^0) = f(\hbar\omega_{ex})$ .

В работе [28] исследовались спектры поглощения света в GaAs в области оптических переходов с энергией фотона  $\hbar\omega \sim E_g$ . Было обнаружено, что во время межзонного поглощения мощного пикосекундного импульса света, сопровождаемого рекомбинационным излучением, устанавливается предполагавшееся в работе [19] «надпороговое» состояние ЭДП, при котором спектральное положение границы между усилением и поглощением ненамного превышает ширину запрещенной зоны  $E_g$ . Стоит уточнить, что пороговое состояние ЭДП [19, 22] характеризуется максимальной концентрацией носителей, при которой еще отсутствует инверсия заселенностей энергетических уровней.

В экспериментах наблюдалось незначительное усиление света в спектральной области  $E_g < \hbar\omega < E_g^0$  во время возбуждающего импульса (здесь  $E_g^0$  – ширина запрещенной зоны невозбужденного образца). При увеличении интенсивности импульса накачки ширина полосы усиления оставалась почти неизменной и составляла  $\sim 40$  мэВ. Тот факт, что во время возбуждающего импульса полоса усиления оставалась небольшой доказывал, что состояние ЭДП близко к пороговому и оправдывал использование в некоторых работах ([17, 19, 22]) при оценках представление о состоянии ЭДП во время фотовозбуждения, как о пороговом.

Было обнаружено, что при «надпороговом» состоянии ЭДП оптические свойства полупроводника приобретают характерные особенности в области оптических переходов с  $\hbar\omega \sim E_g$ . В спектральной области с энергией фотона  $\hbar\omega > E_g^0$  просветление GaAs изменялось приблизительно обратимо во времени по отношению к изменению интенсивности возбуждающего света. То есть на фронте возбуждающего импульса просветление росло, а на спаде импульса уменьшалось до некоторого остаточного уровня, отставая лишь на  $\sim 10$  пс от уменьшения интенсивности света. В области оптических переходов с  $\hbar\omega \approx E_g^0$  в исследуемом пикосекундном диапазоне времен изменения просветления образца стали необратимыми. Просветление возрастало до тех пор, пока заселенности уровней в валентной зоне и зоне проводимости, связанных прямым оптическим переходом, не



уравнялись. В дальнейшем на временах, меньших времени спонтанной рекомбинации, просветление менялось незначительно.

Работа [29] посвящена установлению природы интенсивного краевого рекомбинационного излучения, возникающего аномально быстро (за времена пикосекундного диапазона) при межзонном поглощении мощного пикосекундного импульса света в эпитаксиальном слое GaAs. Ранее [19, 30] были получены только косвенные признаки того, что излучение является стимулированным и возникающим в результате усиления спонтанного излучения в фотовозбужденном полупроводнике. Были получены прямые доказательства стимулированной природы излучения. В работе исследовалась часть излучения, выходящая ортогонально эпитаксиальному слою образца. Были обнаружены следующие свойства излучения: 1) уменьшение ширины спектра излучения, достигающее насыщения, при увеличении плотности энергии  $D_{ex}$  возбуждающего импульса и при увеличении диаметра  $F$  возбуждающего луча, что является одним из наиболее характерных свойств стимулированного излучения в полупроводнике; 2) универсальный характер уменьшения ширины  $\Delta(\hbar\omega)$  спектра излучения как функции произведения  $D_{ex}F$ ; 3) концентрация излучения в более длинноволновой области при увеличении плотности энергии  $D_{ex}$  и при увеличении диаметра  $F$ , что объясняется влиянием на излучение создаваемого им разогрева ЭДП.

В [31] исследовалась релаксация просветления тонкого слоя GaAs, возникающего при фотогенерации ЭДП под воздействием мощного пикосекундного импульса света. Было обнаружено, что релаксация концентрации ЭДП, а также и просветления образца происходит экспоненциально с характерным временем  $\tau_r \sim 10$  пс, которое возрастает при увеличении диаметра  $F$  активной области GaAs. При увеличении диаметра  $F$  уменьшается скорость суперлюминесцентной рекомбинации, хотя интенсивность излучения должна возрастать. Это кажущееся противоречие объясняется следующим. При увеличении диаметра  $F$  возрастает вероятность внутризонного поглощения фотона излучения. При этом согласно [25] разогрев ЭДП из-за внутризонного поглощения излучения уменьшает инверсию заселенностей и коэффициент усиления  $\alpha_\omega$  настолько, что, хотя интенсивность излучения  $B_\omega$  при увеличении диаметра  $F$  возрастает, скорость рекомбинации  $(dn/dt) \sim \int \alpha_\omega(n, T_c) \cdot B_\omega d\omega$  уменьшается (здесь  $\omega$  – частота излучения; интеграл берется по спектральной полосе усиления). Такой алгоритм пикосекундной релаксации подтверждается удовлетворительным согласием между экспериментальной и расчетной (полученной с помощью теории [25]) зависимостями характерного времени релаксации просветления  $\tau_r$  от диаметра  $F$ .

В [32] экспериментально исследовались зависимости собственного стимулированного излучения и просветления GaAs, возникающие при межзонном поглощении мощного пикосекундного импульса света, от энергии фотона  $\hbar\omega_{ex}$  этого импульса. Было обнаружено, что в случае, когда в зоне проводимости расстояние между энергетическим уровнем, где электроны рождаются, и уровнем, с которого они стимулированно рекомбинируют, кратно энергии продольного оптического фонона, то: 1) усиливается собственное стимулированное пикосекундное излучение, 2) замедляется рост просветления при увеличении  $\hbar\omega_{ex}$ , 3) усиливается сдвиг края спектра излучения в длинноволновую сторону. Эти эффекты качественно объясняются увеличением доли переходов с излучением *LO*-фононов в энергетическом транспорте электронов ко дну зоны проводимости и влиянием этого на разогрев ЭДП и плотность неравновесных *LO*-фононов.

В работе [33] под воздействием пикосекундного импульса света в GaAs генерировалась плотная горячая ЭДП и наблюдалось собственное стимулированное излучение. Главной задачей было исследование уменьшения ширины запрещенной зоны в результате фотогенерации плазмы. В работе экспериментально доказывается, что полная концентрация генерированных пар электронов и дырок становится единственным параметром, определяющим распределение электронов между  $\Gamma_6$ - и  $L_6$ -долинами и соответствующее сужение запрещенной зоны. Это объясняется тем, что в присутствии собственного стимулированного излучения температура и концентрация носителей заряда приблизительно связаны.

Работа [34] посвящена исследованию корреляции между спектром собственного стимулированного пикосекундного излучения и особенностями спектра поглощения света в GaAs. Во время оптической накачки образца пикосекундным импульсом света возникают локальные отклонения спектра поглощения света от расчетного для фермиевского распределения ЭДП. Отклонение в той области спектра, в которой происходит усиление света (измеренное усиление меньше расчетного) называлось дырой, а отклонение в области поглощения света (измеренное поглощение больше расчетного) называлось выступом. Была обнаружена следующая корреляция. Форма дыры подобна как форме части спектра излучения, расположенной в той же спектральной области, что и дыра, так и форме выступа в спектре поглощения. Спектральная ширина выступа, приблизительно равная ширине дыры, и спектральное расположение выступа относительно спектра излучения определялись энергией продольного оптического фонона. Описанная корреляция связана с обеднением заселенностей уровней на дне зоны проводимости при собственном

стимулированном излучении и приходом электронов на эти уровни путем эмиссии продольных оптических фононов.

В статье [35] в дополнение к основному пикосекундному импульсу накачки ( $ex$ ), создающему плотную горячую ЭДП и собственное стимулированное пикосекундное излучение, добавлялась дополнительная накачка ( $pi$ ) импульсом света с  $\hbar\omega_p < \hbar\omega_{ex} - 0.1$  мэВ. Исследовалось влияние на излучение этой дополнительной накачки. При одновременной накачке  $ex$ - и  $pi$ -импульсами в спектре относительного увеличения энергии излучения возникали локальные максимум или минимум при энергии фотона, при которой расположен максимум в спектре энергии излучения в активной области слоя GaAs. Локальный максимум возникал, когда электроны, рожденные  $pi$ -импульсом на уровне с обедненной заселенностью, излучали по  $LO$ -фонону и рекомбинировали. Локальный минимум возникал, когда электрон рождался  $pi$ -импульсом на уровне с фермиевской заселенностью. Спектральная ширина локальных максимума и минимума оказалась уже, чем расчетная ширина энергетического уровня, с которого электроны рекомбинируют.

В теоретической работе [36] приводятся расчеты спектров поглощения GaAs, возбужденным мощным коротким световым импульсом. Существование «выступов» на спектрах обусловлено отклонением функции распределения электронов от фермиевской. Возмущение функции распределения связано с  $LO$ -фононной релаксацией электронов между состояниями, участвующими в формировании «дыры» в области усиления и выступа в области поглощения. В работе показано, что температура оптических фононов, определяющих релаксацию фотовозбужденных электронов, отличается от температуры решетки, а время залечивания возмущения функции распределения Ферми за счет межэлектронных столкновений почти равно характерному времени взаимодействия электрона с оптическими фононами.

В статье [37] описывается экспериментальное исследование пикосекундного стимулированного излучения из торца тонкого слоя GaAs, возникающего при накачке образца мощным пикосекундным световым импульсом. В работе обнаруживается модуляция зависимостей излучения от 1) энергии фотона, 2) пикосекундной задержки между двумя импульсами накачки, 3) расстояния между торцом и активной областью. Под модуляцией понимается появление локальных максимумов на графиках зависимостей. Параметры модуляции этих характеристик оказались связанными соотношениями, позволяющими предположить, что к модуляции приводит один общий механизм автомодуляции спектра излучения. Этот механизм обусловлен сверхбыстрым нелинейным взаимодействием фотовозбужденного полупроводника со светом накачки и

стимулированным излучением. Обнаружено так же, что по косвенным признакам этот механизм приводит еще и к амплитудной модуляции излучения в пикосекундном диапазоне времен.

В работе [38] продолжены исследования сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения при сверхкороткой оптической накачке. При изменении пикосекундной задержки зондирующего импульса  $\tau$  относительно импульса накачки в область  $\tau < 0$  локальные усиления поглощения (выступы) перемещались по спектру (модуляция напоминала бегущую волну). При изменении  $\tau$  вблизи нуля выступы на спектрах возникали и исчезали приблизительно при одних и тех же энергиях фотонов (модуляция напоминала стоячую волну). При некоторых энергиях фотона зависимость скорости изменения коэффициента поглощения  $d\alpha/d\tau$  от  $\tau$  оказалась модулированной пульсациями, подобно ранее выявленной модуляции пикосекундного стимулированного излучения из GaAs. В статье делается предположение о том, что автомодуляция спектра отображает и, соответственно, обнаруживает модуляцию распределения электронов в зоны проводимости. Эта модуляция вызвана тем, что эволюция обеднения заселенности электронов на дне зоны проводимости во время излучения отображается благодаря электрон-фононному взаимодействию на заселенности вышележащих энергетических уровней зоны.

Подобную интерпретацию не удалось прямо проверить с помощью известных авторам теорий автомодуляции излучения, например, [39, 40]. Она является упрощенной и не учитывает, что в автомодуляции заселенности и излучения некоторую роль могут иметь взаимосвязанные пространственные неоднородности интенсивности излучения [41, 42] и обеднения заселенности, отрицательная обратная связь между интенсивностью излучения и разогревом ЭДП [25, 29, 44] и др.

Работа [44] продолжает описание экспериментальных исследований сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения света во время пикосекундной фотогенерации носителей заряда и интенсивного собственного стимулированного излучения в GaAs. В работе экспериментально обнаружено, что расположение выступов на спектре повторяется через интервал, определяемый энергией  $LO$ -фонона и массами электрона и тяжелой дырки. Это подтвердило сделанное ранее предположение о существенной роли электрон- $LO$ -фононного взаимодействия в сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения. Представление о связи формы модуляции спектра поглощения с формой интегрального по времени спектра собственного пикосекундного излучения, полученное ранее, расширено и на случай, когда проявляется сверхбыстрая автомодуляция спектра поглощения.

В работе [45] была обнаружена цикличность сверхбыстрой автомодуляции, заключающаяся в том, что форма автомодуляции спектра (количество и спектральное положение выступов) повторялась через некоторое время  $T_c$ , относящееся к пикосекундному диапазону. Изменение  $T_c$  в течение импульса накачки и при увеличении энергии этого импульса обнаружили зависимость времени цикла  $T_c$  от интенсивности накачки. Учитывая сделанное ранее предположение о том, что автомодуляция поглощения света отображает автомодуляцию энергетического распределения носителей заряда, можно предположить следующее. В процессе сверхбыстрой автомодуляции отклонения заселенностей разных энергетических уровней от фермиевского распределения меняются со временем взаимосвязано, распределение обеднений заселенности в зоне проводимости циклически повторяется во времени, время цикла уменьшается при возрастании интенсивности накачки GaAs.

В работе [46] обнаружено, что сверхбыстрая автомодуляция поглощения света с фиксированной энергией фотона  $\hbar\omega$  представляет собой автоколебания, состоящие из двух (вторая с удвоенной частотой) или одной субтерагерцовых гармоник. В работе получены зависимости параметров автоколебаний от величины  $\hbar\omega$  при разных энергиях импульса накачки, объясняются обнаруженные в [45] циклическое повторение формы сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения.

В работах [47, 48] даются количественные оценки, подтверждающие предположение о том, что автомодуляции фундаментального поглощения света и собственного стимулированного пикосекундного излучения вызваны автоколебаниями обеднения заселенностей электронов в зоне проводимости. В [47] получено выражение для частоты автоколебаний обеднения заселенностей. Приводится наличие условий для самоорганизации, которые приводят к возникновению периодических нелинейных волн в неравновесных средах, каковой является фотогенерированная ЭДП с обеднениями заселенностей. В [48] дается количественно подтвержденное объяснение экспериментально обнаруженному ранее циклическому повторению формы сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения при изменении энергии импульса накачки и фиксированной задержке между накачкой и зондированием. Повторение формы объясняется изменением фазы автоколебаний поглощения света. Объяснение основано на экспериментально обнаруженной ранее зависимости частоты автоколебаний поглощения от энергии накачки.

В итоге в цикле работ обнаружено, что при накачке в GaAs под влиянием собственного стимулированного излучения возникает коллективное возбуждение носителей заряда – автоколебания обеднения заселенностей зоны проводимости.

Работа [49] содержит обзор основных результатов цикла предыдущих работ, посвященных обнаружению и последующему исследованию явления сверхбыстрой автомодуляции фундаментального поглощения света и собственного стимулированного излучения в GaAs. Так же в ней описывается процесс автоколебаний обеднения заселенности энергетических уровней неравновесными носителями заряда в зоне проводимости приводящий к этой автомодуляции.

В процессе существенной модернизации лазерного комплекса, подробно описанного во второй главе настоящей диссертации, для измерения хронограмм импульсов была поставлена сначала оптическая система, состоящая из двойного спектрографа (два спектрографа SpectraPro-2500i), настроенного на режим вычитания дисперсии, и оптически связанной со спектрографом стрик-камеры Optoscope streak camera Optronis, на выходе которой установлена пзс-камера CoolSNAP. Впоследствии эта стрик-камера была заменена стрик-камерой PS-1, разработанной и изготовленной в Институте общей физики (ИОФ) им. А.М. Прохорова РАН. В работе [50] описываются исследования погрешностей измерений этими двумя электроннооптическими системами временного хода интенсивности света в пикосекундном лазерном импульсе. Подобные системы тестируются изготовителями с помощью фемтосекундных импульсов, что, однако, не позволяет предсказать погрешности измерений пикосекундных импульсов. В работе предложены и измерены параметры, характеризующие именно такие погрешности. Установлен характер их изменения при увеличении амплитуды (энергии) измеряемых импульсов, изучено влияние формы сечения светового луча на точность измерений.

Работа [51] описывает экспериментальные исследования, обнаруживающие немонотонное изменение ширины спектра излучения  $\delta\hbar\omega_s$  при фиксированной энергии пикосекундного импульса накачки  $W_{ex}$ , вызывающего собственное стимулированное излучение в GaAs. При немонотонном изменении максимальная ширина спектров оказалась близкой к параметру  $\Delta$ , который определяется энергией LO-фонона и массами электрона и тяжелой дырки. По мере усиления немонотонности зависимости  $\delta\hbar\omega_s = f(\delta\hbar\omega_{ex})$  проявлялась модуляция этой зависимости и зависимости амплитуды спектра от  $\hbar\omega_{ex}$ . Модуляция имела признаки связи с электрон-LO-фононным взаимодействием. Наблюдавшаяся эволюция модуляции не противоречила публиковавшимся ранее предположениям о развитии и разрушении экранирования электрон-LO-фононного взаимодействия для плотной ЭДП. Уровень потерь излучения в образце влиял на модуляцию и немонотонность.

В работе [52] приводится феноменологическое объяснение автомодуляции характеристик собственного пикосекундного стимулированного излучения GaAs, возникающего во время фотогенерации ЭДП. Возникающая модуляция позволяет предполагать, что излучение, движущееся в активной среде в направлениях к торцу образца и от него, является двумя компонентами автоколебательной системы со свойствами, характерными для системы связанных осцилляторов. Это новый аргумент того, что фотогенерированная ЭДП, LO-фононы и собственное излучение, самосогласованно взаимодействуя, формируют автоколебательную систему. В работе даются рекомендации для использования или устранения рассмотренной модуляции излучения при создании мощных полупроводниковых лазеров. Автомодуляция спектра поглощения дает представление о формировании и эволюции виртуальной ямы в области усиления спектра, «выжигаемой» излучением.

## Глава 2

### Лазерный пикосекундный комплекс, предназначенный для исследования сверхбыстрых оптоэлектронных процессов

В 80-е годы прошлого века для исследования быстропротекающих процессов в полупроводниках был создан автоматизированный лазерный пикосекундный комплекс АК-1. В его основу была положена модель пикосекундного абсорбционного спектрометра, разработанного в Научном Центре Лазерных Исследований Вильнюсского Государственного Университета [53, 54]. В процессе эксплуатации комплекс периодически подвергался различной модернизации. В данной главе представлено описание текущей конфигурации комплекса.

#### 2.1. Структура лазерного пикосекундного комплекса

Структурная схема лазерного пикосекундного комплекса представлена на рисунке 2.1. Задающий лазер генерирует световые импульсы с частотой 1.4 Гц, на длине волны 1064 нм, с энергией  $\sim 0.4$  мДж и длительностью  $\sim 22$  пс. После задающего лазера импульс попадает в двухступенчатую систему усиления. После прохождения первого оптического усилителя исходный импульс разделяется на два импульса – возбуждающий и зондирующий. Второй этап усиления каждый из этих импульсов проходят отдельно через разные усилители и в дальнейшем следуют по разным оптическим каналам. Полное увеличение энергии излучения в системе усиления составляет  $\sim 10^2$ .

Далее оба импульса попадают в нелинейные кристаллы KDP, в которых происходит генерация второй гармоники. Выделенные с помощью спектроделителей импульсы второй гармоники осуществляют накачку двух безрезонаторных параметрических генераторов света (ПГС) на LiNbO<sub>3</sub>. Длительность импульсов на выходе ПГС  $\sim 14$  пс. Длина волны, генерируемых ПГС импульсов регулируется перестройкой температуры термостата, в который помещен кристалл LiNbO<sub>3</sub>. Полный диапазон независимой перестройки длины волны возбуждающего и зондирующего импульсов составляет 660 нм  $\div$  2.7 мкм. Специальная оптическая линия задержки осуществляет смещение зондирующего импульса во времени относительно возбуждающего на задаваемую величину.



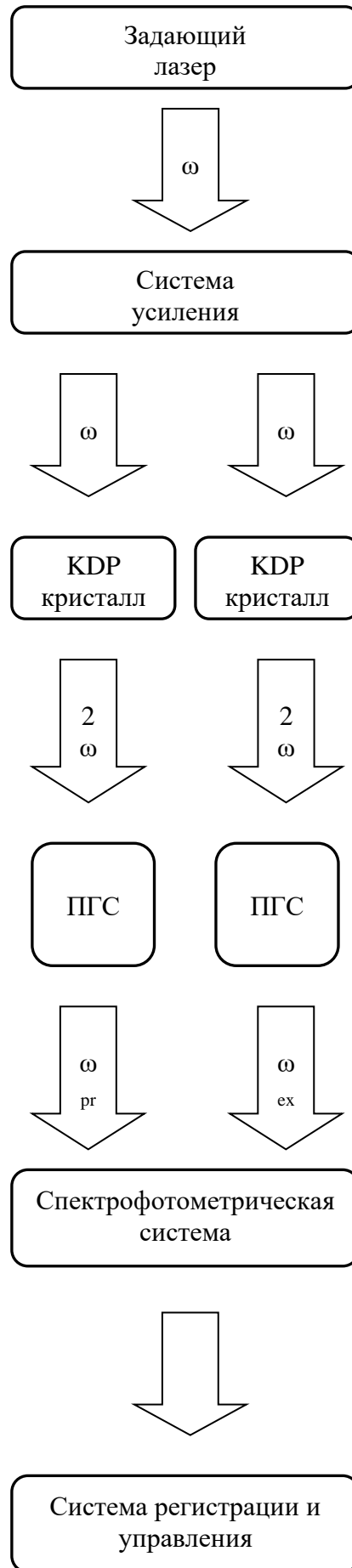


Рис. 2.1. Структурная схема лазерного пикосекундного комплекса

Импульсы с требуемыми для данного эксперимента длинами волн, энергиями и величиной задержки друг относительно друга направляются в каналы возбуждения и зондирования спектрофотометрической системы. По заданной в соответствии с экспериментальной задачей схеме в спектрофотометрической системе производится облучение образца возбуждающим и зондирующим импульсами света. Измерения производятся при комнатной температуре.

Результаты измерений с фотоприемников и ПЗС-камер направляются в систему регистрации и управления, где происходит обработка поступающих данных, отображение измеренных и рассчитанных величин на экран, сохранение данных на информационный носитель компьютера. Так же с помощью системы регистрации и управления производится контроль работы всех исполнительных механизмов, входящих в состав спектрофотометрической системы.

## **2.2. Модернизация лазерного комплекса**

С 2008 по 2014 годы была проведена кардинальная модернизация лазерного пикосекундного спектрофотохронометрического комплекса АК-1. Модернизация была направлена на то, чтобы значительно расширить исследовательские возможности комплекса, увеличить точность и скорость проводимых измерений, существенно упростить настройку и контроль основных параметров.

В результате модернизации был заменен задающий лазер. Вместо лазера с активным элементом из Nd:YAG с ламповой накачкой введен в эксплуатацию новый высокостабильный Nd:YAG-лазер PL PDP1-300 с диодной накачкой. Длительности и энергии излучаемых импульсов остались при этом приблизительно неизменными, а нестабильность энергии импульсов понизилась с 3% до 2%.

Серьезной переделке подверглась спектрофотометрическая система. К имеющейся измерительной аппаратуре был добавлен двойной спектрограф SpectraPro-2500i, способный работать в режиме сложения дисперсии при измерениях спектра, и в режиме вычитания дисперсии при измерениях огибающей (хронограммы) выделенной спектральной компоненты сверхкороткого светового импульса. Была введена в строй ПЗС-камера «PIXIS», позволяющая проводить измерения интегральных по времени спектров сверхкороткого оптического излучения. И, так же, была установлена стрик-камера PS-1/S1, работающая совместно с ПЗС-камерой «CoolSNAP», позволяющая проводить измерения хронограмм, выделенных спектрографом компонент пикосекундного светового импульса.

Возникла необходимость обеспечить возможность эффективного управления лазерным комплексом, содержащим новую аппаратуру. Для этого было изготовлено специальное устройство сопряжения, обеспечивающее возможность как оцифровки электрических сигналов с измерительных приборов для возможности чтения их персональным компьютером, так и, наоборот, передача управляющих сигналов исполнительным механизмам лазерного комплекса со стороны компьютера. В качестве системы регистрации и управления была создана большая компьютерная программа, с помощью интерфейса которой осуществляется контроль над работой всех исполнительных механизмов комплекса, управлением хода эксперимента, сохранением полученных данных. Так же программа осуществляет мгновенную обработку измеренных экспериментальных величин (значений напряжений на фотоприемниках, спектры и хронограммы измеренного излучения) и отображение их на экране компьютера.

Кроме увеличения удобства, повышения точность и скорости проводимых исследований все эти изменения дали так же уникальную возможность измерять одновременно спектры (при спектральных измерениях) и хронограммы выделенной спектральной компоненты (при временных измерениях) сверхкороткого оптического излучения.

Каждый из элементов лазерного комплекса будет подробно рассмотрен далее.

### **2.3. Задающий лазер**

Начало экспериментальных исследований, результаты которых представлены в данной диссертации, было выполнено с применением старой модели задающего лазера. Большая же часть результатов была получена после его замены на новую модель. Поэтому в данной главе будут рассмотрены оба варианта конструкций лазера.

На рисунке 2.2 представлена схема первого варианта задающего лазера. Плоское и сферическое зеркала, расположенные на расстоянии 120 см друг от друга, образуют резонатор лазера. Коэффициенты отражения зеркал  $R \approx 100\%$ . Плоское зеркало помещено в кювету с этиловым раствором красителя 3274-У, являющегося нелинейным поглотителем (время релаксации просветленного состояния красителя составляет  $\sim 9$  пс). Раствор непрерывно прокачивается через скрепленную с зеркалом кювету. В контакте с зеркалом постоянно находится слой красителя толщиной  $\sim 0,5$  мм. Активный элемент представляющий собой кристалл Nd:YAG длиной 65 мм и диаметром 3 мм с одним из торцов, скошенным под углом  $88,5^\circ$  к оси элемента, помещается в стандартной головке «Квантрон К-104В».

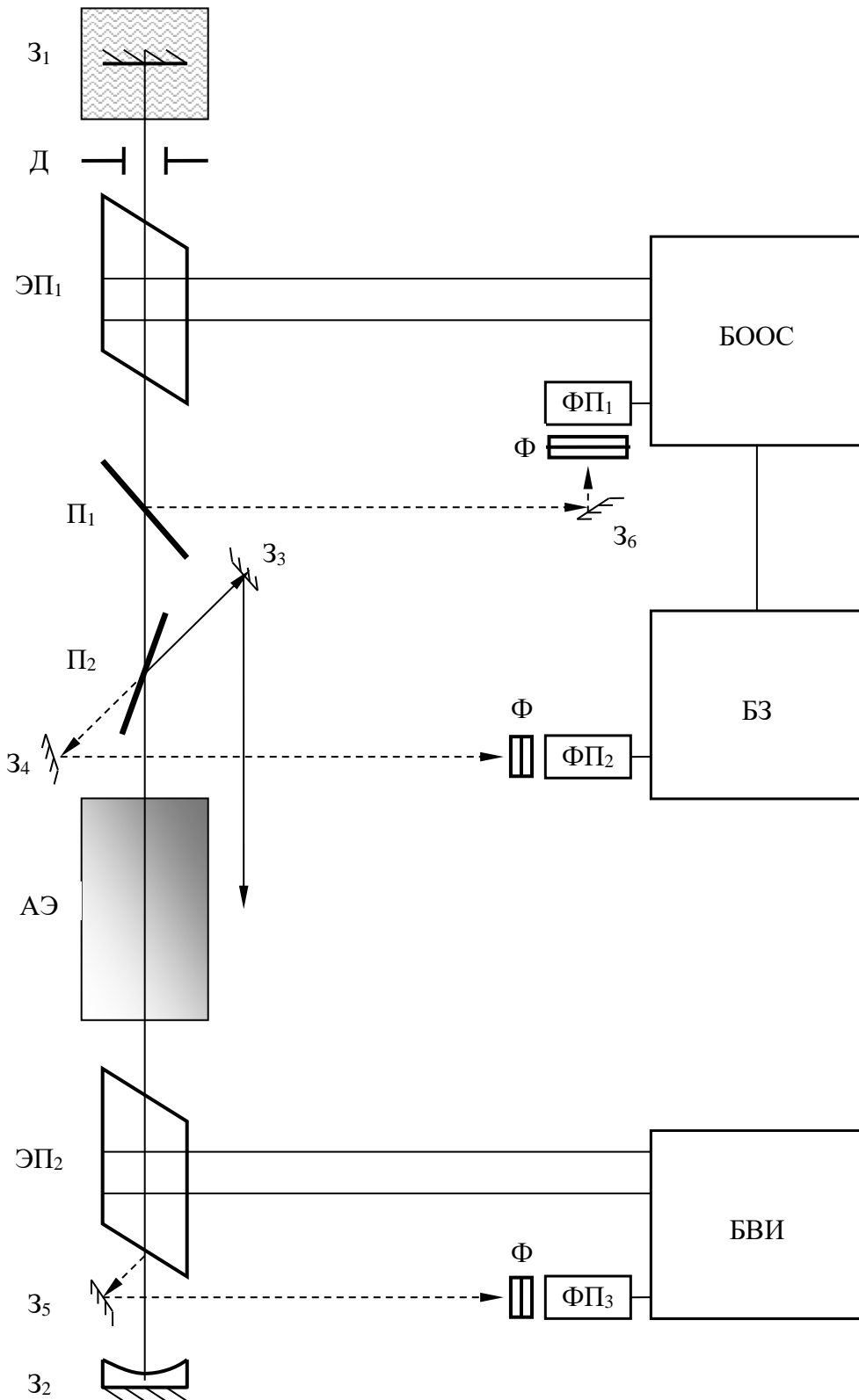


Рис. 2.2. Структурная схема первой модели задающего лазера

АЭ – активный элемент; ЭП<sub>1</sub>, ЭП<sub>2</sub> – элементы Поккельса; П<sub>1</sub>, П<sub>2</sub> – поляризаторы; З<sub>1</sub>, З<sub>2</sub> – зеркала резонатора; З<sub>3</sub> – диэлектрическое зеркало; З<sub>4</sub> - З<sub>6</sub> – металлические зеркала; Ф – набор светофильтров; ФП<sub>1</sub> - ФП<sub>3</sub> – фотоприемники; Д – диафрагма; БООС – блок отрицательной обратной связи; БЗ – блок задержки; БВИ – блок выделения одиночного импульса.

Источником накачки служит лампа КИПП-5/75А-1-М. Длительность светового импульса лампы накачки  $\sim 250$  мкс. Энергия электрического разряда в лампе  $\sim 40$  Дж. Охлаждение активного элемента и импульсной лампы накачки производится прокачкой дистиллированной воды устройством охлаждения УО - 1. Горизонтальная поляризация генерируемого светового импульса обеспечивается при помощи тонкопленочных поляризаторов  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$ . Для стабильной генерации поперечной моды нулевого порядка в резонатор помещается диафрагма  $D$  диаметром 1,8 мм. Энергия импульса световой накачки активного элемента и концентрация насыщающего поглотителя подбирается эмпирически таким образом, чтобы обеспечить работу лазера в двухпороговом режиме пассивной синхронизации мод [55, 56], дающего по сравнению с другими режимами наилучшее сочетание контрастности и длительности генерируемых импульсов. Характерной особенностью двухпорогового режима является то, что уровень накачки должен превысить первый порог (порог генерации лазера) и достигнуть уровня второго порога (порога синхронизации мод). В этом случае в образованном излучении из пичка свободной генерации с наибольшей по отношению к остальным пичкам интенсивностью развивается сверхкороткий гигантский импульс, в то время как остальные пички за время его формирования затухают. Визуальный контроль над развитием во времени сверхкороткого импульса света осуществляется по сигналу на экране скоростного осциллографа. Сигнал поступает с фотоэлемента, облучаемого отражением луча от одного из элементов оптического резонатора. Такое визуальное наблюдение за амплитудой, контрастностью и длительностью цуга импульсов помогает настройке оптимального режима генерации.

С целью повышения стабильности энергии и стабильности длительности генерируемых импульсов света, а также для сокращения длительности генерируемых импульсов в задающем лазере применяется система отрицательной обратной связи ООС [56]. Система ООС работает следующим образом. Во время генерации электрооптический элемент Поккельса  $\text{ЭП}_1$ , на который подается постоянное напряжение, поворачивает на некоторый угол поляризацию входящего в элемент горизонтально поляризованного излучения. Расположенный следом тонкопленочный поляризатор  $\Pi_1$ , пропуская горизонтально поляризованную часть излучения, вертикально поляризованную часть отражает на фотоприемник  $\text{ФП}_1$ . Электрический сигнал с фотоприемника, усиленный блоком отрицательной обратной связи, добавляется к изначально приложенному к элементу Поккельса  $\text{ЭП}_1$  постоянному напряжению, регулируя долю выводимого из резонатора излучения. Такая цепь ООС обеспечивает подачу на  $\text{ЭП}_1$  сигнала напряжения, пропорционального усредненной по резонатору интенсивности излучения с задержкой в  $\sim 2 T_p$  ( $T_p$  - период резонатора) и, тем самым, поддерживает интенсивность излучения внутри

резонатора почти постоянной. Параметры ООС (при исходной прозрачности красителя  $\sim 56\%$ ) подбираются таким образом, чтобы амплитуда излучения ограничивалась задолго до максимального значения. Далее осуществляется выделение одиночного пикосекундного импульса света. Отраженная часть развивающегося в резонаторе излучения попадает на фотоприемник ФП<sub>2</sub>. Электрический импульс с фотоприемника, достигая заданного порогового уровня, запускает блок задержки. С регулируемой задержкой  $\tau$  (в нашем случае  $\tau \sim 0.5$  мкс) блок вырабатывает электрический сигнал, по которому блок ООС уменьшает постоянное напряжение  $U_r$ , подаваемое на элемент Поккельса ЭП<sub>1</sub>. Добротность резонатора при этом скачкообразно возрастает. Интенсивность светового импульса в резонаторе начинает резко увеличиваться и превосходит уровень насыщения поглотителя, что приводит к генерации гигантского импульса. На этом этапе отраженная часть света при одном из проходов импульса света по резонатору формирует в фотоприемнике ФП<sub>3</sub> электрический сигнал, достаточный для порогового срабатывания блока выделения одиночного импульса. Сформированный этим блоком между обкладками элемента Поккельса ЭП<sub>2</sub> импульс напряжения  $\sim 5$  кВ с длительностью фронта меньше периода резонатора приводит к повороту поляризации светового импульса на  $\pi/2$ . Затем отраженный тонкопленочным поляризатором П<sub>2</sub> на зеркало З<sub>3</sub> импульс света выходит из резонатора. Энергия выделенного из резонатора светового импульса  $\approx 0,5$  мДж, длительность импульса  $\approx 23$  пс, разброс импульсов по энергиям  $\pm 3\%$ .

Задающий лазер в данной конфигурации являлся составной частью лазерного комплекса в течение 17 лет. Его существенным недостатком была необходимость длительной настройки каждый день перед началом измерений, включающей в себя приготовление красителя определенной прозрачности, подбор оптимальных параметров ООС, а также необходимость следить за сохранением этих параметров в течение всего времени измерений. Из-за недостатков, присущих этой конструкции лазера, был приобретен новый лазер, требующий значительно меньших усилий по его подготовке к работе, и обладающий более высокой стабильностью энергии излучаемых световых импульсов.

Новый лазер PL PDP1-300 представляет собой высокостабильный твердотельный лазер ультракоротких импульсов с импульсной диодной накачкой [57]. Его работу иллюстрирует схема, приведенная на рисунке 2.3. На ней изображены основные элементы оптической системы и сигналы, подаваемые на управляющие электрооптические модуляторы.

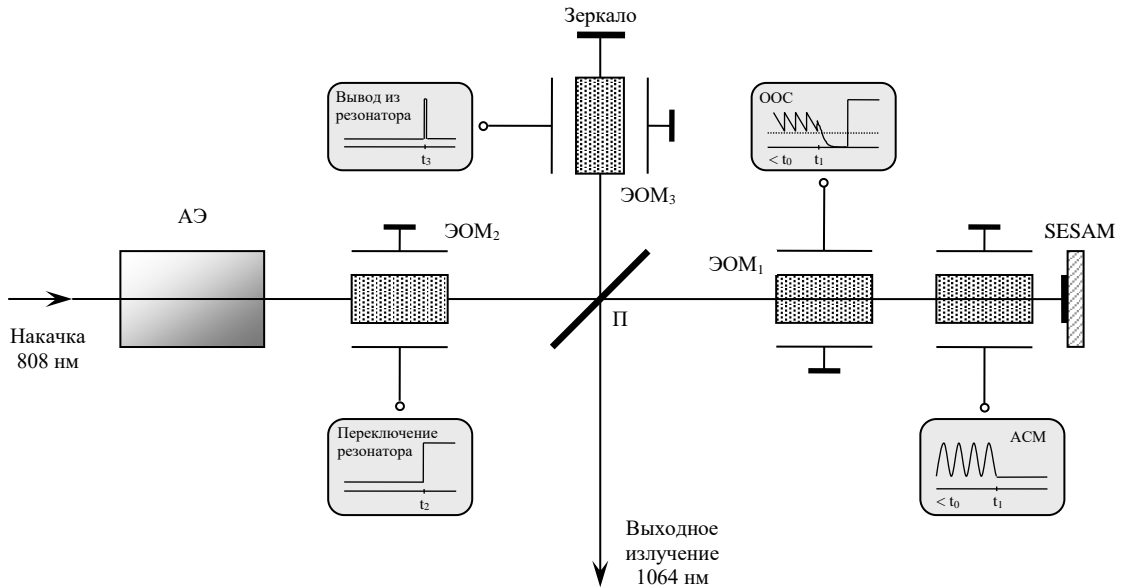


Рис. 2.3. Структурная схема второй модели задающего лазера

АЭ – активный элемент Nd:YAG; ЭОМ<sub>1</sub>, ЭОМ<sub>2</sub>, ЭОМ<sub>3</sub> – электрооптические модуляторы; SESAM – нелинейное полупроводниковое зеркало с насыщающимся поглощением; П – поляризатор.

Активным элементом лазера является, как и в предыдущей модели, кристалл Nd:YAG. Оптическая накачка реализуется с помощью диодной линейки, расположенной в отдельном физическом модуле. Использование в качестве источника накачки лазерных диодов, излучающих в узком спектральном диапазоне, позволяет переводить ионы активатора из основного состояния в возбужденное селективным образом. Излучение от блока накачки с помощью оптического волокна передается в основной физической модуль лазера и фокусируется в активном элементе через его торец с нанесенным на него 100% диэлектрическим зеркалом для длины волны генерации 1,06 мкм. Основной резонатор соответствует горизонтальному участку схемы. Временная диаграмма генерации и усиления пикосекундных импульсов показана на рисунке 2.4. Развитие генерации начинается в момент времени  $t_0$  после превышения порогового значения разности населенности в активной среде. Для сокращения времени формирования импульсов в резонаторе лазера применяется электрооптическое управление генерацией, осуществляющие функции активной синхронизации мод (АСМ) и отрицательной обратной связи (ООС). АСМ реализуется подачей на один из электродов электрооптического модулятора ЭОМ<sub>1</sub> синусоидального сигнала с периодом  $\sim 10$  нс, соответствующим времени обхода резонатора излучением. Часть излучения выводится из резонатора и поступает на схему формирования сигнала ООС. Сигнал ООС в отрицательной полярности прикладывается ко второму управляющему электроду ЭОМ<sub>1</sub>, обеспечивая стабилизацию

параметров излучения, циркулирующего в резонаторе. Совместное действие АСМ и ООС обеспечивает формирование стабильной последовательности импульсов длительностью  $\sim 150$  пс.

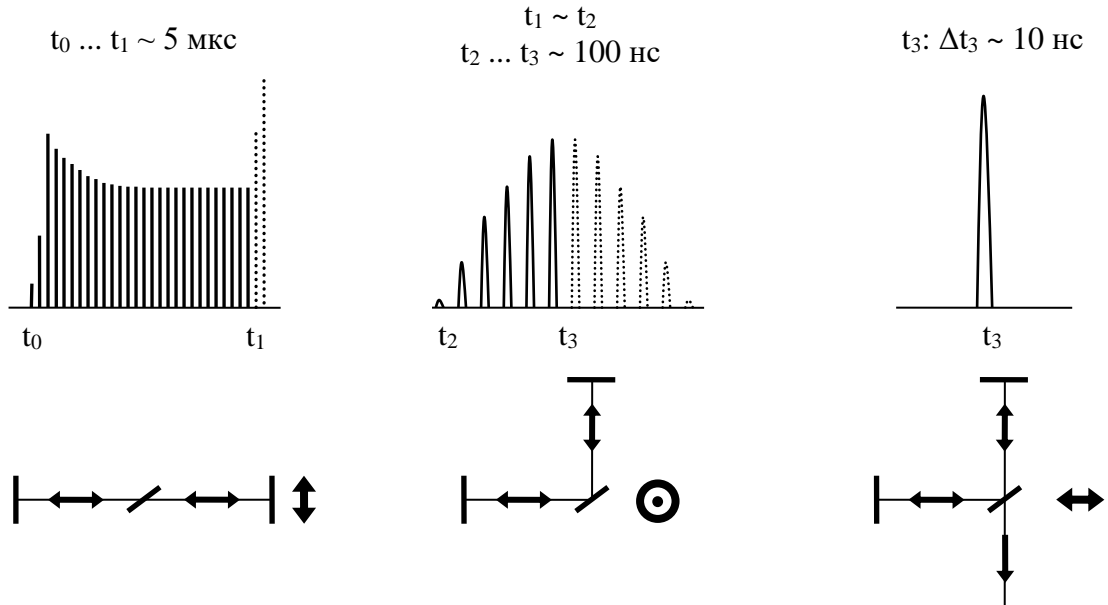


Рис. 2.4. Временные диаграммы, поясняющие принцип работы лазера

В нижней части рисунка показаны оптические лучи и направления поляризации на различных стадиях генерации.

Дополнительно к активной так же применяется пассивная синхронизация мод. Она реализуется применением нелинейного полупроводникового зеркала с насыщающимся поглощением SESAM (semiconductor saturable absorber mirror) [58]. Это обеспечивает дополнительное сокращение длительности генерируемых импульсов до 20 – 25 пс.

После достижения стабилизации параметров и максимального укорочения генерируемого импульса в момент времени  $t_1$  отключается сигнал ООС, а в момент  $t_2$ , при приложении четвертьволнового напряжения на ЭОМ<sub>2</sub> происходит поворот плоскости поляризации излучения, которое теперь отражается от поляризатора и циркулирует по левой горизонтальной и верхней вертикальной частям схемы. Когда амплитуда импульса в резонаторе достигнет максимума, на ЭОМ<sub>3</sub> в момент времени  $t_3$  подается импульс полуволнового напряжения, вновь поворачивающего плоскость поляризации, и излучение выводится из резонатора. Выходное излучение представляет собой последовательность мощных пикосекундных импульсов с регулируемой частотой следования и хорошим качеством пространственного профиля.

Лазер PL PDP1-300 способен генерировать импульсы света с частотой, перестраиваемой в диапазоне от 0 до 300 Гц длительностью 22 пс на длине волны 1064 нм



и с энергией 0,4 мДж. Нестабильность энергии импульсов света  $\leq 2\%$ , а нестабильность длительности  $\leq 2$  пс. Его достоинствами помимо высокой стабильности являются малые размеры (основной блок 225x400x90 мм), малое энергопотребление (менее 100 Вт), отсутствие необходимости водяного охлаждения. Введение в измерительный комплекс АК-1 нового задающего лазера позволило значительно повысить точность проводимых измерений и скорость их выполнения, существенно уменьшить трудоемкость настройки и управления лазерным комплексом.

#### 2.4. Система оптического усиления

Вышедший из задающего лазера световой импульс поступает в систему усиления, схема которой представлена на рисунке 2.5. Усилители  $У_1$  и  $У_2$  представляют собой лазерные головки “Квантрон К-301Г” с активным элементом из Nd:YAG диаметром 6,3 мм и длиной 100 мм. Усилитель  $У_3$  - специально изготовленная лазерная головка с диффузно отражающим рефлектором и активным элементом из Nd:YAG диаметром 8 мм и длиной 80 мм. Линза  $Л_1$  создает расходимость пучка, необходимую для предотвращения самофокусировки в предварительном усилителе  $У_1$ .

Для борьбы с пространственной неоднородностью пучка используется фильтр пространственных частот (ФПЧ), представляющий собой конфокальную систему двух положительных линз с диафрагмой, помещенной между ними в их общем фокусе. При фокусировке пучка происходит Фурье-трансформация пространственного распределения. Высокочастотному пространственному шуму соответствуют большие радиальные координаты в фокальной плоскости, отсечение которых производится диафрагмой [59, 60]. Линза  $Л_2$  и диафрагма Д (диаметр отверстия  $\sim 0,3$  мм) образуют вход ФПЧ.

Усиленный в  $У_1$  импульс разделяется диэлектрическим зеркалом  $З_1$  ( $R = 18\%$ ) на два импульса, которые направляются далее в разные оптические каналы. Согласно [54] наибольшая мощность усиливаемого импульса без искажений волнового фронта вследствие самофокусировки достигается при условии, когда диаметр пучка на выходе активного элемента близок к диаметру активного элемента и в 2 раза превышает диаметр пучка на входе. Для достижения этого условия перед усилителями второй ступени  $У_2$  и  $У_3$ , расположенных внутри ФПЧ, помещена линза  $Л_2$ . А перед усилителем света  $У_3$  расходимость света дополнительно увеличивается линзой  $Л_3$ . Линзы  $Л_4$  и  $Л_5$  являются выходом ФПЧ и служат для компенсации расходимости света.

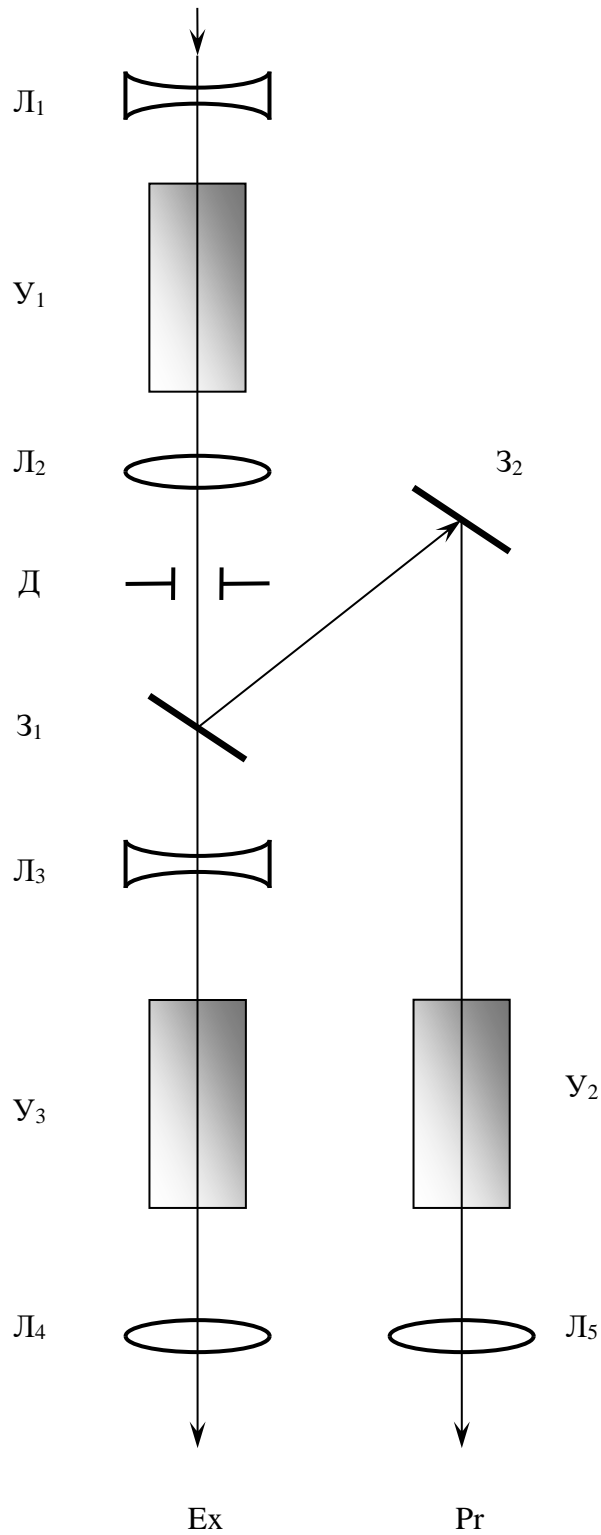


Рис. 2.5. Схема системы усиления

$U_1, U_2, U_3$  – усилители 1, 2, 3;  $L_1, L_3$  – рассеивающие линзы;  $L_2, L_4, L_5$  – собирающие линзы;  $Z_1$  – диэлектрическое зеркало ( $R = 18\%$ );  $Z_2$  – металлическое зеркало;  $D$  – диафрагма;  $E_x$  – возбуждающий импульс;  $Pr$  – зондирующий импульс.

Для импульсной лампы накачки каждого усилителя используется отдельный источник питания 703ТС. Длительность создаваемых этими источниками электрических

импульсов в лампах накачки составляет  $\sim 200$  мкс, что не превышает времени жизни возбуждения  $\tau \approx 230$  мкс на верхнем резонансном уровне. Работа источников питания оптических усилителей синхронизована с работой генератора задающего лазера. С помощью специальных регулировочных винтов существует возможность корректировки времени задержки между импульсами задающего генератора и электрическими импульсами источников питания. Частота следования задающих импульсов в наших экспериментах составляла  $\sim 1,4$  Гц. Такое значение было выбрано для того, чтобы не возникало разогрева активных элементов, приводящее к термооптическим искажениям проходящего луча. Каждый из усилителей позволяет примерно на порядок увеличить энергию входящего импульса света.

В данной работе была реализована автоматизация управления напряжением электрических импульсов, выдаваемых источниками питания, а, следовательно, и величиной усиления световых импульсов. Персональный компьютер, с помощью которого производится управление ходом эксперимента, контролирует так же напряжение на оптических усилителях таким образом, чтобы удерживать значения энергии световых импульсов в каждом из оптических каналов на заданных уровнях. Подробнее автоматизация управления источниками питания оптических усилителей будет рассмотрена в главе 3.

## 2.5. Генерация второй гармоники

Каждый из двух импульсов, выходящих из системы усиления, направляется для генерации второй гармоники в отдельный кристалл KDP, установленный на прецизионном поворотном столике. Для увеличения интенсивности каждый луч предварительно сжимается телескопом из двух положительных линз. В фокусе телескопов располагается диафрагма, выполняющая вместе с линзами функцию дополнительного фильтра пространственных частот, что позволяет значительно улучшить пространственную неоднородность по сечению луча.

Преобразование во вторую гармонику в кристалле KDP осуществляется в условиях скалярного ооe-синхронизма (угол синхронизма  $\theta_c = 42^\circ$ ). Эффективность преобразования во вторую гармонику зависит от интенсивности поступающего в кристалл излучения и от длины нелинейнооптического кристалла [61]. Исходя из конкретно возникающих требований, для преобразования используются кристаллы различной длины от 5 до 25 мм.

После прохождения кристаллов KDP световые импульсы попадают на спектроделители, которые пропускают излучение второй гармоники и отражают преобразованную часть основного излучения.

## 2.6. Параметрические генераторы света

После прохождения кристаллов KDP зондирующий и возбуждающий импульсы поступают каждый в свой идентичный параметрический генератор света (ПГС) бегущей волны. Основой ПГС служит отрицательный одноосный кристалл  $\text{LiNbO}_3$ . Параметрическая генерация в нем происходит в условиях скалярного фазового еоо-синхронизма (угол синхронизма  $\theta_c = 90^\circ$ ) [54]. Схема ПГС показана на рисунке 2.6. Поступающее на вход ПГС излучение второй гармоники на длине волны  $\lambda = 532$  нм разделяется диэлектрическим зеркалом  $Z_1$  на два световых импульса неравной энергии. Импульс с меньшей энергией пропускается через систему линз, образующих сжимающий телескоп Т, для повышения интенсивности света до уровня, требуемого для эффективной параметрической генерации. После телескопа луч проходит через кристалл ниобата лития, помещенного внутрь термостата, в котором регулятором температуры задается и автоматически поддерживается требуемая температура. Образованные в процессе параметрической генерации в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  импульсы сигнальной и холостой волн вместе с оставшейся частью исходного импульса, выполняющего роль накачки, направляются зеркалом  $Z_2$  в фильтр пространственных частот, образованный линзами  $L_1$ ,  $L_2$  и диафрагмой Д, который выполняет также функции расширяющего телескопа. При выходе из фильтра все три импульса попадают на толстую прозрачную плоскопараллельную пластину П. Пластина располагается под углом Брюстера по отношению к горизонтально поляризованному остаточному импульсу накачки. Таким образом, импульс исходной частоты проходит через подложку и выходит из ПГС, в то время как значительная часть вертикально поляризованных импульсов сигнальной и холостой волн отражается для второго прохода через кристалл  $\text{LiNbO}_3$ .

Одновременно с этим часть исходного импульса, прошедшая через диэлектрическое зеркало  $Z_1$  с помощью юстируемых диэлектрических зеркал  $Z_4$  и  $Z_5$ , установленных на линии задержки ЛЗ, так же направляется в кристалл  $\text{LiNbO}_3$ . Поворотом зеркал  $Z_4$  и  $Z_5$  и их перемещением вдоль луча добиваются перекрытия в нелинейном кристалле луча накачки с сигнальным и холостым излучениями как в пространстве, так и в требуемой степени во времени. При совместном прохождении трех лучей через кристалл в процессе параметрической генерации происходит усиление сигнального и холостого импульсов.

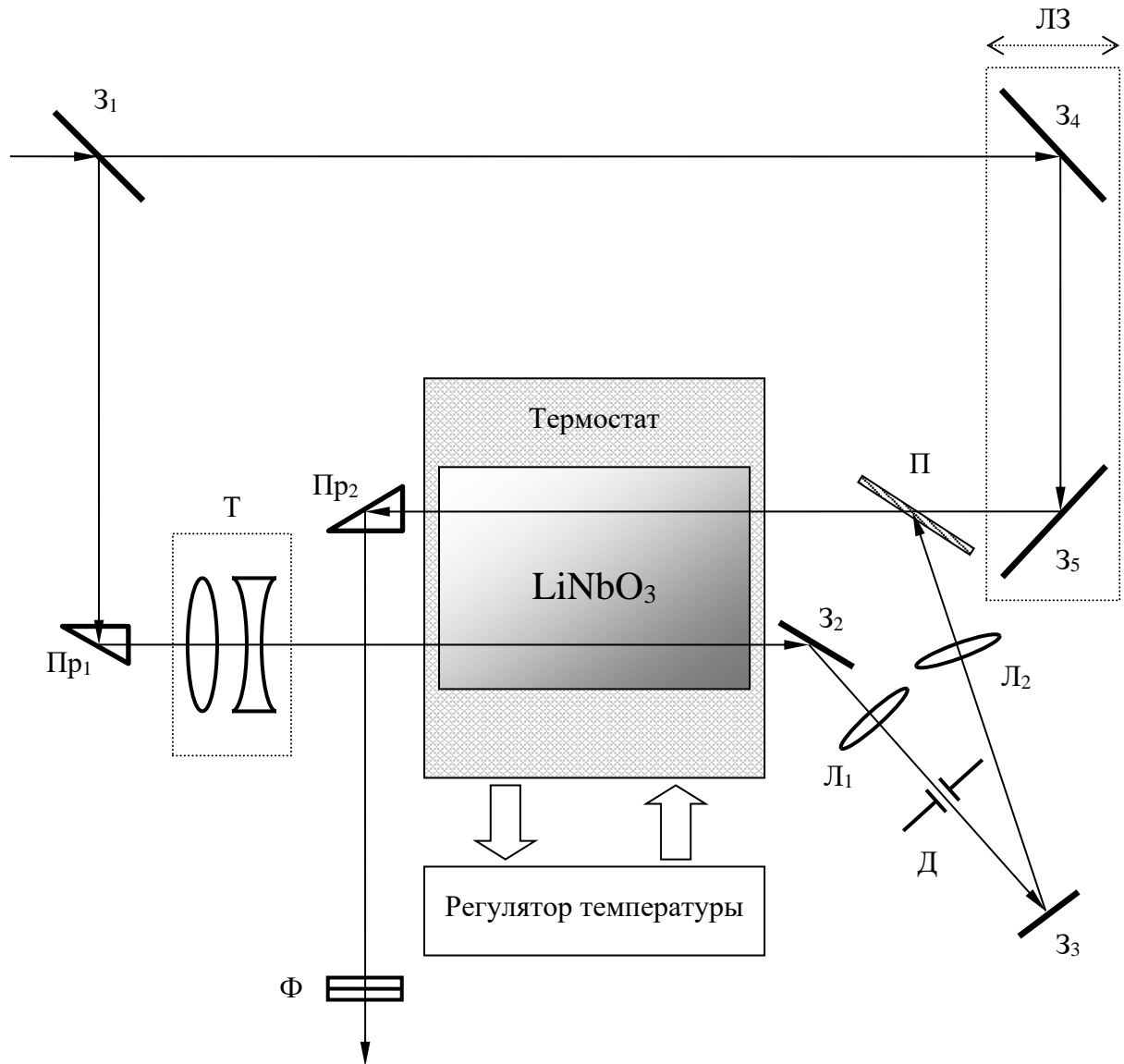


Рис. 2.6. Структурная схема параметрического генератора света

$3_1, 3_4, 3_5$  - диэлектрические зеркала;  $3_2, 3_3$  - металлические зеркала;  $L_3$  – оптическая линия задержки;  $\text{Pr}_1, \text{Pr}_2$  - призмы AP - 90;  $T$  - телескоп;  $D$  - диафрагма;  $P$  - плоскопараллельная пластина;  $\Phi$  - набор светофильтров.

Вышедшие из кристалла импульсы через призму полного внутреннего отражения  $\text{Pr}_2$  проходят сквозь систему фильтров  $\Phi$ , которая пропускает на выход ПГС только требуемый для дальнейшего использования сигнальный или холостой луч.

Использование описанной двухпроходной схемы ПГС объясняется следующим. В первом проходе наряду с коллинеарным параметрическим взаимодействием в канале накачки происходит и неколлинеарное взаимодействие, которое существенно расширяет спектр и пространственную расходимость генерируемого излучения. Однако благодаря значительному расстоянию, преодолеваемому излучением между первым и вторым проходами через  $\text{LiNbO}_3$ , а также пространственному фильтру, установленному в канале луча первого прохода, в канал усиления во втором проходе попадает лишь коллинеарная часть параметрического излучения. В результате происходит монохроматизация спектра, уменьшение пространственной расходимости генерируемого излучения и улучшение пространственного профиля интенсивности излучения по сечению луча. Помимо этого, в двухпроходной схеме эффективная длина параметрического взаимодействия вдвое превышает длину нелинейного кристалла.

С целью увеличения эффективности преобразования излучения накачки в параметрическое излучение, а также для повышения стабильности энергии генерируемых импульсов работа ПГС производится в режиме насыщения параметрического усиления. В этом режиме при превышении некоторой величины интенсивности накачки рост эффективности значительно замедляется, поскольку интенсивность накачки и параметрического излучения становятся величинами одного порядка [55]. Для используемого в эксперименте кристалла  $\text{LiNbO}_3$  насыщение достигается при интенсивностях  $\sim 1 \div 1,5 \text{ Гв/см}^2$ , а характерная эффективность параметрической генерации  $\sim 4 \%$ . Основным механизмом, снижающим эффективность параметрической генерации в  $\text{LiNbO}_3$ , является двухфотонное поглощение излучения накачки и, в меньшей степени, вынужденное комбинационное рассеяние.

Следует отметить, что длительность импульсов, получаемых при параметрической генерации, зависит от режима усиления при втором проходе нелинейного кристалла. При небольшой интенсивности накачки (в линейном режиме параметрического усиления) длительности усиливаемых импульсов уменьшаются по сравнению с импульсом накачки. При увеличении интенсивности накачки (при переходе в режим насыщения усиления) длительности усиливаемых импульсов приближаются к длительности импульса накачки. Изменяя задержку между усиливаемыми импульсами и импульсом накачки можно уменьшать или увеличивать их длительность. Оптимальная длительность генерируемых в ПГС импульсов составляет  $\sim 11 \text{ пс}$ .

Изменением внутренней температуры термостата осуществляется плавная перестройка длины волны параметрического излучения. При изменении температуры в пределах  $50^{\circ}\text{C} \div 360^{\circ}\text{C}$  излучение ПГС перестраивается в спектральной области в пределах  $660 \div 2700$  нм. С изменением длины волны излучения меняется так же его спектральная ширина  $\Delta(\hbar\omega)$ . В среднем она составляет  $\sim 6$  мэВ.

## 2.7. Спектрофотометрическая схема

Спектрофотометрическая схема лазерного комплекса в упрощенном виде представлена на рисунке 2.7. В схеме предусмотрена возможность облучения образца двумя импульсами света, распространяющимися каждый по своему оптическому каналу. По первому оптическому каналу распространяется вертикально-поляризованный возбуждающий (ex) луч. По второму – вертикально-поляризованный зондирующий (pr). Диафрагмы  $D_1$ ,  $D_2$  и  $D_3$  в ex-канале и  $D_4$  в pr-канале служат для настройки оптического пути и отсекают случайных лучей, отраженных от многочисленных оптических элементов. Строго линейно-поляризованное излучение позволяют получить призмы Глана ПГ<sub>1</sub> и ПГ<sub>2</sub> в возбуждающем канале и ПГ<sub>3</sub> в зондирующем. Линза  $L_1$ , фокусирующая возбуждающий луч на исследуемом образце, размещена на прецизионном столике для возможности изменения диаметра луча в местоположении образца. Регулировка энергии импульсов осуществляется поляризатором или набором светофильтров.

Зондирующий луч, распространяясь по второму каналу, проходит через автоматическую линию оптической задержки. С помощью шагового двигателя ШД осуществляется изменение длины оптического пути зондирующего импульса. Таким образом задается величина задержки между прохождением образца pr- и ex- импульсами.

Перед падением на образец лучи проходят через стеклянные пластины  $\Pi_1$  и  $\Pi_2$ , отражение от которых ( $\sim 8\%$ ), ослабляемое наборами фильтров  $\Phi_4$  и  $\Phi_5$ , попадает на фотоприемники  $\Phi\Pi_1$  и  $\Phi\Pi_2$ , сигнал с которых используется как опорный в схеме регистрации.

В канале возбуждающего луча после стеклянной пластины расположен механический затвор ЗТ на якоре реле. Затвор перекрывает канал в случае проведения измерений без облучения образца возбуждающим импульсом.

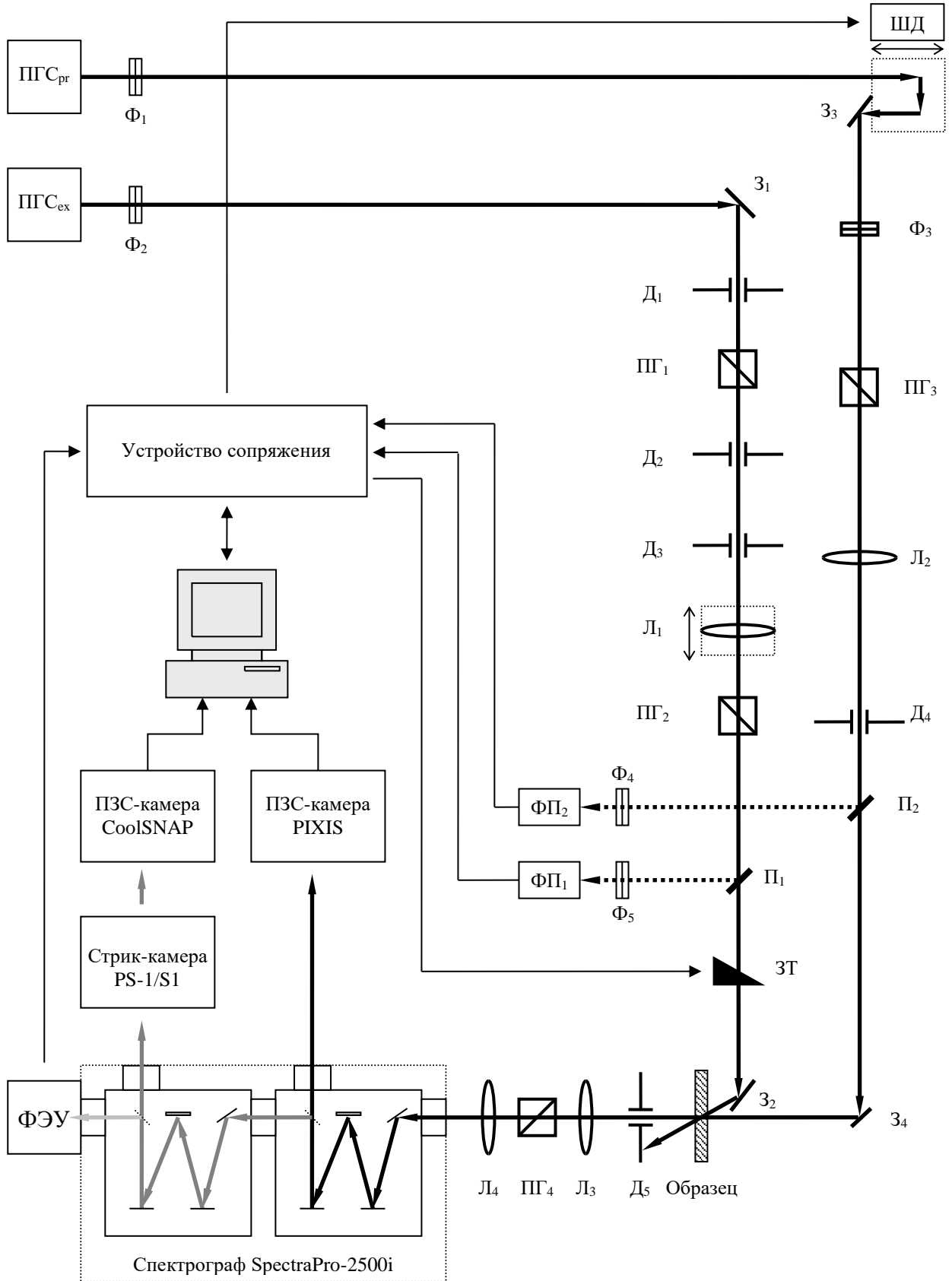


Рис. 2.7. Спектрофотометрическая схема

$\text{ПГС}_{\text{ex}}$ ,  $\text{ПГС}_{\text{pr}}$  – параметрические генераторы света возбуждающего и зондирующего каналов соответственно;  $\text{З}_1$  –  $\text{З}_4$  – металлические зеркала;  $\text{Д}_1$  –  $\text{Д}_5$  – диафрагмы;  $\text{Л}_1$  –  $\text{Л}_4$  – линзы;  $\text{ПГ}_1$ –  $\text{ПГ}_4$  – призмы Глана;  $\Phi_1$  –  $\Phi_5$  – набор фильтров;  $\text{П}_1$ ,  $\text{П}_2$  – стеклянные пластины;  $\text{ФП}_1$ ,  $\text{ФП}_2$  – фотоприемники;  $\text{ЗТ}$  – механический затвор;  $\text{ШД}$  – шаговый двигатель;  $\text{ФЭУ}$  – фотоэлектронный умножитель.



Зондирующий и возбуждающий лучи фокусируются на образец в одну точку под разными углами. Возбуждающий луч падает под углом  $\sim 10^\circ$  к нормали к поверхности образца и затем выходит из системы. Зондирующий луч проходит через образец вдоль нормали к его поверхности. Далее он идет через диафрагму  $D_5$ , ослабляющую распространяющуюся в том же направлении часть возбуждающего луча, рассеянного образцом. Затем – систему двух положительных линз  $L_3$  и  $L_4$ , фокусирующих зондирующий луч на входную щель двойного спектрографа SpectraPro-2500i. Между линзами  $L_3$  и  $L_4$  располагается призма Глана ПГ<sub>4</sub> – анализатор, позволяющий в зависимости от цели эксперимента пропускать либо вертикально поляризованное, либо горизонтально поляризованное излучение.

До модернизации лазерного комплекса зондирующий луч, прошедший через образец, фокусировался на входную щель монохроматора МДР-23. На выходную щель монохроматора устанавливался фотоэлектронный умножитель (ФЭУ), с помощью которого измерялась относительная энергия выделенной спектральной компоненты излучения. После модернизации вместо монохроматора в состав комплекса был включен двойной спектрограф SpectraPro-2500i, ПЗС-камера PIXIS, стрик-камера PS-1/S1 и ПЗС-камера CoolSNAP. Данная конфигурация лазерного комплекса позволяет проводить, во-первых, одномоментные измерения интегрального по времени спектра сверхкороткого излучения, и, во-вторых, измерения огибающих (хронограмм) отдельных спектральных компонент собственного излучения образца. Так же осталась возможность измерения величины относительной энергии с помощью ФЭУ.

Специально разработанное устройство сопряжения, описанное далее в разделе 2.9 настоящей главы, осуществляет взаимосвязь управляющего персонального компьютера с исполнительными механизмами (шаговыми двигателями, механическими затворами) и измерительными компонентами лазерного комплекса (фотоприемниками и фотоэлектронным умножителем).

ПЗС-камеры PIXIS и CoolSNAP подключаются непосредственно к управляющему персональному компьютеру. Измеренные с их помощью спектры и хронограммы излучения обрабатываются и отображаются при помощи специального программного обеспечения, которое будет подробно рассмотрено в главе 3.

## 2.8. Спектральные и временные измерения с помощью лазерного комплекса

Лазерный пикосекундный комплекс АК-1 дает возможность проводить измерения интегрального по времени спектра сверхкороткого излучения, а также огибающей (хронограммы) выделенной спектральной компоненты излучения.

В описанных далее экспериментальных исследованиях для спектральных измерений использовалась только первая ступень двойного спектрографа (рис. 2.7). Исследуемое излучение, разложенное в спектр, попадает в ПЗС-камеру «PIXIS», установленную на вторую выходную щель первой ступени спектрографа. Камера «PIXIS» позволяет проводить измерение спектров сверхкороткого оптического излучения с разрешением от 0.3 нм (в диапазоне шириной 160 нм) до 0.05 нм (в диапазоне 30 нм).

Так же существует возможность осуществлять разложение измеряемого сигнала в спектр с помощью обеих ступеней двойного спектрографа SpectraPro-2500i, работающего в режиме сложения дисперсии.

При временных измерениях исследуемого излучения двойной спектрограф работает в режиме вычитания дисперсии. При таких измерениях длительность компоненты излучения на выходе спектрографа равна длительности на входе. Ориентацией дифракционных решеток спектрографа выделяется требуемая спектральная компонента, а регулировкой щели между двумя ступенями спектрографа – ее ширина. Стрик-камера PS-1/S1, работающая совместно с ПЗС-камерой CoolSNAP, присоединяется ко второй выходной щели спектрографа и позволяет измерять огибающие (хронограммы) выделенных спектрографом компонент пикосекундного светового импульса с разрешением не хуже 2 пс. Джиттер (нестабильность запуска развертки) составляет  $\pm 3$  пс и автоматически компенсируется в режиме «online» при накоплении данных с помощью специально разработанного алгоритма, который будет подробно рассмотрен в разделе 3.6.

Модернизированный спектрофотохронметрический лазерный комплекс в данной конфигурации впервые позволил провести прямые измерения изменения интенсивности стимулированного (усиленного спонтанного) излучения пикосекундной длительности в GaAs при его накачке. Таким образом продемонстрирована еще одна область применения стрик-камер – измерение формы огибающей сверхкороткого импульса. Информацию, получаемую с помощью стрик-камеры (учитывая ее способность регистрации слабых сигналов), приобрести иными экспериментальными способами, например, с помощью нелинейно-оптических методов, по-видимому, на сегодня невозможно.

## 2.9. Устройство сопряжения для лазерного комплекса

В связи с тем, что в персональном компьютере не существует готовых узлов для оцифровки сигналов с фотоприемников и мощных (24В, до 3А) выходов для управления шаговыми двигателями было создано специальное устройство сопряжения. Это устройство оцифровывает электрические сигналы с четырех фотоприемников и может управлять четырьмя шаговыми двигателями и двумя флагами (механическими затворами). Кроме того, на него поступают импульсы задающего генератора и фотоприемника, вырабатывающего строб-сигнал.

Работа устройства сопряжения происходит в бесконечном цикле, начинающимся с ожидания импульса задающего генератора. Период этого цикла равен периоду задающего генератора. Период может быть больше, если была дана команда на изменение положения шагового двигателя на значительное расстояние. За цикл, соответствующий одному периоду задающего генератора, происходит двусторонний обмен данными с компьютером через USB-интерфейс. При каждом обмене передается определенное одинаковое число байт. Сначала происходит передача данных в компьютер:

**Таблица 2.1. Формат данных, передаваемых от устройства сопряжения в компьютер**

Номер байта	Переменная	Функциональное назначение
1	65	65 – контрольное число
2	65	65 – контрольное число
3	period/256	Период задающего генератора (старший байт)
4	period	Период задающего генератора (младший байт)
5	vdin1/256	Напряжение с 1 фотоприемника (старший байт)
6	vdin1	Напряжение с 1 фотоприемника (младший байт)
7	vdin2/256	Напряжение с 2 фотоприемника (старший байт)
8	vdin2	Напряжение с 2 фотоприемника (младший байт)
9	vdin3/256	Напряжение с 3 фотоприемника (старший байт)
10	vdin3	Напряжение с 3 фотоприемника (младший байт)
11	vdin4	Напряжение с 4 фотоприемника (старший байт)
12	vdin4	Напряжение с 4 фотоприемника (младший байт)
13	StrobeYes	Наличие строб-сигнала (1-да, 0-нет)
14	85	85 – контрольное число

После этого микроконтроллер устройства сопряжения ожидает ответ от компьютера и начинает прием данных:

**Таблица 2.2. Формат данных, передаваемых от компьютера в устройство сопряжения**

Номер байта	Переменная	Функциональное назначение
1	255	Контрольное число
2	255	Контрольное число
3	delayL	Период задающего генератора (младший байт)
4	delayH	Период задающего генератора (старший байт)
5	gain1	Коэффициент усиления напряжения с 1 фотоприемника
6	gain2	Коэффициент усиления напряжения с 2 фотоприемника
7	gain3	Коэффициент усиления напряжения с 3 фотоприемника
8	gain4	Коэффициент усиления напряжения с 4 фотоприемника
9	relay	Байт состояния флагов
10	0	Контрольное число
11	MShift1H	Количество шагов ШД1 (старший байт)
12	MShift1L	Количество шагов ШД1 (младший байт)
13	MSpeed1	Скорость перемещения ШД1
14	MShift2H	Количество шагов ШД2 (старший байт)
15	MShift2L	Количество шагов ШД2 (младший байт)
16	MSpeed2	Скорость перемещения ШД2
17	MShift3H	Количество шагов ШД3 (старший байт)
18	MShift2L	Количество шагов ШД3 (младший байт)
19	MSpeed3	Скорость перемещения ШД3
20	MShift4H	Количество шагов ШД4 (старший байт)
21	MShift2L	Количество шагов ШД4 (младший байт)
22	MSpeed4	Скорость перемещения ШД4
23	85	Контрольное число

В байте relay передается состояние флагов, которое требуется установить:

Таблица 2.3. Соответствие значения переменной relay с состоянием флагов

Relay	Relay (двоичный код)	Флаг 1	Флаг 2
0	00	закрыт	закрыт
1	01	закрыт	открыт
2	10	открыт	закрыт
3	11	открыт	открыт

Все измеряемые физические величины поступают в цифровом виде в компьютер и отображаются в программе в реальных единицах в соответствии с заданной калибровкой.

## 2.10. Методика проведения эксперимента и обработки данных

Основной величиной, измеряемой в экспериментах, является просветление  $lg(T^1/T^0)$  (увеличение оптической прозрачности  $T$ ) тонкого слоя GaAs под воздействием возбуждающего излучения (индексы 1 и 0 означают, соответственно, наличие и отсутствие возбуждающего излучения). Просветление демонстрирует изменение заселенности неравновесными носителями заряда энергетических уровней в валентной зоне и в зоне проводимости, связанных оптическими переходами. В экспериментах измеряется зависимость величины просветления  $lg(T^1/T^0)$  от различных параметров системы: временной задержки  $\tau_d$  между зондирующим и возбуждающим импульсами; энергии фотона  $\hbar\omega_p$  зондирующего импульса; энергии фотона  $\hbar\omega_{ex}$  возбуждающего импульса; интегральной энергии  $W_p$  зондирующего импульса; интегральной энергии  $W_{ex}$  возбуждающего импульса.

Перед началом эксперимента в программе задаются исходные данные и параметры проведения измерений: начальные положения исполнительных механизмов; диапазон и длина шага сканирования измеряемого параметра; допустимая погрешность измерений; минимально и максимально допустимые величины энергии каждого из опорных импульсов (окна дискриминации): число измерений в одной точке, при котором все выстрелы удовлетворяют условиям дискриминации; порядок работы затвора в канале возбуждения.

Выстрелы, при которых энергия хотя бы одного из опорных импульсов выходит за заданные границы дискриминации, не участвуют в расчете величины просветления. Накопление данных происходит при открытом и закрытом флаге поочередно заданными порциями (обычно по 10 выстрелов). Измерения проводятся автоматизировано в режиме «online» с одновременным отображением промежуточного результата и погрешности его определения. Расчет просветления (увеличения прозрачности) производится по формуле:

$$\lg \left( \frac{T^1}{T^0} \right) = \lg \left[ \frac{(E_{pr}^1/E_r^1)}{(E_{pr}^0/E_r^0)} \right],$$

где  $E_{pr}$  и  $E_r$  средние значения сигналов зондирующего и опорного лучей соответственно, индексы 1 и 0 означают наличие и отсутствие возбуждения. Эксперимент прекращается либо при достижении заданного среднеквадратичного отклонения измеряемой величины, либо при достижении определенного количества выстрелов, удовлетворяющих условиям дискриминации.

Точность измерений в основном определяется флуктуационным характером излучения задающего лазера. Флуктуации излучения еще более усиливаются в процессе нелинейнооптических преобразований (генерации второй гармоники, параметрической генерации). При измерениях зависимости просветления от  $\tau_d$ , когда перекрытие во времени возбуждающего и зондирующего импульса мало, сказываются флуктуации длительности импульсов. При одновременном облучении образца возбуждающим и зондирующим импульсами точность измерений определяется в основном флуктуациями энергий этих импульсов. В проводимых экспериментах просветление измеряется с точностью не хуже  $10^{-3}$ .

### Глава 3

#### Вычислительная система для управления работой лазерного комплекса

Для обеспечения работоспособности лазерного комплекса после проведенной глубокой модернизации возникла необходимость создания программного обеспечения, с помощью которого была бы возможность осуществлять управление экспериментом при помощи персонального компьютера. Функции, которые должно выполнять программное обеспечение:

1. Считывание цифровых значений напряжений на фотоприемниках.
2. Передача значений рабочих параметров (положений шаговых двигателей, состояний механических затворов) исполнительным механизмам спектрофотометрической системы.
3. Передача параметров измерений и отображений, а также прием данных (оцифрованных спектров и хронограмм) с ПЗС-камер «PIXIS» и «CoolSNAP».
4. Математическая обработка всех полученных данных, вывод результатов на монитор и запоминающие устройства.

На рисунке 3.1 изображена схема взаимодействия управляющего компьютера с компонентами лазерного комплекса. На схеме видно, что компьютер осуществляет обмен данными непосредственно с четырьмя устройствами: устройством сопряжения, двойным спектрографом SpectraPro-2500i, ПЗС-камерой «PIXIS» и ПЗС-камерой «CoolSNAP».

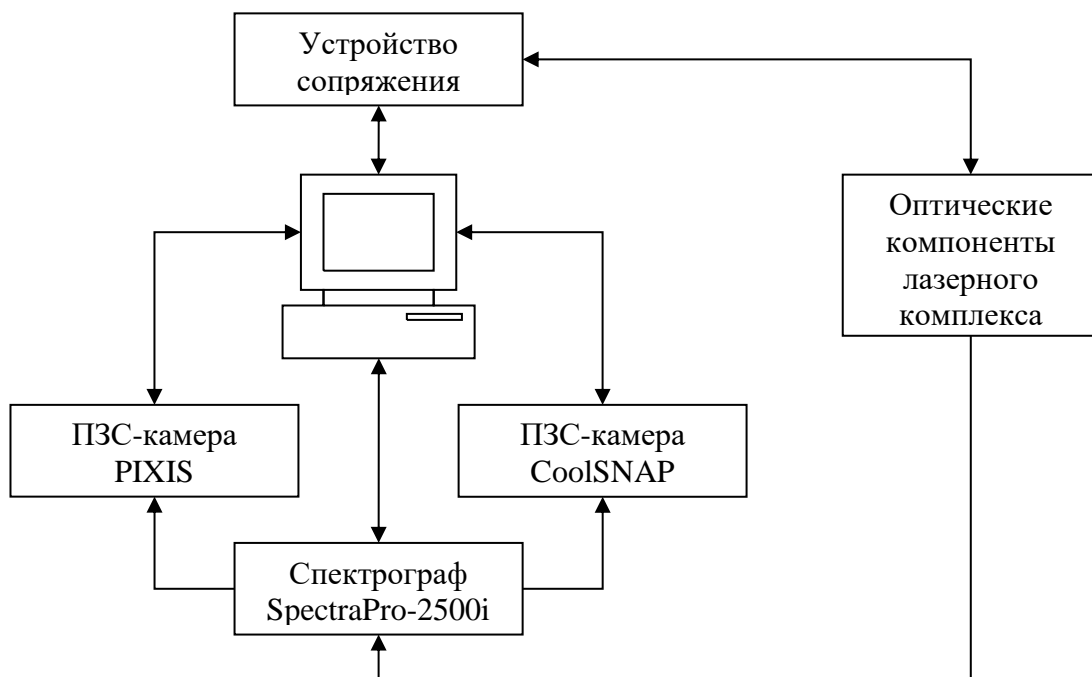


Рис. 3.1. Схема взаимодействия управляющего компьютера с компонентами лазерного комплекса.

Задание требуемых значений исполнительным механизмам, а также прием значений напряжений на фотоприемниках производится персональным компьютером через устройство сопряжения. Связь компьютера с ПЗС-камерами и спектрографом для задания параметров измерений и приема спектров и хронограмм осуществляется непосредственным подключением к этим устройствам.

### 3.1. Описание работы вычислительной системы

Вместе с ПЗС-камерами Pixis и CoolSNAP была осуществлена поставка программного продукта WinSpec/32. Он позволяет воспроизводить на экране компьютера как изображение, полученное непосредственно камерой, так и пространственное или временное распределение интенсивности излучения (спектр, либо хронограмму излучения, падающего на светочувствительную матрицу камеры). С помощью этой программы существует возможность производить несложные манипуляции с полученными ПЗС-камерой изображениями: такие, например, как простое суммирование спектров или вычитание из измеряемых спектров (хронограмм) «нулевых» спектров (хронограмм), измеренных и сохраненных в файл ранее.

Среди встроенных в программу функций, отвечающих за эти манипуляции, отсутствовали многие из необходимых нам для проведения экспериментальных исследований: такие, например, как автоматическое одновременное отображение нескольких экспериментальных кривых в главном окне программы, или определение среднего арифметического значения спектра за серию измерений. Однако, WinSpec/32 содержит обширную библиотеку функций для языка программирования Visual Basic, с помощью которой есть возможность производить необходимые нам манипуляции, во-первых, с параметрами измерения спектров и хронограмм, во-вторых, с параметрами отображения этих данных, и, в-третьих, с самими данными. Поэтому было принято решение создавать программу автоматизации в интегрированной среде разработки Visual Basic 6.0.

Предусмотрено 18 режимов работы программы, объединенных в 5 групп:

1. Background Modes (режимы: *Background Mode (EMP)*, *Background Mode (CCD Pixis)*, *Background Mode (CCD CoolSnap)*): предназначены для определения средних значений нулевых сигналов в отсутствие как возбуждающего, так и зондирующего лучей. Измеренные значения сохраняются на жесткий диск компьютера и впоследствии вычитаются из измеренных значений для определения истинных величин.

2. Dynamic Modes (режимы: *Dynamic Mode (EMP)*, *Dynamic Mode (CCD Pixis)*, *Dynamic Mode (CCD CoolSnap)*): предназначены для отображения текущих значений



напряжений в опорных и измерительном каналах. Используются для настройки экспериментальной установки и для выбора оптимальных параметров измерений.

3. Work Modes (EMP) (режимы: *Transparency Mode (EMP)*, *Correlation Mode (EMP)*, *Radiation Mode (EMP)*, *Ratio Mode (EMP)*): рабочие режимы при проведении измерений с фотоэлектронным умножителем.

4. Work Modes (Pixis) (режимы: *Transparency Mode (CCD Pixis)*, *Correlation Mode (CCD Pixis)*, *Radiation Mode (CCD Pixis)*, *Ratio Mode (CCD Pixis)*): рабочие режимы при проведении измерений с ПЗС-камерой Pixis.

5. Work Modes (CoolSnap) (режимы: *Transparency Mode (CCD CoolSnap)*, *Correlation Mode (CCD CoolSnap)*, *Radiation Mode (CCD CoolSnap)*, *Ratio Mode (CCD CoolSnap)*): рабочие режимы при проведении измерений со стрик-камерой и ПЗС-камерой CoolSnap.

При проведении измерений с использованием ФЭУ экспериментатор использует только основную программу управления экспериментом для наблюдения за значениями напряжений в опорных и измерительном каналах. При проведении же измерений с использованием ПЗС-камеры Pixis или стрик-камеры в связке с ПЗС-камерой CoolSnap экспериментатор использует основную программу для наблюдения за значениями напряжений в опорных каналах и программу WinSpec для наблюдения за спектрами либо хронограммами измеряемых импульсов.

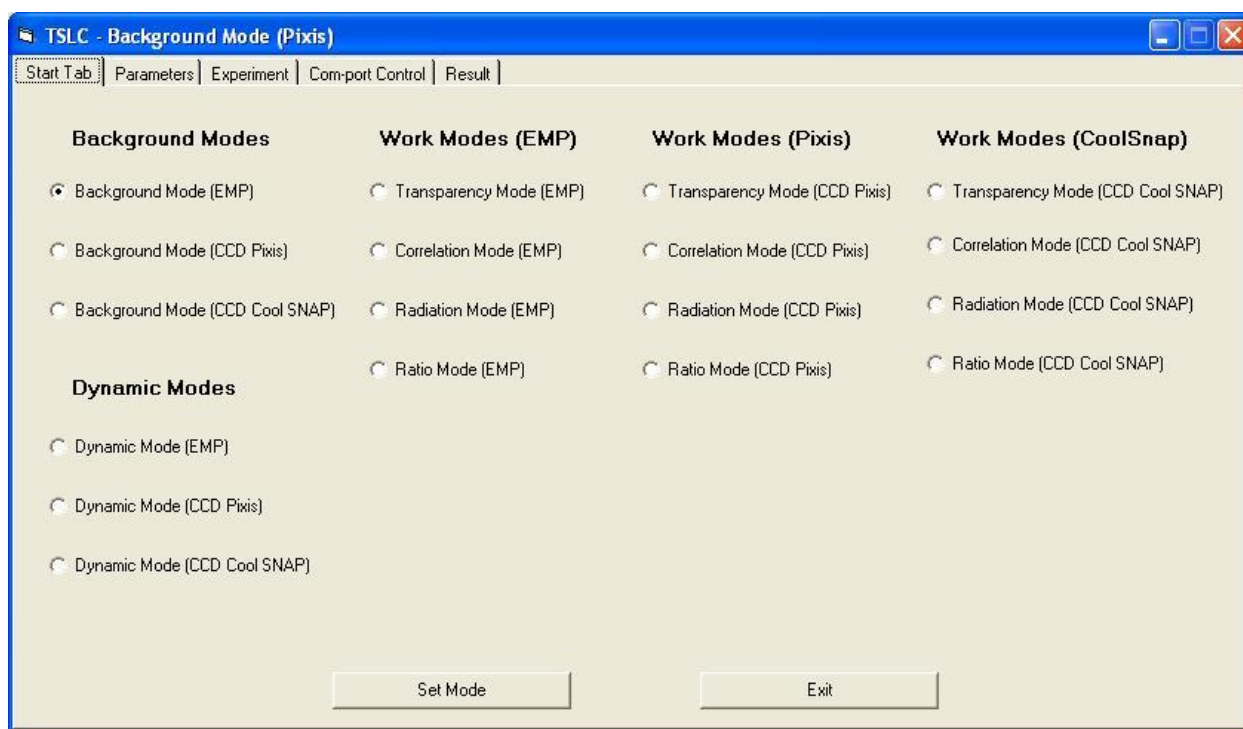


Рис. 3.2. Интерфейс закладки «Start Tab» программы автоматизации

Программа содержит пять закладок, каждая из которых отвечает за выполнение своего набора функций. Интерфейс первой закладки «Start Tab» программы автоматизации представлен на рисунке 3.2. На ней пользователь выбирает требуемый для данных измерений режим работы. После нажатия на кнопку «Set Mode» выбранный режим сохраняется в память компьютера, и программа автоматически переключается на вторую закладку.

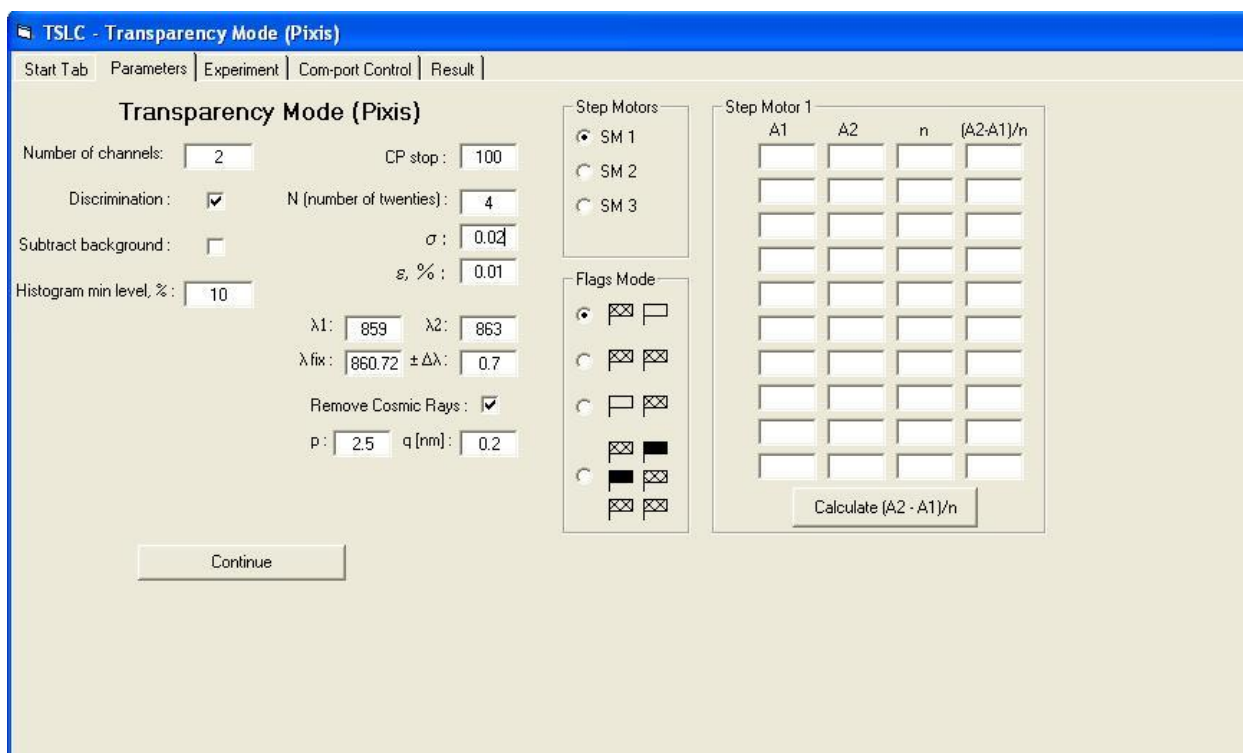


Рис. 3.3. Закладка «Parameters» программы автоматизации

Вторая закладка «Parameters» (рис 3.3) отвечает за задание параметров измерений. Пользователю предоставляется возможность задавать только те параметры, которые участвуют в выбранном режиме работы. После задания параметров пользователь нажимает кнопку «Continue». Значения параметров при этом сохраняются в память компьютера, а программа автоматически переключается на третью закладку.

Третья закладка «Experiment» предназначена для управления ходом эксперимента (запуск, пауза, остановка), сохранения полученных результатов, а также задания границ отображаемых значений напряжений в измерительном и опорных каналах и границ отображаемых значений параметров спектра или хронограммы импульса.

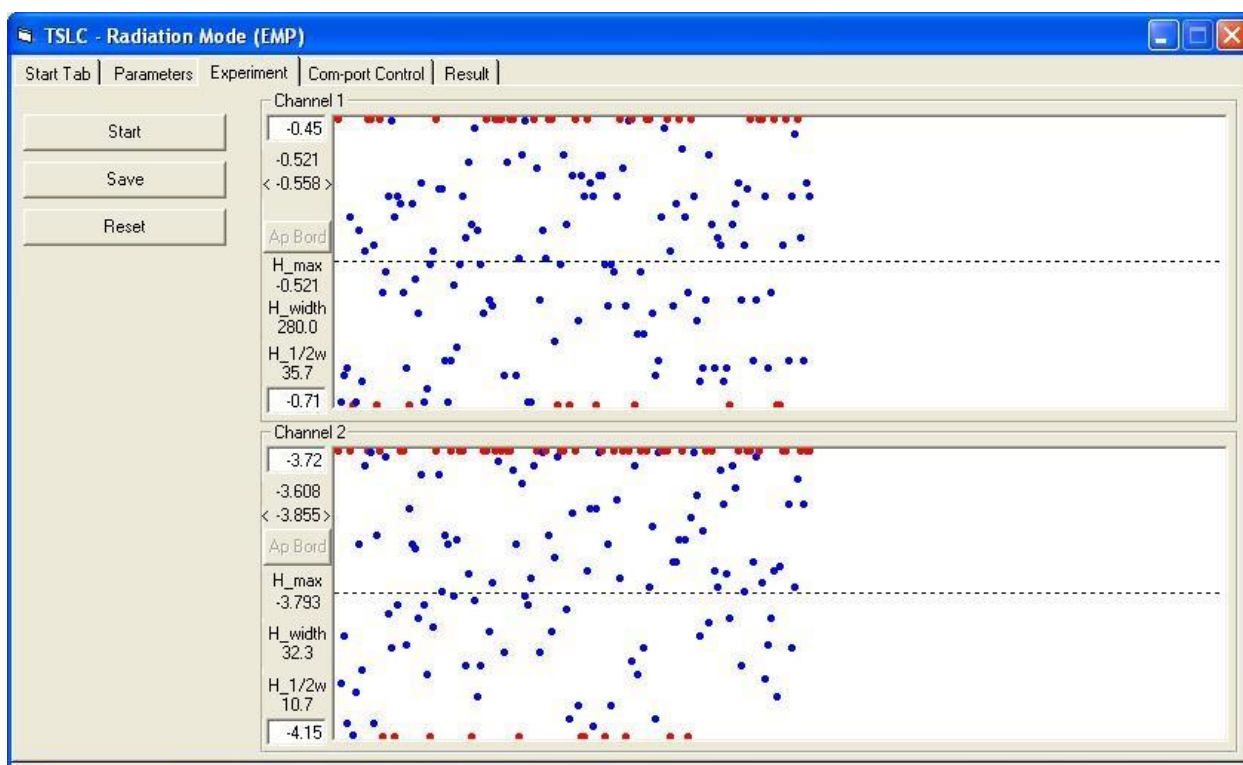


Рис. 3.4. Закладка «Experiment» при измерениях с ФЭУ

Типичный вид закладки «Experiment» при измерениях с ФЭУ показан на рисунке 3.4. Точки в графических окнах откладываются поочередно в соответствии со значениями измеренных напряжений в каждом из каналов. Слева от каждого из графических окон задаются верхняя и нижняя границы измерительного диапазона. Значения, не попадающие в заданные границы окон дискриминации, отображаются возле соответствующей верхней или нижней границы красным цветом, и, в случае работы в режимах с дискриминацией, не принимают участие в расчетах.

Во всех режимах работы программы, кроме режимов группы Background Modes, слева от измерительных окон отображаются параметры гистограммы распределения значений напряжений в каналах: максимум гистограммы ( $H_{max}$ ), отношение ширины на полувысоте гистограммы к ширине по основанию ( $H_{1/2w}$ , в процентах) и отношение ширины по уровню, указанному в параметре «Histogram min level, %» к ширине по основанию ( $H_{width}$ , в процентах). Во всех режимах группы Dynamic Modes, кроме того, в каждом измерительном окне зеленым цветом изображаются сами гистограммы.

Управление ходом эксперимента осуществляется следующим образом: для запуска или продолжения эксперимента после паузы необходимо нажать кнопку «Start», для временной остановки без потери полученных на данный момент результатов - «Pause» (кнопка «Start» во время проведения измерений превращается в «Pause»), для сохранения

полученных к текущему моменту результатов – «Save». для прекращения эксперимента и обнуления полученных к этому моменту данных - «Reset».

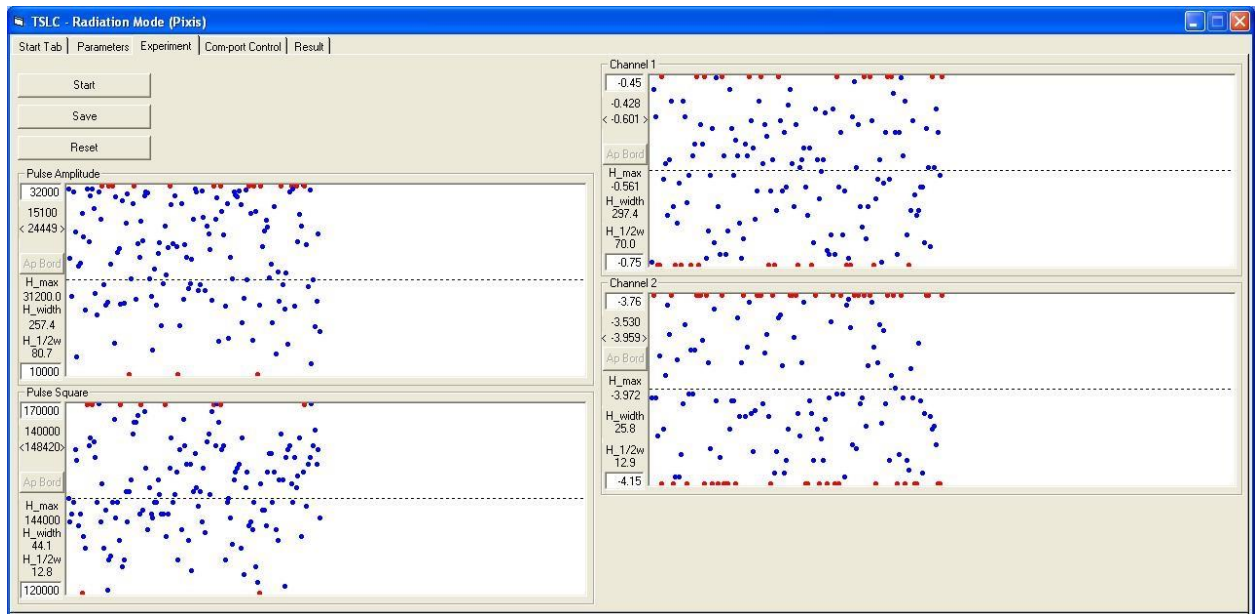


Рис. 3.5. Закладка «Experiment» при измерениях с ПЗС-камерой «Pixis»

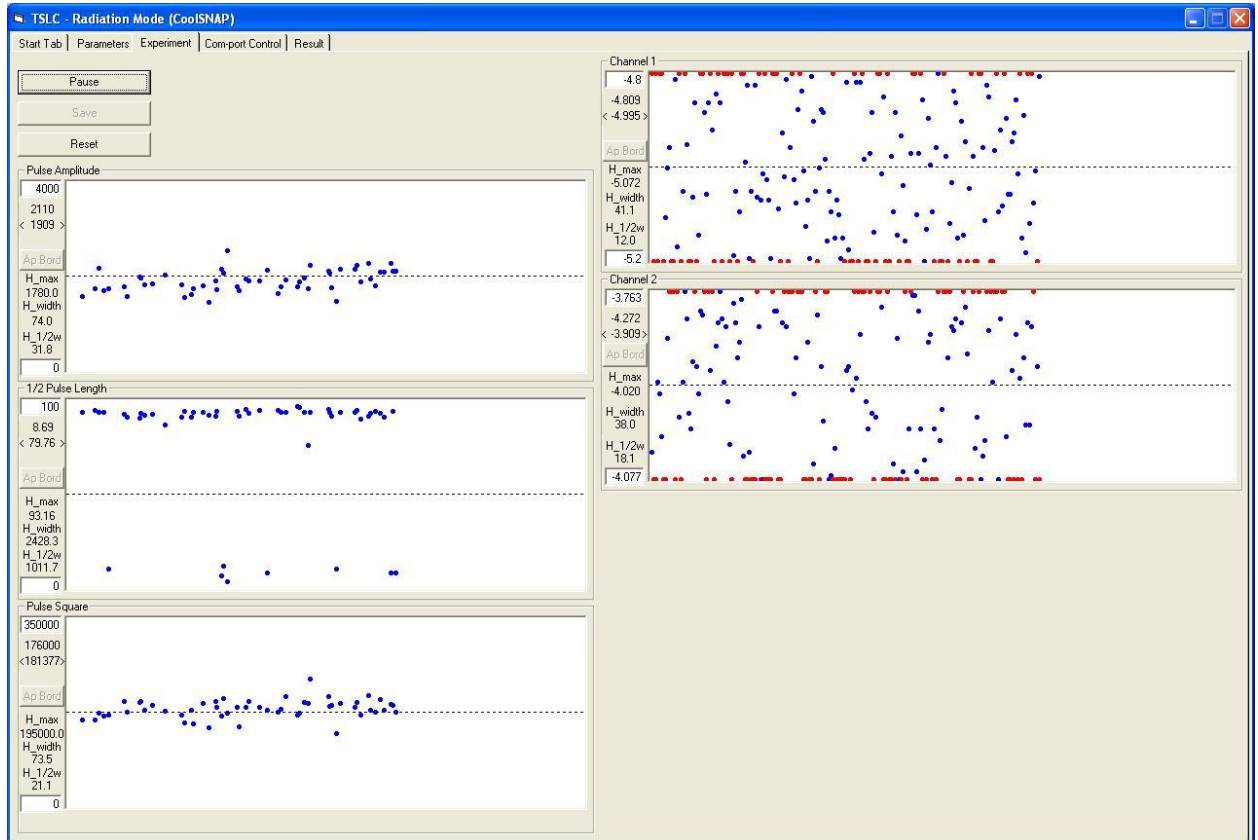


Рис. 3.6. Закладка «Experiment» при измерениях с ПЗС-камерой «CoolSnap»

Типичный вид закладки «Experiment» при измерениях с ПЗС-камерой «Pixis» показан на рисунке 3.5. Ко всем параметрам измерений и компонентам управления, имеющим место при измерениях с ФЭУ, здесь слева добавляются два окна, демонстрирующие амплитуду и площадь под графиком каждого из измеренных спектров импульсов. Сами импульсы отображаются в программе WinSpec.

Вид закладки «Experiment» при измерениях со стрик-камерой и ПЗС-камерой «CoolSnap» показан на рисунке 3.6. В отличие от измерений с ПЗС-камерой «Pixis» в этом случае слева добавляются три окна вместо двух. Они демонстрируют амплитуду, ширину на полувысоте и площадь под графиком хронограммы импульса. Сами хронограммы отображаются в программе WinSpec.

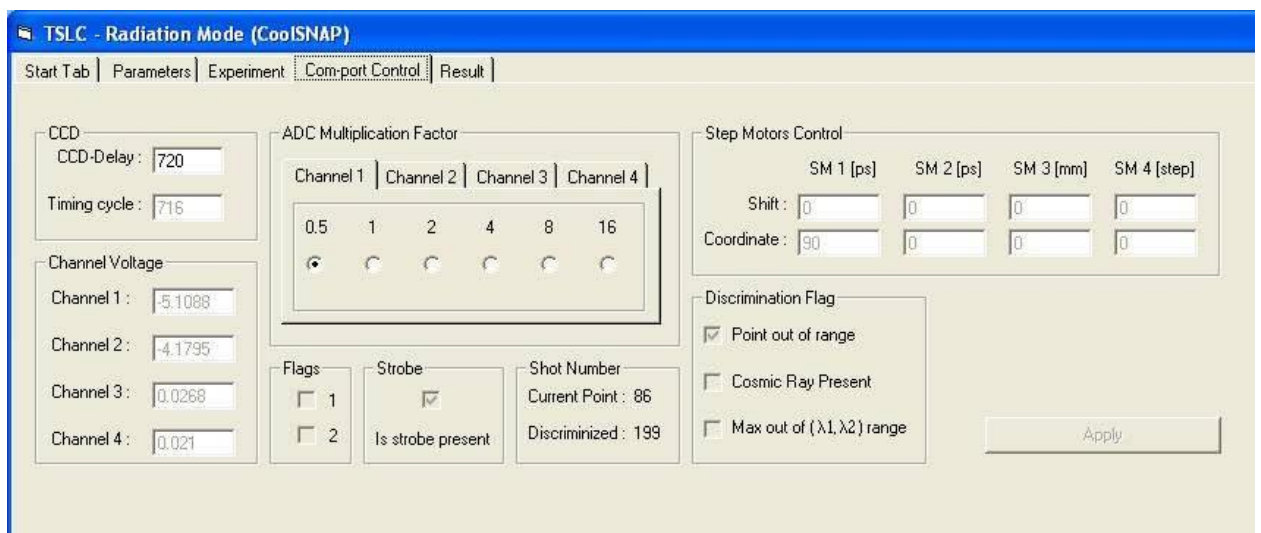
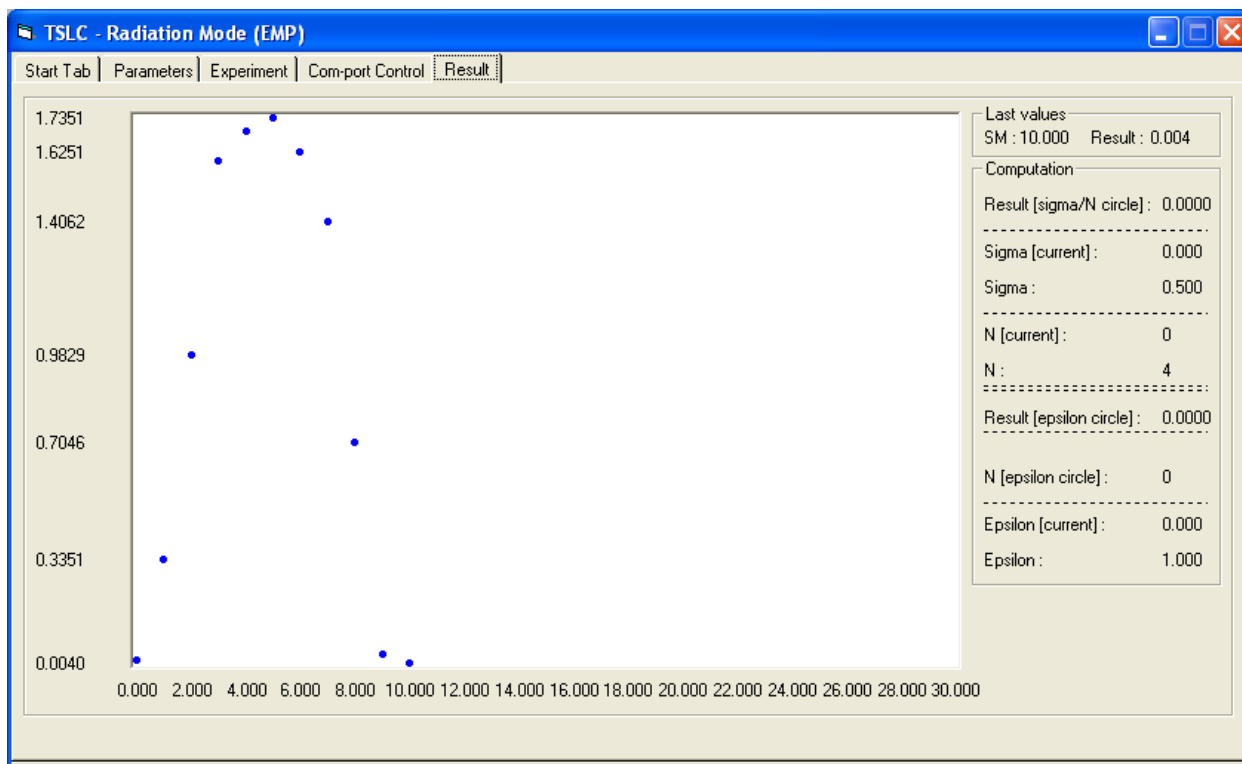


Рис. 3.7. Закладка «Com-port Control» программы автоматизации

На четвертой закладке «Com-port Control» (рис. 3.7) производится задание и отображение данных, которые передаются непосредственно через com-порт компьютера, в том числе переменные управление флагами и шаговыми двигателями. Так же здесь отображаются служебные параметры эксперимента. Подробнее см. раздел 3.3.2. «Параметры закладки Com-port Control» настоящей работы.

Во всех рабочих режимах (группы «Work Modes») на этапе задания параметров измерений задается маршрут шагового двигателя. Для каждого положения шагового двигателя определяется значение измеряемой величины с заданной точностью. После вычисления результата в текущей точке программа переходит в режим паузы для возможного промежуточного анализа данных. Для перехода шагового двигателя в следующее положение и продолжение измерений необходимо нажать кнопку «Start».



**Рис. 3.8. Закладка «Result» программы автоматизации**

Пятая закладка «Result» (рис. 3.8) служит для отображения графика зависимости измеряемой величины от положения шагового двигателя. Так же на ней демонстрируются текущие значения рассчитанных погрешностей во время проведения измерений. Переключение между закладками допустимо в любой момент работы программы.

Далее будет подробно рассмотрен каждый из режимов работы программы.

### **3.2. Режимы работы программы автоматизации**

#### Background Mode (EMP)

Режим предназначен для определения и сохранения средних значений нулевых сигналов при работе с ФЭУ.

При запуске измерений производится проверка корректности состояния флагов. Если оба флага закрыты, либо второй закрыт, а первый открыт, то начинается процесс измерений. Первое состояние флагов соответствует полному перекрытию как возбуждающего, так и зондирующего каналов. Второе – только зондирующего. В иных случаях выдается предупреждение о некорректном для данного режима состоянии флагов.

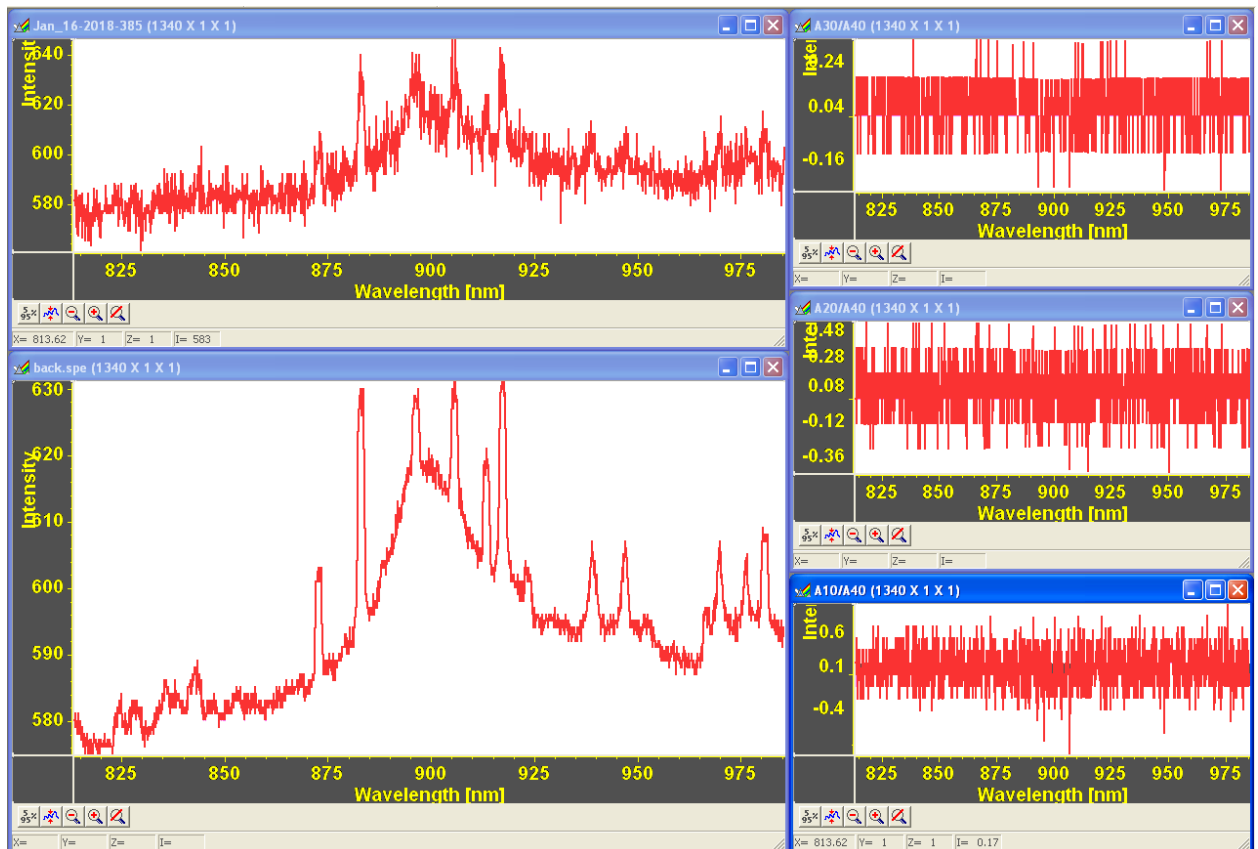
После остановки измерений (либо по выполнении критерия прекращения эксперимента, либо в результате нажатия кнопки «Pause»), пользователь имеет возможность сохранить их результаты, нажав кнопку «Save». Если измерения

производились при закрытых флагах, результат (средние значения нулевых сигналов по каждому каналу) сохранится в файл `back.txt` в рабочую папку программы. Если измерения производились при открытом первом и закрытом втором флагах, то результат сохранится в файл `back_ex.txt`. Эти файлы автоматически считываются в других режимах работы программы при измерениях с вычитанием фоновых значений.

### Background Mode (CCD Pixis)

Режим предназначен для определения и сохранения средних значений нулевых сигналов при работе с ПЗС-камерой Pixis.

При запуске измерений производится проверка корректности состояния флагов аналогично тому, как это реализовано в режиме Background Mode (EMP).



**Рис. 3.9. WinSpec в режиме Background Mode (CCD Pixis)**

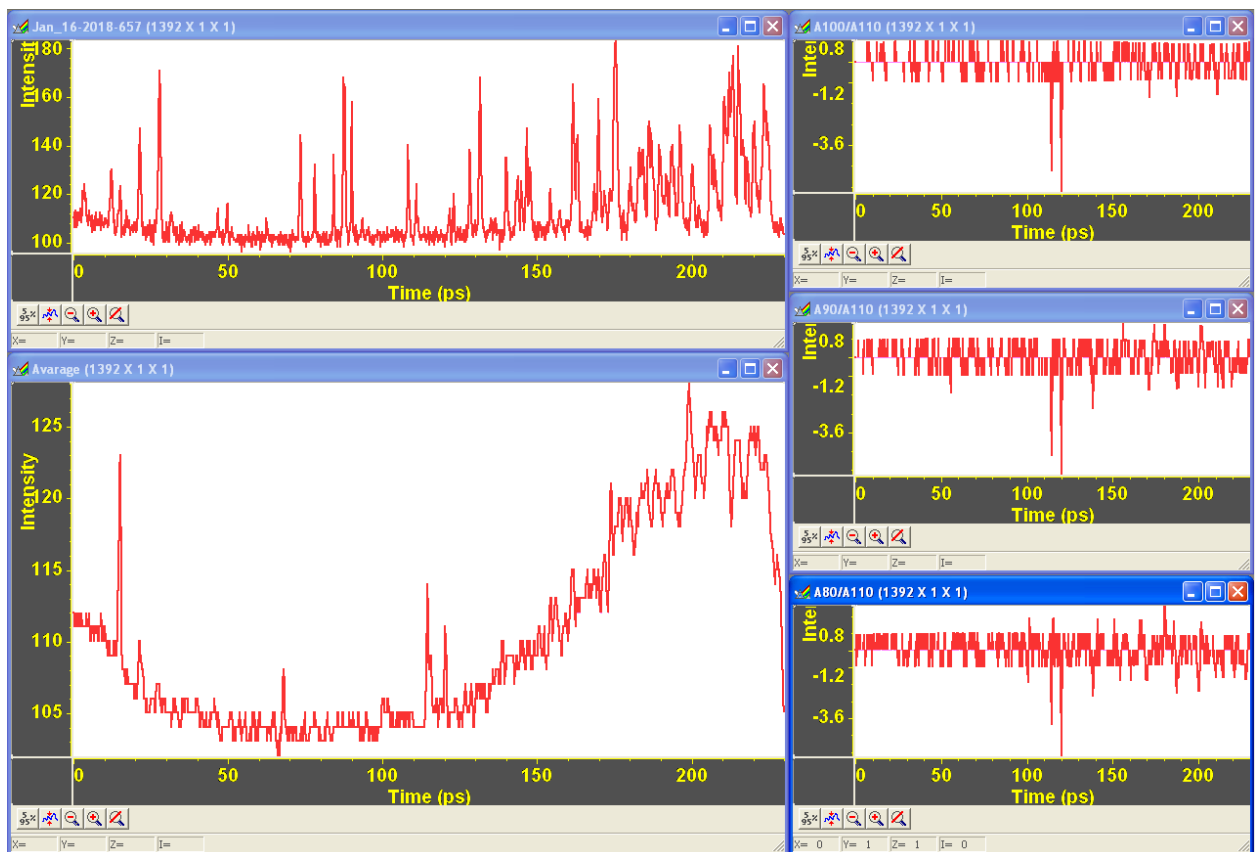
Внешний вид программы WinSpec в процессе измерений показан на рисунке 3.9. В левом верхнем окне отображается текущий измеряемый спектр фонового излучения, падающего на входную щель спектрографа. В левом нижнем окне – усредненный по всем выстрелам спектр. В трех правых окнах – отношения усредненного спектра за все ( $n$ ) выстрелов к усредненным спектрам за  $n - m$ ,  $n - 2m$  и  $n - 3m$  выстрелов соответственно. Значения  $n$  и  $m$  задаются на закладке «Parameters» до начала эксперимента.

Сохранение результирующих файлов back.txt и back\_ex.txt производится аналогично режиму Background Mode (EMP). Кроме того, в данном режиме сохраняются усредненный спектр при отсутствии возбуждающего луча (файл back.spe) и спектр при его наличии (файл back\_ex.spe). Эти файлы также автоматически считываются в других режимах работы программы при измерениях с вычитанием фоновых значений.

### Background Mode (CCD CoolSNAP)

Режим предназначен для определения и сохранения средних значений нулевых сигналов при работе со стрик-камерой в связке с ПЗС-камерой Cool SNAP.

При запуске измерений производится проверка корректности состояния флагов аналогично тому, как это реализовано в режиме Background Mode (EMP).



**Рис. 3.10. WinSpec в режиме Background Mode (CCD CoolSNAP)**

Внешний вид программы WinSpec в процессе измерений показан на рисунке 3.10. В левом верхнем окне отображается текущая измеряемая хронограмма фонового излучения, падающего на входную щель монохроматора. В левом нижнем окне – усредненная по всем выстрелам хронограмма. В трех правых окнах – отношения усредненной хронограммы за все ( $n$ ) выстрелов к усредненным хронограммам за  $n - m$ ,  $n - 2m$  и  $n - 3m$  выстрелов соответственно.



Сохранение результирующих файлов back.txt, back\_ex.txt, back.spe, back\_ex.spe производится аналогично режиму Background Mode (CCD Pixis).

#### Dynamic Mode (EMP)

Режим предназначен для определения текущих и средних значений напряжений в измерительном и опорных каналах при работе с ФЭУ.

Этот режим используется для настройки экспериментальной установки и для выбора оптимальных параметров измерений при работе с ФЭУ. В процессе измерений в измерительном и опорных каналах отображаются текущие значения напряжений. Кроме того, в каждом из каналов демонстрируется гистограмма распределения значений напряжений в этом канале.

По нажатию кнопки «Save» сохраняются измеренные к данному моменту средние значения напряжений, а также значения параметров гистограмм во всех каналах.

#### Dynamic Mode (CCD Pixis)

Режим предназначен для определения текущих и средних значений спектра импульса, а также напряжений в опорных каналах при работе с ПЗС-камерой Pixis.

Этот режим используется для настройки экспериментальной установки и для выбора оптимальных параметров измерений при работе с ПЗС-камерой Pixis. В процессе измерений в опорных каналах отображаются текущие значения напряжений, а в программе WinSpec – спектр излучения, падающего на входную щель спектрографа. Кроме того, в каждом из каналов изображается гистограмма распределения значений напряжений в этом канале. Внешний вид программы WinSpec во время измерений показан на рисунке 3.11. В верхнем окне программы отображается текущий спектр излучения. В нижнем окне – усредненный по всем выстрелам спектр.

По нажатию кнопки «Save» сохраняются измеренные к данному моменту средние значения напряжений в опорных каналах, усредненный по всем выстрелам спектр, а также значения параметров гистограмм во всех опорных каналах.

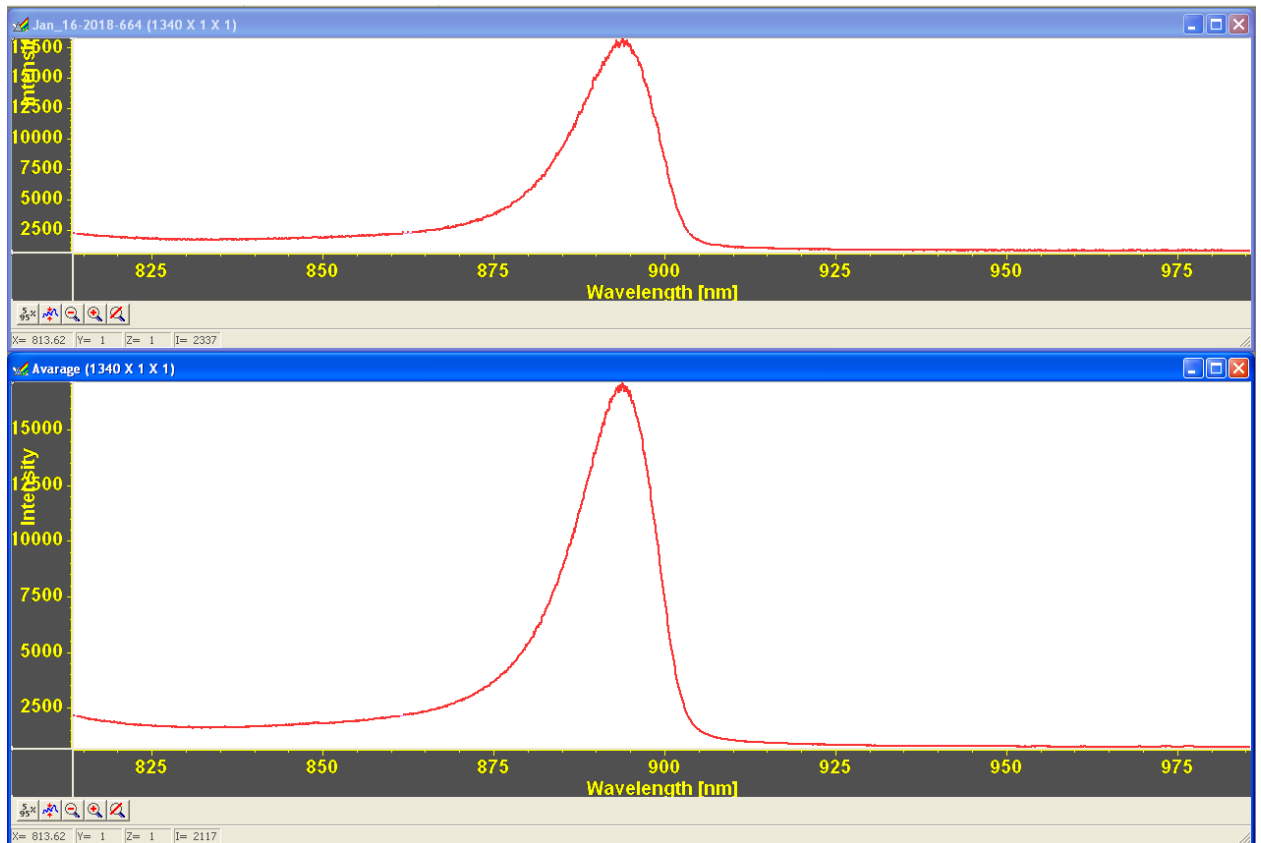


Рис. 3.11. WinSpec в режиме Dynamic Mode (CCD Pixis)

#### Dynamic Mode (CCD CoolSNAP)

Режим предназначен для определения текущих и средних значений хронограмм импульса, а также напряжений в опорных каналах при работе со стрик-камерой в связке с ПЗС-камерой Cool SNAP.

Этот режим используется для настройки экспериментальной установки и для выбора оптимальных параметров измерений при работе со стрик-камерой в связке с ПЗС-камерой Cool SNAP. В процессе измерений в опорных каналах отображаются текущие значения напряжений, а в программе WinSpec – хронограмма излучения, падающего на входную щель монохроматора. Кроме того, в каждом из каналов изображается гистограмма распределения значений напряжений в этом канале. Внешний вид программы WinSpec во время измерений показан на рисунке 3.12. В верхнем окне программы отображается текущая хронограмма излучения. В нижнем левом окне – импульс, вырезанный при помощи алгоритма исключения джиттера, описанного в разделе 3.6. настоящей работы. В нижнем правом окне – усредненный по всем выстрелам вырезанный импульс.

По нажатию кнопки «Save» сохраняются измеренные к данному моменту средние значения напряжений в опорных каналах, усредненная по всем выстрелам хронограмма, а также значения параметров гистограмм во всех опорных каналах.

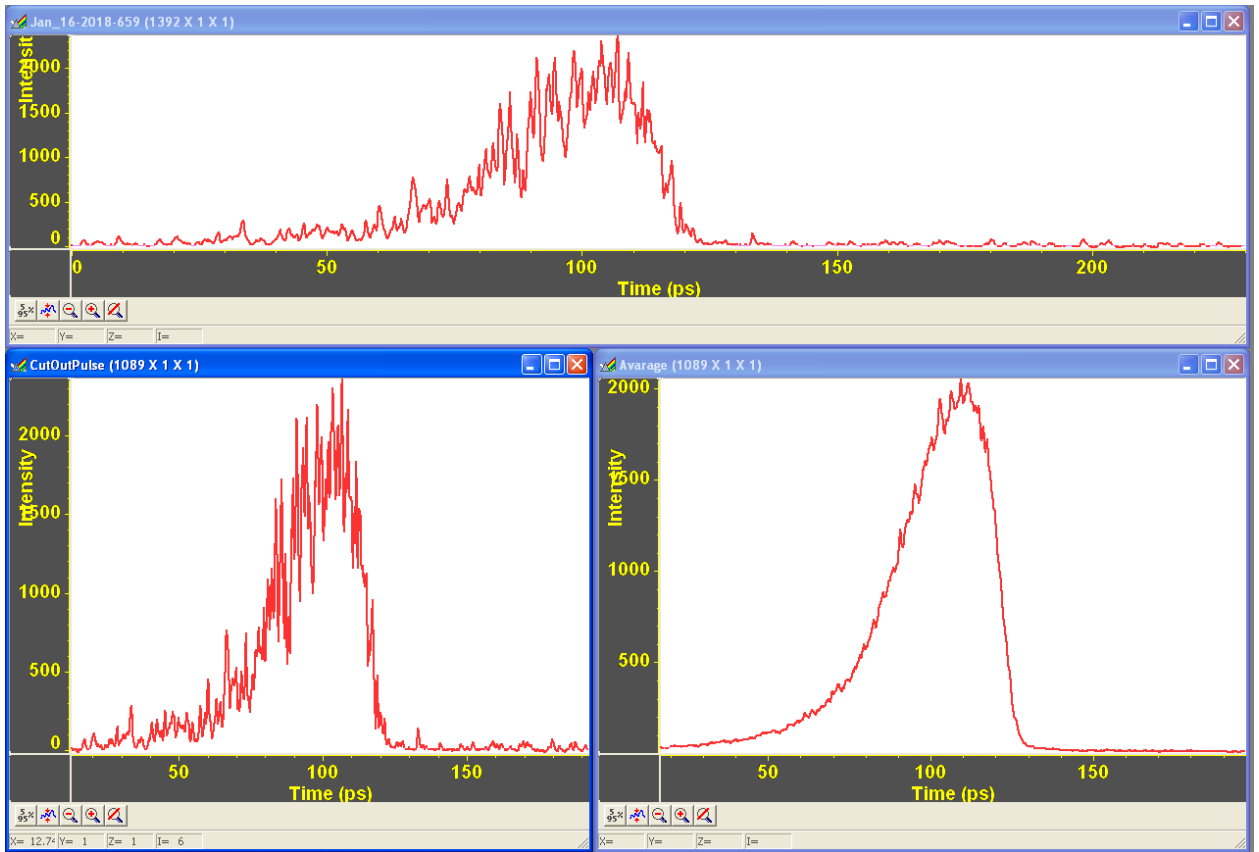


Рис. 3.12. WinSpec в режиме Dynamic Mode (CCD CoolSNAP)

### Transparency Mode (EMP)

Режим предназначен для измерения величины просветления образца при работе с ФЭУ.

В данном режиме в процессе измерений производится открытие и закрытие выбранного флага каждые 10 выстрелов, при которых значения напряжений попадают в заданные окна дискриминации. Производится отдельно расчет средних значений напряжений в первом (измерительном) канале, соответствующих открытому и закрытому положению флагов.

Расчет просветления выполняется по формуле:

$$A = \ln \left( \frac{\sum x_i^1 / \sum y_i^1}{\sum x_i^0 / \sum y_i^0} \right), \text{ где}$$

$x_i^1$  -  $i$ -й сигнал по первому (измерительному) каналу при измерении с открытым флагом,

$y_i^1$  -  $i$ -й сигнал по второму (опорному) каналу при измерении с открытым флагом,

$x_i^0$  -  $i$ -й сигнал по первому (измерительному) каналу при измерении с закрытым флагом,

$y_i^0$  -  $i$ -й сигнал по второму (опорному) каналу при измерении с закрытым флагом.

Одновременно рассчитывается абсолютная ошибка измерений (среднеквадратичное отклонение)  $\sigma$ :

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (x_i^1)^2}{(\sum x_i^1)^2} + \frac{\sum (y_i^1)^2}{(\sum y_i^1)^2} - 2 \frac{\sum (x_i^1 y_i^1)}{(\sum x_i^1)(\sum y_i^1)} + \frac{\sum (x_i^0)^2}{(\sum x_i^0)^2} + \frac{\sum (y_i^0)^2}{(\sum y_i^0)^2} - 2 \frac{\sum (x_i^0 y_i^0)}{(\sum x_i^0)(\sum y_i^0)}}.$$

По нажатию кнопки «Save» сохраняются измеренные средние значения напряжений в измерительном и опорном каналах и величины просветления в зависимости от положения шагового двигателя.

#### Correlation Mode (EMP)

Режим предназначен для измерения кросскорреляционной функции между зондирующим и возбуждающим сигналами при работе с ФЭУ.

Данный режим предназначен для определения результирующего воздействия на образец двух импульсов одновременно. В процессе измерений каждые 20 выстрелов, удовлетворяющих условию дискриминации, производится расчет и усреднение кросскорреляционной функции  $G$  и относительной ошибки измерений  $\sigma$ :

$$G = \frac{20 \cdot \sum x_i}{[(\sum y_i) \cdot (\sum z_i)]}$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (x_i)^2}{(\sum x_i)^2} + \frac{\sum (y_i)^2}{(\sum y_i)^2} + \frac{\sum (z_i)^2}{(\sum z_i)^2} - 2 \frac{\sum (x_i y_i)}{(\sum x_i)(\sum y_i)} - 2 \frac{\sum (x_i z_i)}{(\sum x_i)(\sum z_i)} + \frac{1}{20}}, \text{ где}$$

$x_i, y_i, z_i$  – значения сигналов по 1-му (измерительному), 2-му и 3-му (опорным) каналам, соответственно.

По нажатию кнопки «Save» сохраняются измеренные средние значения напряжений в измерительном и опорных каналах и величины кросскорреляционной функции в зависимости от положения шагового двигателя.

#### Radiation Mode (EMP)

Режим предназначен для измерения среднего значения энергии импульса при работе с ФЭУ.

Данный режим используется для измерения параметров излучения. В процессе измерений каждые 20 выстрелов, удовлетворяющих условию дискриминации,

производится расчет усредненного значения сигнала по первому каналу  $X$  и относительной ошибки измерений  $\sigma$ :

$$X = \left| \sum \frac{x_i}{20} \right|,$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (x_i)^2}{(\sum x_i)^2} - \frac{1}{20}}, \text{ где}$$

$x_i$ , - значения сигналов по первому (измерительному) каналу.

По нажатию кнопки «Save» сохраняются измеренные средние значения напряжений в измерительном и опорных каналах и соответствующие им положения шагового двигателя.

#### Ratio Mode (EMP)

Режим предназначен для измерения среднего значения энергии импульса с поправкой на колебания энергии в опорном канале при работе с ФЭУ.

Данный режим используется для измерения параметров излучения с поправкой на колебания энергии в опорном канале. В процессе измерений каждые 20 выстрелов, удовлетворяющих условию дискриминации, производится расчет отношения  $R$  суммы сигналов по первому (измерительному) каналу к сумме сигналов по второму (опорному) каналу:

$$R = \frac{\sum x_i}{\sum y_i}, \text{ где}$$

$x_i, y_i$  – значения сигналов по первому и второму каналам.

Так же производится расчет относительной погрешности измерений  $\sigma$ :

$$\sigma = \sqrt{\left( \frac{\sum (x_i)^2}{(\sum x_i)^2} \right)^2 + \frac{\sum (y_i)^2}{(\sum y_i)^2} - 2 \frac{\sum (x_i y_i)}{(\sum x_i)(\sum y_i)}}$$

По нажатию кнопки «Save» сохраняются измеренные средние значения напряжений в измерительном и опорных каналах и величины отношений суммы сигналов по первому каналу к сумме сигналов по второму каналу в зависимости от положения шагового двигателя.

#### Transparency Mode (CCD Pixis)

Режим предназначен для измерения величины просветления образца при работе с ПЗС-камерой Pixis.

В данном режиме в ходе измерений производится закрытие и открытие выбранного флага после накопления порций из 10 спектров, удовлетворяющих условиям

дискриминации. Производится отдельно расчет средних значений напряжений в опорных каналах и усредненных спектров импульса, соответствующих открытому и закрытому положению флага.

Внешний вид программы WinSpec во время измерений показан на рисунке 3.13. В левом верхнем окне отображается текущий измеряемый спектр излучения, падающего на входную щель спектрографа. В левом нижнем окне «AverageOpenedFlag» показывается усредненный спектр при измерениях с открытым флагом, в правом нижнем окне «AverageClosedFlag» – усредненный спектр при измерениях с закрытым флагом. В правом верхнем окне «Result» отображается результирующее просветление, рассчитанное в каждой точке спектра.

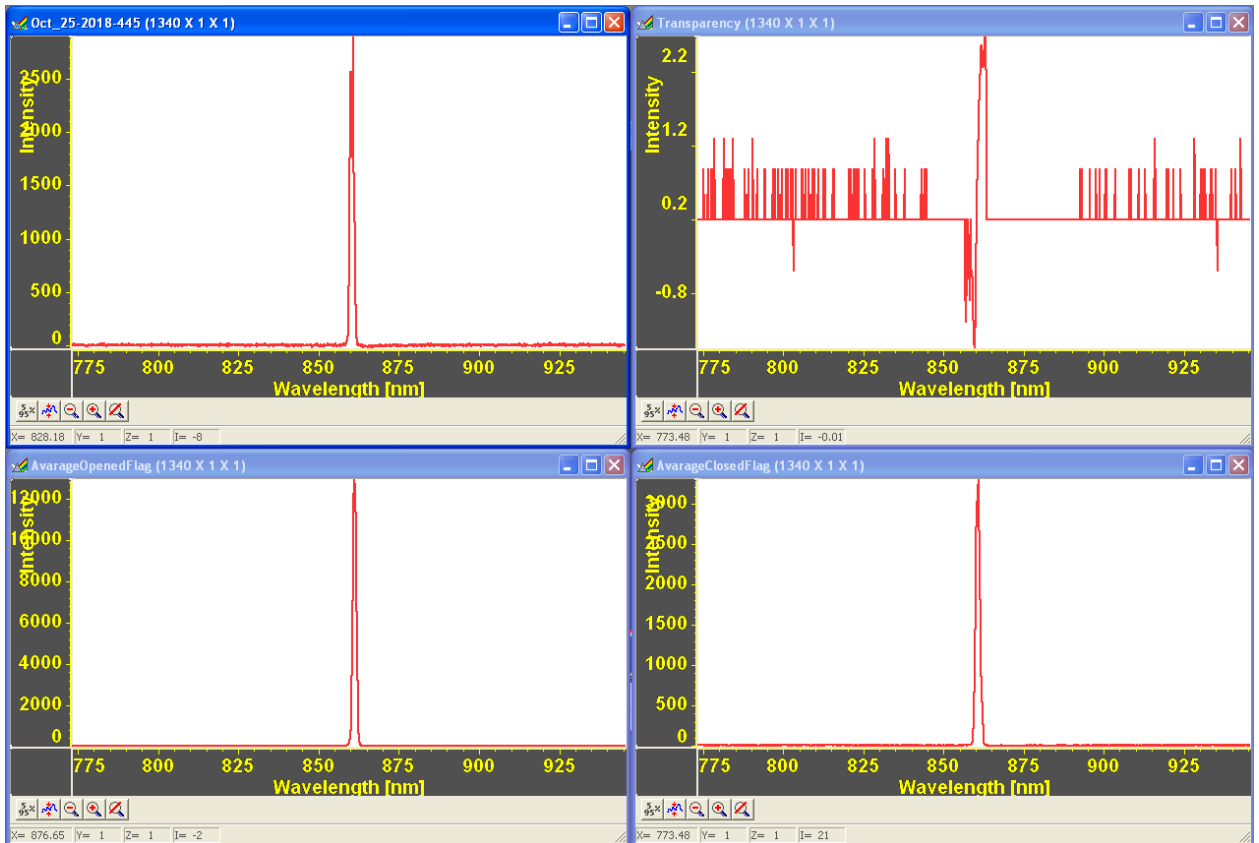


Рис. 3.13. WinSpec в режиме Transparency Mode (CCD Pixis)

Расчет просветления выполняется по формуле:

$$A = \ln \left( \frac{\sum S_i^1 / \sum y_i^1}{\sum S_i^0 / \sum y_i^0} \right), \text{ где}$$

$S_i^1$  - площадь под графиком  $i$ -го спектра импульса при измерении с открытым флагом,

$y_i^1$  -  $i$ -й сигнал по первому (опорному) каналу при измерении с открытым флагом,

$S_i^0$  - площадь под графиком  $i$ -го спектра импульса при измерении с закрытым флагом,  
 $y_i^0$  -  $i$ -й сигнал по первому (опорному) каналу при измерении с закрытым флагом.

Одновременно рассчитывается абсолютная ошибка измерений (среднеквадратичное отклонение)  $\sigma$ :

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (S_i^1)^2}{(\sum S_i^1)^2} + \frac{\sum (y_i^1)^2}{(\sum y_i^1)^2} - 2 \frac{\sum (S_i^1 y_i^1)}{(\sum S_i^1)(\sum y_i^1)} + \frac{\sum (S_i^0)^2}{(\sum S_i^0)^2} + \frac{\sum (y_i^0)^2}{(\sum y_i^0)^2} - 2 \frac{\sum (S_i^0 y_i^0)}{(\sum S_i^0)(\sum y_i^0)}}.$$

По нажатию кнопки «Save» в файл result.txt сохраняются измеренные значения просветлений и соответствующие им положения шагового двигателя. В файл Av\_values.txt – средние значения напряжений в опорных каналах, а также амплитуды и площади под графиком спектра импульса для каждого положения шагового двигателя. В файлы X\_flag\_opened.spe и X\_flag\_closed.spe – усредненные спектры импульсов при открытом и закрытом флаге соответственно (здесь X – числовое значение положения шагового двигателя).

#### Correlation Mode (CCD Pixis)

Режим предназначен для измерения кросскорреляционной функции между зондирующим и возбуждающим сигналами при работе с ПЗС-камерой Pixis.

Режим используется для определения результирующего воздействия на образец двух импульсов одновременно. В ходе измерений каждые 20 выстрелов производится расчет и усреднение кросскорреляционной функции  $G$  и относительной ошибки измерений  $\sigma$ :

$$G = \frac{20 \cdot \sum S_i}{[(\sum y_i) \cdot (\sum z_i)]}$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (S_i)^2}{(\sum S_i)^2} + \frac{\sum (y_i)^2}{(\sum y_i)^2} + \frac{\sum (z_i)^2}{(\sum z_i)^2} - 2 \frac{\sum (S_i y_i)}{(\sum S_i)(\sum y_i)} - 2 \frac{\sum (S_i z_i)}{(\sum S_i)(\sum z_i)} + \frac{1}{20}}, \text{ где}$$

$S_i$  – площадь под графиком  $i$ -го спектра импульса,

$y_i$  –  $i$ -й сигнал по первому (опорному) каналу,

$z_i$  –  $i$ -й сигнал по второму (опорному) каналу.

Внешний вид программы WinSpec во время измерений показан на рисунке 3.14. В верхнем окне программы отображается текущий измеряемый спектр излучения, падающего на входную щель спектрографа. В нижнем окне – усредненный спектр по всем выстрелам, попавшим в окна дискриминации.



Рис. 3.14. WinSpec в режиме Correlation Mode (CCD Pixis)

По нажатию кнопки «Save» в файл result.txt сохраняются измеренные значения кросскорреляционной функции и соответствующие им положения шагового двигателя. В файл Av\_values.txt – средние значения напряжений в опорных каналах, а также амплитуды и площади под графиком спектра импульса для каждого положения шагового двигателя. В файлы X.spe – усредненные спектры импульсов (здесь X – числовое значение положения шагового двигателя).

#### Radiation Mode (CCD Pixis)

Режим предназначен для измерения параметров излучения при работе с ПЗС-камерой Pixis.

Режим используется для измерения параметров излучения. В ходе измерений каждые  $m$  (параметр, задающийся пользователем) выстрелов производится расчет усредненного значения спектра импульса, а также трех отношений:

$$\frac{a_{N-m}}{a_N}, \frac{a_{N-2m}}{a_N}, \frac{a_{N-3m}}{a_N}, \text{ где}$$

$a_i$  – спектр импульса, усредненный за  $i$  выстрелов,

$N$  – общее число выстрелов.



Внешний вид программы WinSpec во время измерений показан на рисунке 3.15. В левом верхнем окне программы отображается текущий измеряемый спектр излучения, падающего на входную щель спектрографа. В левом нижнем окне – результирующий усредненный спектр. В трех правых окнах – приведенные выше 3 отношения.

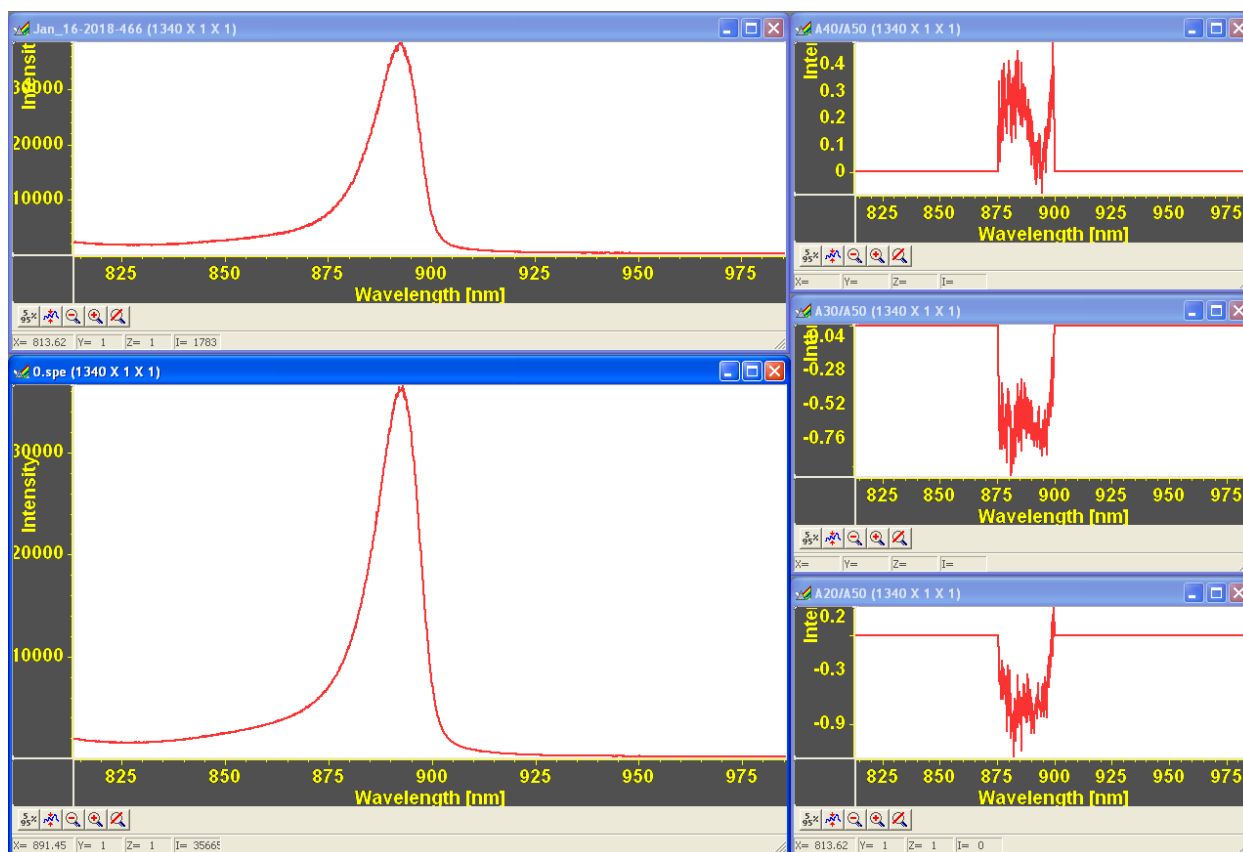


Рис. 3.15. WinSpec в режиме Radiation Mode (CCD Pixels)

Измерения в текущей точке положения шагового двигателя прекращаются, как только каждое из трех этих отношений в каждой точке спектра перестает превышать заданное значение погрешности  $k$ .

По нажатию кнопки «Save» в файл result\_ampl.txt сохраняются измеренные значения амплитуды спектра излучения и соответствующие им положения шагового двигателя. В файл result\_hpl.txt – измеренные значения ширины на полувысоте спектра излучения в зависимости от положения шагового двигателя. В файл result\_square.txt – измеренные значения площади под спектром в зависимости от положения шагового двигателя. В файл Av\_values.txt – средние значения напряжений в опорных каналах, а также амплитуды и площади под графиком спектра для каждого положения шагового двигателя. В файлы X.spe – усредненные спектры излучения (здесь X – числовое значение положения шагового двигателя).

### Ratio Mode (CCD Pixis)

Режим предназначен для измерения параметров излучения с поправкой на колебания энергии в опорном канале при работе с ПЗС-камерой Pixis.

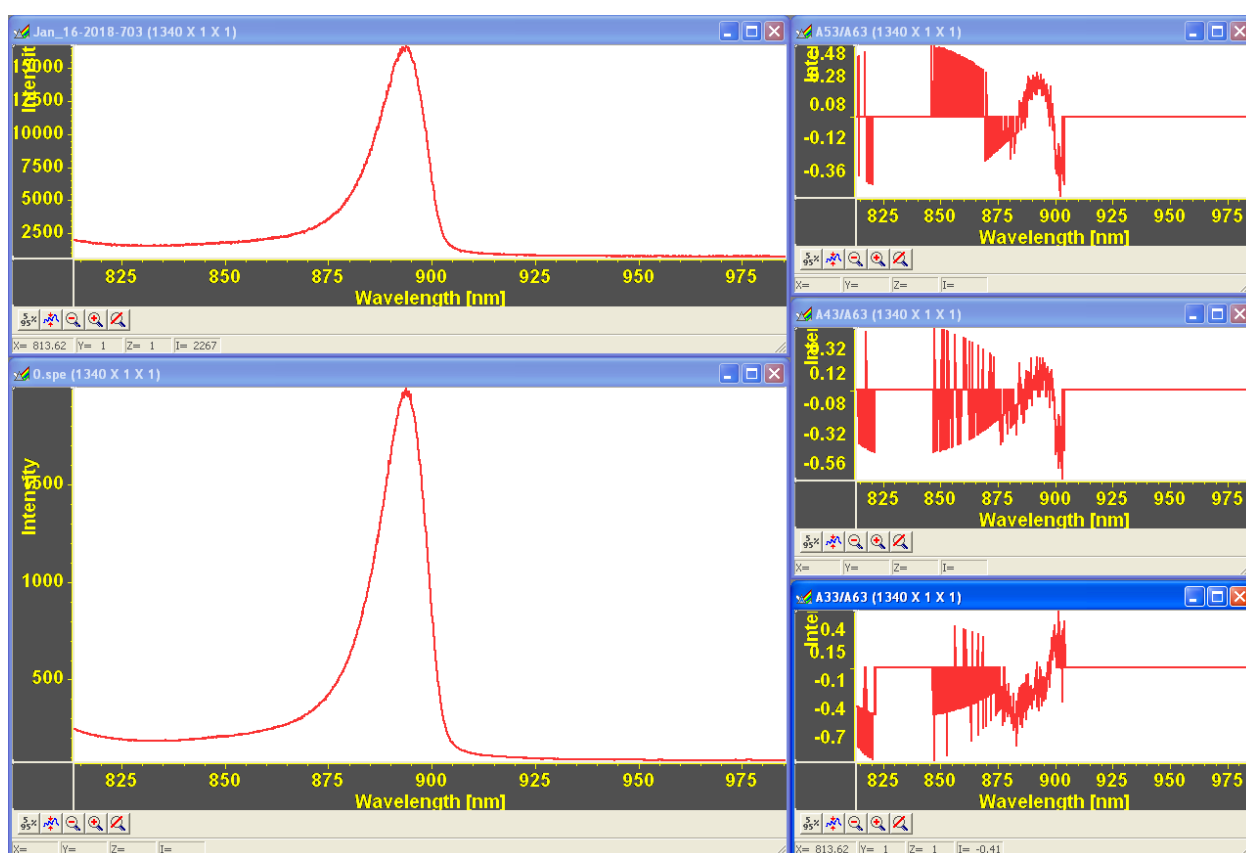
В процессе измерений каждые  $m$  (параметр, задающийся пользователем) выстрелов, удовлетворяющих условию дискриминации, производится расчет отношения усредненного значения спектра излучения к усредненному значению сигнала в первом (опорном) канале, а также трех отношений:

$$\frac{a_{N-m}}{a_N}, \frac{a_{N-2m}}{a_N}, \frac{a_{N-3m}}{a_N}, \text{ где}$$

$a_i$  – результирующий график, усредненный за  $i$  выстрелов,

$N$  – общее число выстрелов.

Внешний вид программы WinSpec во время измерений показан на рисунке 3.16. В левом верхнем окне программы отображается текущий измеряемый спектр излучения, падающего на входную щель спектрографа. В левом нижнем окне – результирующее отношение усредненного спектра к усредненному напряжению в первом (опорном) канале. В трех правых окнах – приведенные выше 3 отношения.



**Рис. 3.16. WinSpec в режиме Ratio Mode (CCD Pixis)**

Измерения в текущей точке положения шагового двигателя прекращаются, как только каждое из трех этих отношений в каждой точке спектра перестает превышать заданное значение погрешности  $k$ .

По нажатию кнопки «Save» в файл `result_ampl.txt` сохраняются измеренные значения амплитуды скорректированного спектра излучения в зависимости от положения шагового двигателя. В файл `result_hpl.txt` – измеренные значения ширины на полувысоте в зависимости от положения шагового двигателя. В файл `result_square.txt` – измеренные значения площади под результирующим графиком в зависимости от положения шагового двигателя. В файл `Av_values.txt` – средние значения напряжений в опорных каналах, а также амплитуды и площади под графиком для каждого положения шагового двигателя. В файлы `X.spe` – усредненные отношения спектра излучения к усредненному напряжению в опорном канале (здесь  $X$  – числовое значение положения шагового двигателя).

#### Transparency Mode (CCD Cool SNAP)

Режим предназначен для измерения величины просветления образца при работе со стрик-камерой в связке с ПЗС-камерой Cool SNAP.

В данном режиме в ходе измерений производится закрытие и открытие выбранного флага после накопления порций из 10 хронограмм, удовлетворяющих условиям дискриминации. Производится отдельно расчет средних значений напряжений в опорных каналах и усредненных хронограмм импульса, соответствующих открытому и закрытому положению флага.

Внешний вид программы WinSpec во время измерений показан на рисунке 3.17. Производится вырезание центральной части хронограммы в соответствии с алгоритмом исключения джиттера. В левом верхнем окне программы WinSpec отображается исходная хронограмма. В правом верхнем – вырезанная. Все дальнейшие численные манипуляции производятся над вырезанной хронограммой. Усредненные хронограммы при измерениях с открытым и закрытым флагом показываются в окнах `AvarageOpenedFlag` и `AvarageClosedFlag` программы WinSpec соответственно.

Расчет просветления выполняется по формуле:

$$A = \ln \left( \frac{\sum S_i^1 / \sum y_i^1}{\sum S_i^0 / \sum y_i^0} \right), \text{ где}$$

$S_i^1$  - площадь под графиком  $i$ -й хронограммы при измерении с открытым флагом,

$y_i^1$  -  $i$ -й сигнал по первому опорному каналу при измерении с открытым флагом,

$S_i^0$  - площадь под графиком  $i$ -й хронограммы при измерении с закрытым флагом,

$y_i^0$  -  $i$ -й сигнал по первому опорному каналу при измерении с закрытым флагом.

Каждые 20 выстрелов, удовлетворяющих условиям дискриминации, рассчитываются 3 отношения:

$$\frac{A_N}{A_{N+20}}, \frac{A_N}{A_{N+40}}, \frac{A_N}{A_{N+60}}, \text{ где}$$

$A_N$  – величина просветления, измеренная за  $N$  выстрелов.

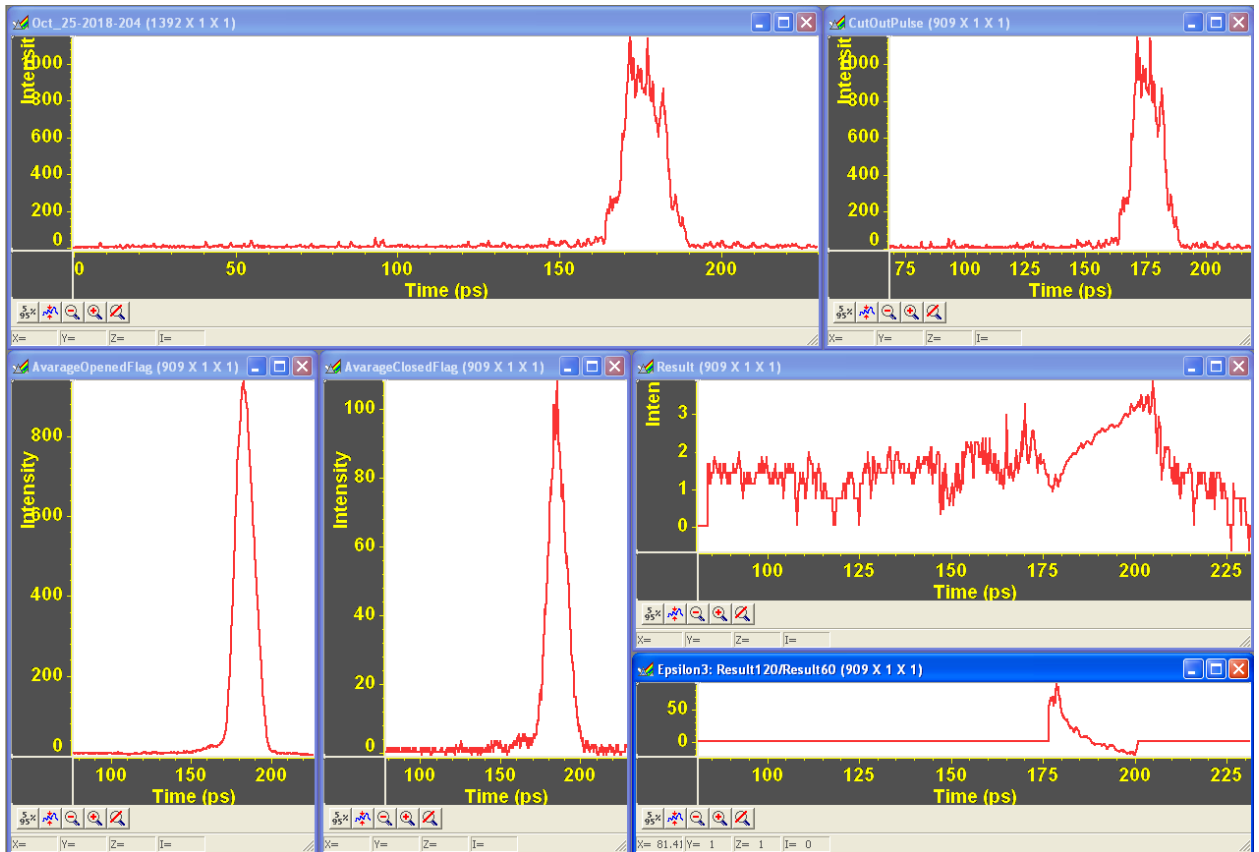


Рис. 3.17. WinSpec в режиме Transparency Mode (CCD CoolSNAP)

Измерения в текущей точке положения шагового двигателя прекращаются, как только максимальная из амплитуд этих трех массивов перестает превышать заданный параметр  $\epsilon$ . Один из трех массивов, обладающий максимальной амплитудой, отображается в окне Epsilon в программе WinSpec. Результирующая кривая – в окне Result.

По нажатию кнопки «Save» в файл result.txt сохраняются измеренные значения просветлений в зависимости от положения шагового двигателя. В файл Av\_values.txt – средние значения напряжений в опорных каналах, а также амплитуды и площади под графиком хронограммы для каждого положения шагового двигателя. В файлы X\_flag\_opened.spe и X\_flag\_closed.spe – усредненные хронограммы излучения при

открытом и закрытом флаге соответственно (здесь  $X$  – числовое значение положения шагового двигателя).

### Correlation Mode (CCD Cool SNAP)

Режим предназначен для измерения кросскорреляционной функции между зондирующим и возбуждающим сигналами при работе со стрик-камерой в связке с ПЗС-камерой Cool SNAP.

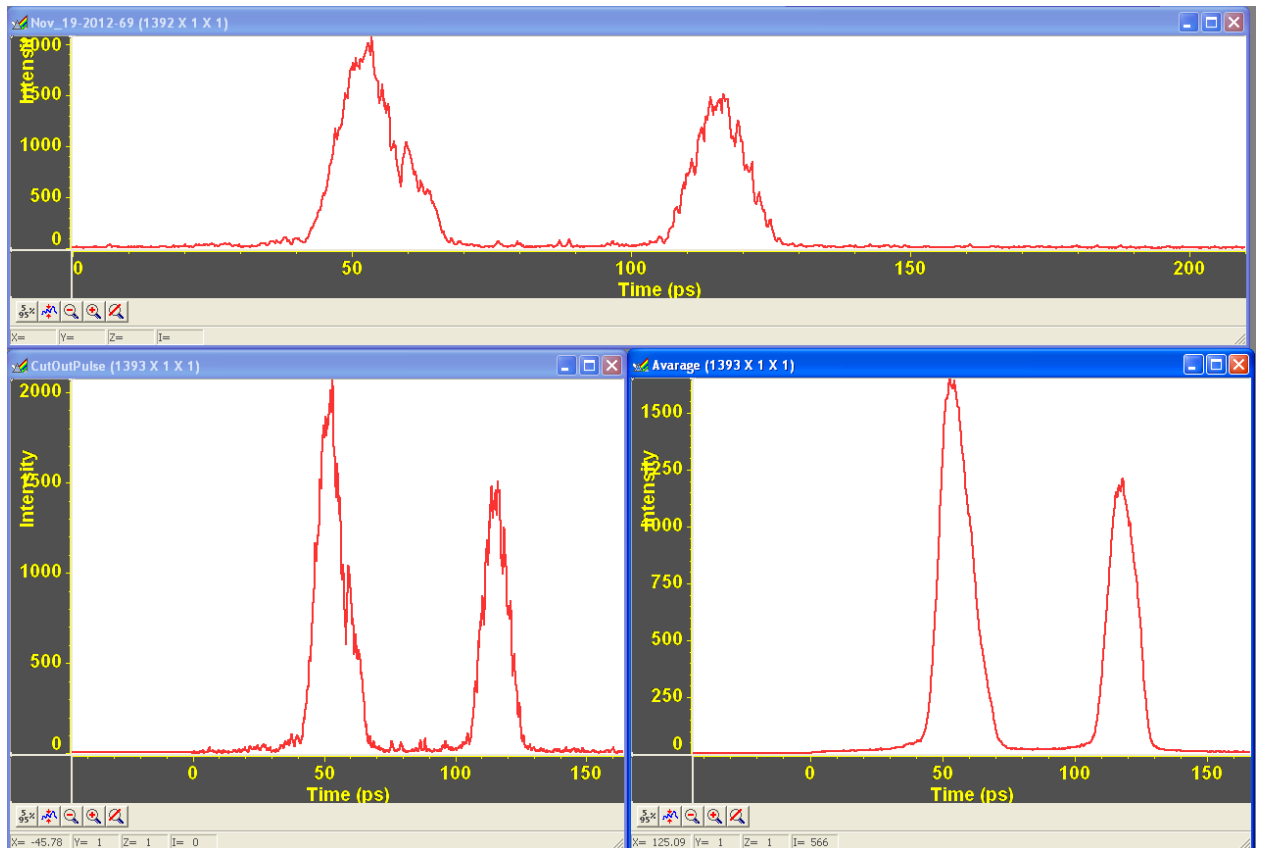


Рис. 3.18. WinSpec в режиме Correlation Mode (CCD CoolSNAP)

Режим используется для определения результирующего воздействия на образец двух импульсов одновременно. В ходе измерений каждые 20 выстрелов производится расчет и усреднение кросскорреляционной функции  $G$  и относительной ошибки измерений  $\sigma$ :

$$G = \frac{20 \cdot \sum S_i}{[(\sum y_i) \cdot (\sum z_i)]}$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum (S_i)^2}{(\sum S_i)^2} + \frac{\sum (y_i)^2}{(\sum y_i)^2} + \frac{\sum (z_i)^2}{(\sum z_i)^2} - 2 \frac{\sum (S_i y_i)}{(\sum S_i)(\sum y_i)} - 2 \frac{\sum (S_i z_i)}{(\sum S_i)(\sum z_i)} + \frac{1}{20}}, \text{ где}$$

$S_i$  – площадь под вырезанным графиком  $i$ -й хронограммы импульса,

$y_i$  –  $i$ -й сигнал по первому опорному каналу,

$z_i$  –  $i$ -й сигнал по второму опорному каналу.

Внешний вид программы WinSpec во время измерений показан на рисунке 3.18. В верхнем окне можно наблюдать хронограмму текущего излучения, падающего на входную щель спектрографа. В левом нижнем окне CutOutPulse – вырезанную в соответствии с алгоритмом ликвидации джиттера хронограмму. В правом нижнем окне Average – ее усредненное по всем выстрелам значение.

По нажатию кнопки «Save» в файл result.txt сохраняются измеренные значения кросскорреляционной функции в зависимости от положения шагового двигателя. В файл Av\_values.txt – средние значения напряжений в опорных каналах, а также амплитуды, площади и ширины на полувысоте под графиком хронограммы импульса для каждого положения шагового двигателя. В файлы X.spe – усредненные вырезанные хронограммы импульса (здесь X – числовое значение положения шагового двигателя).

#### Radiation Mode (CCD Cool SNAP)

Режим предназначен для измерения параметров излучения при работе со стрик-камерой в связке с ПЗС-камерой Cool SNAP.

Режим используется для измерения параметров излучения. В ходе измерений каждые  $m$  (параметр, задающийся пользователем) выстрелов производится расчет усредненного значения хронограммы излучения, а также трех отношений:

$$\frac{a_{N-m}}{a_N}, \frac{a_{N-2m}}{a_N}, \frac{a_{N-3m}}{a_N}, \text{ где}$$

$a_i$  – хронограмма импульса, усредненная за  $i$  выстрелов,

$N$  – общее число выстрелов.

Внешний вид программы WinSpec во время измерений показан на рисунке 3.19. В левом верхнем окне можно наблюдать хронограмму текущего излучения, падающего на входную щель монохроматора. В левом нижнем окне CutOutPulse – вырезанную в соответствии с алгоритмом ликвидации джиттера хронограмму. В центральном нижнем окне Average – ее усредненное по всем выстрелам значение. В трех правых окнах – приведенные выше 3 отношения вырезанных хронограмм.

Измерения в текущей точке положения шагового двигателя прекращаются, как только каждое из трех отношений, приведенных выше, в каждой точке хронограммы перестает превышать заданное пользователем значение погрешности  $k$ .

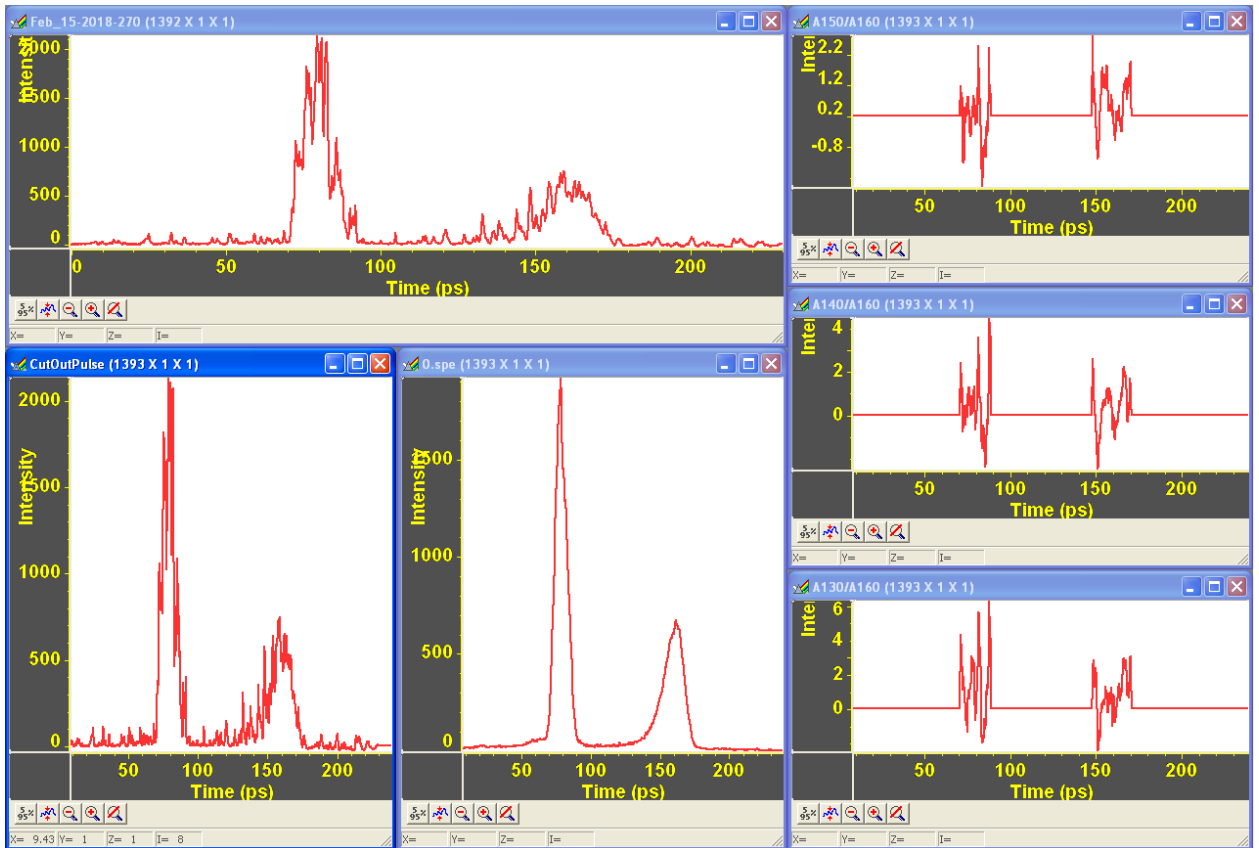


Рис. 3.19. WinSpec в режиме Radiation Mode (CCD CoolSNAP)

По нажатию кнопки «Save» в файл result\_ampl.txt сохраняются измеренные значения амплитуды хронограммы в зависимости от положения шагового двигателя. В файл result\_hpl.txt – измеренные значения ширины на полувысоте. В файл result\_square.txt – измеренные значения площади под хронограммой. В файл Av\_values.txt – средние значения напряжений в опорных каналах для каждого положения шагового двигателя. В файлы X.spe – усредненные хронограммы излучения (здесь X – числовое значение положения шагового двигателя).

#### Ratio Mode (CCD Cool SNAP)

Режим предназначен для измерения параметров излучения с поправкой на колебания энергии в опорном канале при работе со стрик-камерой в связке с ПЗС-камерой Cool SNAP.

Режим используется для измерения параметров излучения с поправкой на колебания энергии в опорном канале. В процессе измерений каждые  $m$  выстрелов производится расчет отношения усредненного значения хронограммы излучения к усредненному значению сигнала в первом (опорном) канале, а также трех отношений:

$$\frac{a_{N-m}}{a_N}, \frac{a_{N-2m}}{a_N}, \frac{a_{N-3m}}{a_N}, \text{ где}$$

$a_i$  – результирующая хронограмма излучения, усредненная за  $i$  выстрелов,

$N$  – общее число выстрелов.

Внешний вид программы WinSpec во время измерений показан на рисунке 3.20. В левом верхнем окне можно наблюдать хронограмму текущего излучения, падающего на входную щель монохроматора. В левом нижнем окне CutOutPulse – вырезанную в соответствии с алгоритмом ликвидации джиттера хронограмму. В центральном нижнем окне RC1 – результирующее отношение усредненной хронограммы импульса к среднему сигналу по первому (опорному) каналу. В трех правых окнах – приведенные выше 3 отношения.

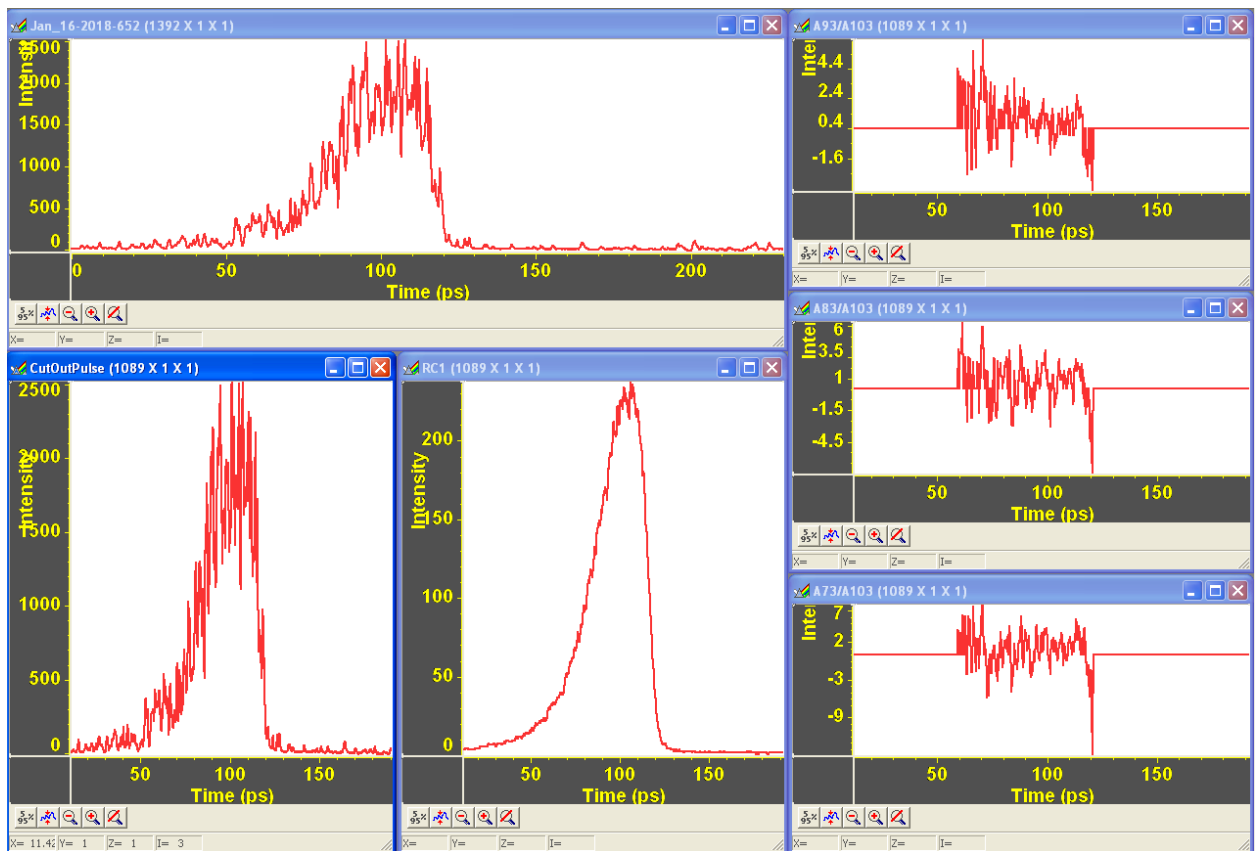


Рис. 3.20. WinSpec в режиме Ratio Mode (CCD CoolSNAP)

Измерения в текущей точке положения шагового двигателя прекращаются, как только каждое из трех отношений, приведенных выше, в каждой точке хронограммы перестает превышать заданное пользователем значение погрешности  $k$ .

По нажатию кнопки «Save» в файл result\_ampl.txt сохраняются измеренные значения амплитуды в зависимости от положения шагового двигателя. В файл result\_hpl.txt – измеренные значения ширины на полувысоте. В файл result\_square.txt – измеренные значения площади под графиком. В файл Av\_values.txt – средние значения напряжений в опорных каналах для каждого положения шагового двигателя. В файлы X.spe –



усредненные скорректированные хронограммы излучения (здесь  $X$  – числовое значение положения шагового двигателя).

### 3.3. Реализованные особенности программы

#### 3.3.1. Измерение ширины импульса на уровне половины амплитуды

При проведении измерений хронограмм излучения возникла задача определения длительности импульса. Длительность определялась по уровню половинной амплитуды (FWHM – full width at half maximum). В случае гладкого импульса измеряется разность между максимальным и минимальным значениями аргумента функции, взятыми на уровне равном половине ее максимального значения.

Из-за существенной изрезанности хронограммы импульса полуширина, рассчитываемая подобным образом, имеет большее значение, чем полуширина гладкого усредненного импульса. Для устранения подобной разности был разработан следующий алгоритм расчета ширины импульса на полувысоте.



Рис. 3.21. Схема определения ширины импульса по уровню половинной амплитуды

Находятся максимальное ( $x_1$ ) и минимальное ( $x_2$ ) значения аргументов функции по уровню половинной амплитуды (рис. 3.21). Определяется среднее арифметическое значение между ними ( $x_3$ ) – условный центр импульса. От этого найденного центра, смещаясь по горизонтальной прямой, совпадающей с уровнем половинной амплитуды влево и вправо, находят точки ее пересечения с хронограммой импульса  $x_4$  и  $x_5$

соответственно. Таким образом, точки  $x_1$  и  $x_4$  являются левой и правой границами пересечения фронта импульса с горизонтальной прямой уровня половинной амплитуды. А точки  $x_5$  и  $x_2$  – левой и правой границами пересечения спада импульса с этой прямой. Находятся средние арифметические значения пар  $(x_1, x_4)$  и  $(x_5, x_2)$ . Именно эти значения и являются началом и концом отрезка, определяющего искомую ширину на полувысоте.

### 3.3.2. Параметры закладки COM-port Control

В процессе проведения эксперимента существует необходимость задания служебных параметров измерений. Эти параметры содержатся в последовательности байт, участвующей в обмене данными между компьютером и устройством сопряжения. Для задания и отображения этих данных служит четвертая закладка программы «Com-port Control» (рис 3.7). Далее будет дано описание назначения каждого из параметров.

#### **Область CCD:**

CCD-Delay – задержка срабатывания механизма считывания данных. Определяется на основании периода следования строб-сигналов. При периоде следования равном 716 рекомендуемое значение CCD Delay – 720.

Timing cycle – отображаемый период следования строб-сигналов. Величина определяется устройством сопряжения.

#### **Область Channel Voltage:**

Channel 1,2,3,4 – в процессе измерений в данных окнах отображаются значения напряжений в соответствующих измерительных каналах.

#### **Область ADC Multiplication Factor:**

Коэффициенты усиления напряжения, встроенного в АЦП усилителя по каждому из измерительных каналов. Значения по умолчанию – 0.5.

#### **Область Flags:**

1, 2 – отмеченная галочка означает закрытый флаг. Снятая галочка – открытый. Параметры используются как для управления состоянием флагов, так и для их отображения в процессе измерений.

#### **Область Strobe:**

Is strobe present – галочка служит для отображения наличия строб-сигнала в последнем выстреле. В случае его отсутствия, данные выстрела не участвуют в расчетах.

#### **Область Shot Number:**

Current point – количество выстрелов, участвующих в расчетах в данном эксперименте.

Discriminized – количество выстрелов, не попавших в расчеты по какому-либо из признаков дискриминации.

**Область Step Motors Control:**

Служит для отображения текущих положений шаговых двигателей, а также для задания их новых значений. Единицы измерений этих величин для первого и второго шаговых двигателей – пикосекунды, для третьего – миллиметры, для четвертого – шаги.

Shift – задание необходимой величины сдвига каждого из шаговых двигателей относительно текущей координаты.

Coordinate – отображение значения текущей координаты. Так же здесь можно задавать новое значение.

Для перемещения двигателя в новое положение необходимо задать величину перемещения в окне Shift и нажать Apply. Двигатель начнет движение, а значение в окне Coordinate изменится на новое.

Для задания нового значения текущему положению шагового двигателя необходимо вместо существующего значения в окне Coordinate вписать новое и нажать Apply. Двигатель останется неподвижным, а его новое положение будет сохранено в файле данных.

**Область Discrimination Flag:**

Отмеченная галочка хотя бы в одном из трех пунктов означает, что последний выстрел не прошел условий дискриминации и не участвует в расчетах.

Point out of range – значение напряжения хотя бы в одном из каналов не попало в заданные границы дискриминации.

Cosmic ray present – в последнем выстреле присутствует острый узкий пик, определяемый специальным алгоритмом как космический луч (см. раздел 3.5) и измерения проводятся в режиме исключения космических лучей.

Max out of ( $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ) range – максимальное значение последнего спектра лежит вне заданного диапазона ( $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ). Используется в режимах Transparency Mode (CCD Pixis) и Correlation Mode (CCD Pixis). Параметры ( $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ) задаются на вкладке «Parameters» до начала проведения измерений.

Для изменения значений любого из параметров на данной закладке необходимо задать новое значение и нажать кнопку «Apply» для вступления изменений силу.

**3.3.3. Алгоритм итерационных расчетов результата с помощью параметров  $\sigma$ ,  $\varepsilon$**

В процессе проведения измерений каждые 20 выстрелов осуществляется расчет измеряемой величины, а также значения среднеквадратичного отклонения ее определения.

Производится сравнение этого отклонения с заданным параметром  $\sigma$ . Если рассчитанное значение перестает превышать параметр  $\sigma$ , либо количество порций по 20 измерений превосходит параметр  $N$ (number of twenties), программа переходит к вычислению относительной ошибки измерений и сравнению ее с аналогичным заданным параметром  $\varepsilon$ . Как только, начиная с третьего сравнения, относительная ошибка перестает превышать  $\varepsilon$ , искомая величина принимается измеренной с заданной точностью, и измерения в данной точке положения шагового двигателя прекращаются. В процессе измерений текущие значения вычисляемых параметров  $\sigma$ ,  $\varepsilon$  и  $N$  можно наблюдать в окне Computation на закладке Result программы.

### 3.3.4. Режимы работы флагов

Выбор режима работы флагов осуществляется до начала измерений на закладке «Parameters» в поле «Flags Mode» и доступен только в режимах измерения просветления. Измерения с использованием флагов осуществляются следующим образом: производится 10 выстрелов, удовлетворяющих условиям дискриминации, с открытыми флагами, затем производится 10 выстрелов, удовлетворяющих условиям дискриминации, с выбранным одним или двумя закрытыми флагами. Затем алгоритм повторяется.

При задании первого режима в процессе измерений производится открытие и закрытие только первого флага. При задании второго режима – и первого и второго флагов одновременно. При задании третьего – только второго. При задании четвертого режима первые 20 выстрелов производится открытие и закрытие первого флага при закрытом втором, вторые 20 выстрелов производится открытие и закрытие второго флага при закрытом первом, третьи 20 выстрелов производится открытие и закрытие первого и второго флагов одновременно. Затем алгоритм работы флагов повторяется.

### 3.3.5. Итерационные расчеты усредненного спектра с использованием параметра $w$

В процессе нахождения погрешности определения усредненного спектра производится деление одного спектра на другой в каждой точке горизонтальной координатной оси. Критерием окончания эксперимента является не превышение значения этого отношения в каждой точке оси абсцисс параметра  $k$ . В граничных областях спектра возможно возникновение ситуации, когда одна малая величина делится на другую малую величину. Результат такого деления может быть достаточно большим. Это затрудняет выполнение заданного условия, и существенно увеличивает время измерений. При этом

ценность экспериментальных данных в граничных областях спектра для экспериментатора невелика.

Для избежания подобного нерационального использования времени и ресурсов экспериментальной установки вводится параметр  $w$ . Расчет отношений спектров производится только в тех точках оси абсцисс, в которых значения сравниваемых спектров равно или превышает  $w$  процентов их максимального значения.

Например, при задании параметра  $w = 0\%$  в расчетах участвует весь спектр;  $w$ , равный 100% соответствует участию в сравнениях единственной точки (максимальному значению спектра). В остальных участках оси абсцисс значения отношений усредненных спектров принимаются равными нулю.

### 3.3.6. Задание маршрута шагового двигателя

Возможность задания маршрута перемещения шагового двигателя в течение цикла измерений существует во всех рабочих режимах. Определение маршрута осуществляется в окне Step Motor на закладке Parameters на этапе задания параметров измерений (рис. 3.3). Маршрут перемещения шагового двигателя задается последовательностью дискретных участков. В первой строке в поле A1 вводится начальное положение шагового двигателя первого участка. В поле A2 – конечное. В поле  $n$  – количество отрезков, на которое разбивается весь текущий участок. После прохождения шаговым двигателем первого участка, происходит перевод двигателя на начало второго участка (заданного в следующей строке) и аналогичные измерения по маршруту второго участка. И так далее по всем участкам (всего не более 10 по числу строк).

Если предполагаемый маршрут разбивается на равные участки, то для задания маршрута достаточно использовать только первую строку. Если все поля остаются пустыми, измерения будут производиться в одной точке текущего положения шагового двигателя.

Кнопка Calculate(A2-A1)/n предназначена для отображения ширины отрезков, на которые перемещается шаговый двигатель на каждом из участков, на которых задается общий маршрут.

## 3.4. Структура программы автоматизации

Программа автоматизации создавалась в интегрированной среде разработки Visual Basic 6.0. Такой выбор связан с тем, что программа для воспроизведения спектров и хронограмм, полученных от ПЗС-камер, WinSpec/32 сопровождается обширной

библиотекой функций Roper Scientific WinX/32 Library для этой среды разработки, предоставляющей богатые возможности для анализа и обработки графических данных.

Первой задачей программы автоматизации является обмен данными с устройством сопряжения. Устройство сопряжения подключается к компьютеру через USB-порт. На компьютере устанавливается программа эмуляции COM-порта. Обмен данными производится посредством чтения и записи последовательности байт в виде строковой переменной. Формат данных, передаваемых от устройства сопряжения и обратно, был подробно описан в разделе 2.9 настоящей диссертации.

Второй задачей программы автоматизации является анализ, обработка и вывод графических данных в программе WinSpec/32 при спектральных и временных измерениях. В зависимости от режима работы происходит формирование необходимого количества окон для отображения графических данных, считывание измеряемого графика (спектра либо хронограммы) из одного из окон, его анализ и обработка в соответствии с поставленной задачей и вывод полученной информации в остальные окна программы WinSpec/32.

Исходный код программы автоматизации разделен на шесть модулей (отдельных файлов программного кода на языке Visual Basic). У каждого из модулей существует свое функциональное назначение:

### 1. Logic

Данный модуль содержит процедуры и функции, реализующие последовательность выполнения программы. В нем производится инициализация исходных данных, управление ходом эксперимента, сохранение полученных экспериментальных данных в файлы, сохранение и считывание служебных параметров проведения эксперимента, отслеживание и прием событий поступления данных от устройства сопряжения через эмулированный COM-порт компьютера, загрузка значений фоновых напряжений в измерительных каналах и фоновых спектров/хронограмм.

### 2. Modes

В модуле Modes содержатся процедуры, выполняющие последовательность действий, свойственных каждому режиму работы программы. Процедуры названы в соответствии с режимом работы. В каждой из процедур данного модуля производится формирование внешнего вида окон WinSpec/32, обработка и отображение поступающих данных, алгебраические расчеты, свойственные выбранному режиму работы.

### 3. CommonCalc

Этот модуль включает в себя процедуры и функции, выполняющие общие для всех режимов работы программы действия. Такие, как определение параметров измеренного

спектра/хронограммы импульса (амплитуды, ширины на полувысоте, площади под графиком), расчет погрешности измерений на основании полученных данных, расчет величины гистограммы распределения напряжений в каналах, определение присутствия космических лучей в спектре импульса, задание маршрута движения шагового двигателя, управление работой флагов, обнуление всех переменных при перезапуске измерений, сохранение промежуточных результатов измерений, расчет средних значений напряжений в измерительных каналах, вырезание импульса из хронограммы при применении алгоритма исключения джиттера, проверка удовлетворения текущего выстрела условиям дискриминации.

#### 4. ComControl

В модуле ComControl производится, во-первых, формирование последовательности байт в виде строковой переменной заданного формата на основании значений глобальных переменных. Эта последовательность байт передается устройству сопряжения. Во-вторых, в нем производится распознавание последовательности байт, полученной от устройства сопряжения и присвоение глобальным переменным программы соответствующих значений.

#### 5. Graphic

Данный модуль отвечает за отображение внешнего интерфейса программы автоматизации. В нем содержатся процедуры и функции, изменяющие внешний вид программы в зависимости от выбора режима работы и полученных экспериментальных данных. Модуль так же отвечает за отображение графиков значений напряжений в опорных и измерительных каналах и график значений измеряемых величин в зависимости от положения шагового двигателя. Так же здесь производится вывод на экран всех измеренных, промежуточных и конечных исследуемых величин.

#### 6. GlobalVar

В данном модуле содержится список всех глобальных переменных, используемых в различных модулях программы. Среди этих переменных присутствуют как конечные измеряемые величины, интересующие экспериментатора, так и результаты промежуточных вычислений, которые требуются для передачи от одного модуля к другому.

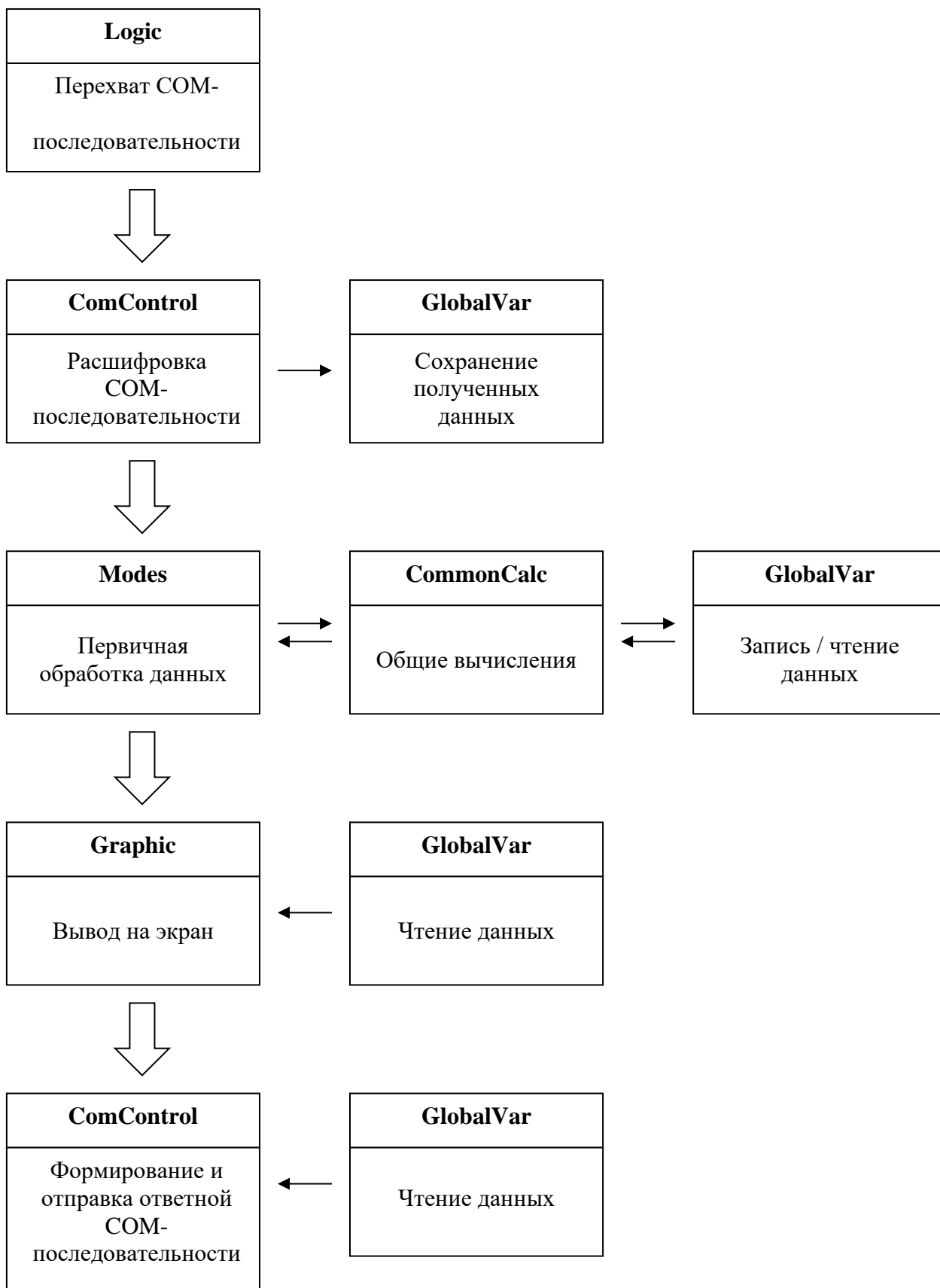


Рис. 3.22. Схема взаимодействия модулей программы



На рисунке 3.22 представлена упрощенная схема взаимодействия модулей программы в процессе измерений. Большими стрелками на ней указывается передача управления ходом программы от одного модуля к другому. Маленькими – направление потока численных данных.

В модуле Logic производится перехват события поступления СОМ-последовательности от устройства сопряжения. Управление передается в модуль ComControl, в котором осуществляется расшифровка этой последовательности и заполнение значений глобальных переменных полученными данными. Затем в модуле Modes функция, соответствующая выбранному режиму работы, осуществляет первичную обработку данных, специфичную для данного режима работы. Все общие вычисления выполняются в функциях модуля CommonCalc, который, в свою очередь, считывает необходимые для расчетов данные и записывает результаты расчетов в модуль GlobalVar. По окончании всех расчетов управление передается модулю Graphic, который, используя новые данные из модуля GlobalVar, осуществляет отображение всех численных и графических данных в программе автоматизации и окнах программы WinSpec. На последнем шаге модуль ComControl, на основании данных, записанных в глобальных переменных, формирует ответную СОМ-последовательность в заданном формате и отправляет ее через эмулированный СОМ-порт устройству сопряжения.

После выполнения этой последовательности действий программа переходит в режим ожидания события поступления следующей СОМ-последовательности от устройства сопряжения. Подобный обмен данными повторяется с частотой выстрелов лазерного комплекса.

### **3.5. Алгоритм исключения влияния космических лучей**

В космическом пространстве присутствуют элементарные частицы, называемые космическими лучами, обладающие высокими энергиями и перемещающиеся со скоростями, близкими к скорости света [64, 65]. Космическое излучение подразделяется на первичное и вторичное. Первичное – высокоскоростные протоны, ядра водорода, гелия, иногда более тяжелых элементов. Источниками таких частиц являются взрывы сверхновых, процессы в нейтронных звездах, галактических ядрах и черных дырах. Достигая атмосферы, частицы сталкиваются с атомами и молекулами воздуха, порождая вторичное излучение. У поверхности Земли оно почти полностью состоит из мюонов, неустойчивых элементарных частиц с отрицательным электрическим зарядом, спином  $1/2$  и массой

примерно в 207 раз большей массы электрона. Около поверхности Земли энергия мюонов составляет порядка 4 ГэВ, что позволяет им проникать на глубину до 700 м. Время жизни мюонов достаточно мало – 2.2 микросекунды. Однако благодаря скоростям, близким к скорости света, из-за эффекта замедления времени специальной теории относительности, они легко обнаружимы у поверхности Земли. Поток мюонов составляет примерно 1 частицу в минуту на квадратный сантиметр поверхности [66].

Космические лучи могут взаимодействовать с кристаллом микросхемы CMOS/CCD-матрицы. Так что, помимо традиционных способов детектирования космических лучей, таких как счетчики Гейгера, в последние годы все чаще используются стандартные фото-видеокамеры, в том числе камеры бытовых смартфонов.

Помимо значительного числа любительских проектов, посвященных детектированию космических лучей с помощью камеры персонального смартфона [67], существуют и централизованные проекты, такие, например, как DECO (Distributed Electronic Cosmic-ray Observatory) [68] в исследовательском Университете Висконсин-Медисон. Его целью является сбор и анализ данных о космических событиях, которые проявляются в атмосфере Земли в виде ливней космических лучей. Данные через интернет поступают с большого числа пользовательских смартфонов со всего земного шара, на которых пользователями было установлено мобильное приложение DECO.

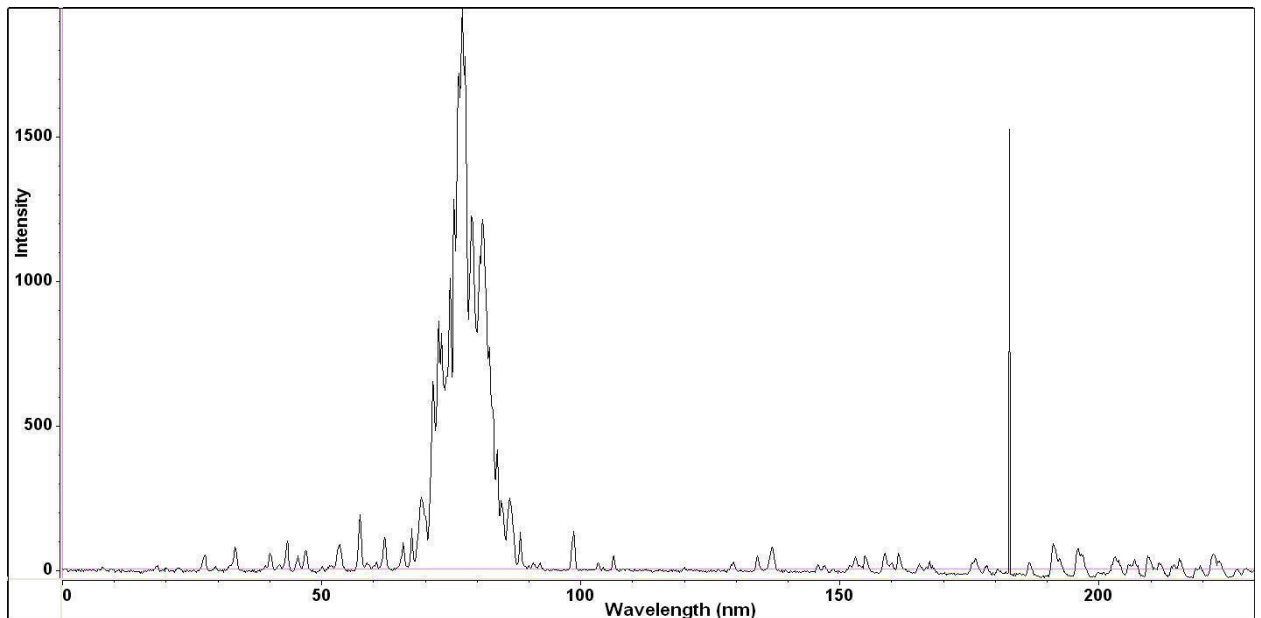


Рис. 3.23. Спектр импульса, содержащий космический луч

В наших же измерениях способность космических лучей взаимодействовать с кристаллом ПЗС-матрицы оказывает негативный эффект. Результатом такого взаимодействия является наличие острых высоких пиков в произвольном месте

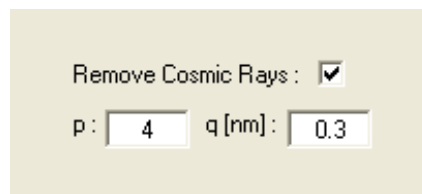
изображения спектра импульса, искажающих реальную картину спектра. На рисунке 3.23 показан пример спектра импульса, в правой части которого присутствует такой острый пик.

Влияние этих пиков может быть весьма значительным, так что даже с учетом усреднения спектра по большому числу выстрелов, космические лучи вносят заметное искажение в конечный спектр измеряемого импульса. В связи с этим при проведении спектральных измерений возникла необходимость избавиться от подобного рода искажений.

Идея решения задачи заключается в том, чтобы определить наличие космического луча в измеряемом спектре и исключить данный спектр из расчетов усредненного значения. При разработке алгоритма определения спектров с космическим лучом используются два важных свойства пиков:

1. Большая амплитуда.
2. Очень малая ширина (1-2 пикселя ПЗС-матрицы камеры),

Во всех спектральных измерениях в режиме on-line производится отображение текущего спектра, а также расчет и отображение усредненного спектра. Поэтому для определения наличия острых пиков существует возможность сравнивать попиксельно каждый последующий измеряемый спектр со средним спектром. Первым шагом является определение наличия некоторого диапазона, внутри которого амплитуда текущего спектра превышает амплитуду усредненного в заданное число раз. Если такой диапазон существует, то производится второй шаг итерации – сравнение ширины этого диапазона со вторым заданным значением. Если ширина не превышает это значение, то данный диапазон определяется как содержащий космический луч. Спектр, содержащий космический луч не участвует в дальнейших расчетах.



**Рис. 3.24. Выбор параметров исключения космических лучей в основной программе автоматизации.**

Данный алгоритм был реализован в основной программе автоматизации. Алгоритм начинает выполняться тогда, когда уже рассчитан усредненный спектр, то есть, начиная со

второго выстрела. Если космический луч возникает на первом же измеренном спектре, когда среднего спектра еще нет, всегда есть возможность перезапустить измерения с начала, без сколь либо заметной потери времени. При проведении спектральных измерений для выполнения алгоритма следует отметить флажок *Remove Cosmic Rays* и выбрать параметры  $p$  и  $q$  (рис. 3.24).

Сначала находятся точки оси абсцисс, в которых значение функции на текущем спектре превосходит значение функции в этих же точках на усредненном спектре более чем в  $p$  раз. Затем сравниваются ширины этих диапазонов с параметром  $q$  (в единицах нанометров). Задачей экспериментатора является подобрать такие параметры  $p$  и  $q$ , чтобы алгоритм отсекал выстрелы, содержащие космические лучи, но при этом не было ложных срабатываний. Опыт показал, что при достаточно широком диапазоне значений этих параметров алгоритм выполняется надежно, даже с учетом высокой изрезанности спектра импульса.

### 3.6. Математический алгоритм устранения джиттера

Данная часть диссертации посвящена разработанному и реализованному алгоритму устранения джиттера, описанному в работе [69].

При прямых измерениях зависимостей интенсивности светового импульса сверхкороткой (пико- и фемтосекундной) длительности от времени с помощью электронно-оптических камер (ЭОК), называемых в дальнейшем хронограммами, возникает проблема случайных отклонений положений фронтов измеряемых импульсов по оси времени. Такие отклонения называются джиттером. Их величина составляла в нашем случае около  $\pm 5$  пс. Основными причинами джиттера являются нестабильность амплитуды и формы импульса, запускающего развертку ЭОК, нестабильность задержки запускающего импульса при его прохождении через элементы цифровых микросхем, задержка импульса и его затухание при прохождении по кабелям и т.д. Джиттер оказывает существенное негативное влияние на работу не только ЭОК, но и многих других современных высокоскоростных цифровых устройств обработки и передачи сигналов [70]. Проявляется в виде нежелательных фазовых или частотных отклонений передаваемого сигнала, что приводит к искажению передаваемой информации. Таким образом, устранение джиттера – одна из основных задач, возникающих при проектировании высокоскоростной цифровой электроники.

Существуют различные устройства, предназначенные для борьбы с эффектом джиттера на аппаратном уровне [71]. В их основе лежит либо применение буферной памяти,

либо систем фазовой автоподстройки частоты, см., например, [72]. Однако подобные способы решения требовали дорогостоящей аппаратной части высокоскоростных цифровых устройств. Поэтому был предложен другой способ устранения джиттера при измерениях огибающей светового импульса пикосекундной длительности с помощью ЭОК, основанный на математической обработке полученных данных.

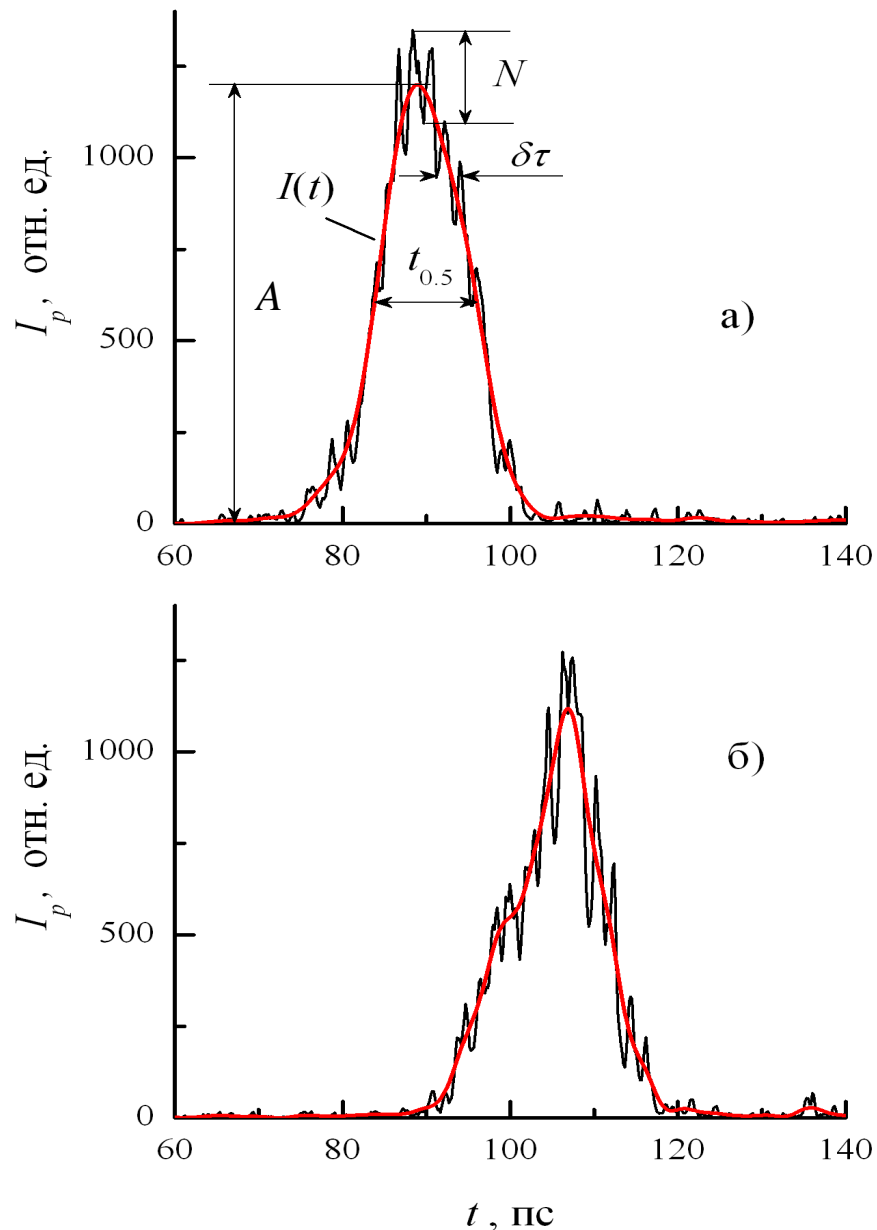


Рис. 3.25.  $I_p = f(t)$  – измеренные хронограммы одиночных световых импульсов.  $I = f(t)$  – сглаженная хронограмма. Описание параметров  $A$ ,  $N$ ,  $\delta\tau$ ,  $t_{0.5}$  дано в тексте.

Задача устранения джиттера возникла при временных измерениях. В том числе проблема проявилась при изучении огибающих световых импульсов накачки и стимулированного излучения пикосекундной длительности, представленных в работе [73].

Стандартная программа WinSpec/32, осуществляющая управление работой стрик-камеры CoolSNAP, дает возможность регистрировать хронограммы в двух режимах: 1) «однократном», при котором на одном снимке присутствует одна хронограмма светового импульса; 2) в режиме суммирования, при котором производится суммирование заданного экспериментатором количества хронограмм и «усредненная» хронограмма отображается на конечном снимке. Примеры измеренных хронограмм одиночного светового импульса накачки, полученных в однократном режиме, приведен на рис. 3.25.

На хронограммах присутствуют шумовые импульсы, значительно искажающие их вид. Причинами этого нестационарного шума являются: неравномерность фотоэмиссии электронов и их рекомбинация в фотокатоде ЭОК, разброс коэффициента умножения в микроканальном усилителе и др. Для оценки погрешности отображения одиночной хронограммой  $I_p = f(t)$  истинного изменения интенсивности света со временем  $I = f(t)$  в измеренном импульсе на рис.3.25а представлены четыре характеристических параметра  $A, N, \delta\tau, t_{0.5}$  [50]. Здесь  $A$  – это амплитуда сглаженной хронограммы  $I = f(t)$  одиночного импульса (сглаживание проводилось по алгоритму быстрого преобразования Фурье с отсечением высокочастотных колебаний (FFT filter)). Сглаженная  $I = f(t)$  и экспериментальная  $I_p = f(t)$  зависимости имеют одинаковую интегральную площадь под кривой.  $N$  – это максимальный скачок интенсивности  $I_p$  на хронограмме. При этом отношение  $A/N$  характеризует максимальную (для данной хронограммы) относительную погрешность измерения интенсивности света в фиксированный момент времени. Параметр  $A/N$  аналогичен широко используемому отношению “сигнал/шум”. Третий параметр  $\delta\tau$  – это максимальная абсолютная погрешность определения момента времени, в который интенсивность света имеет фиксированное значение. Численно  $\delta\tau$  выбирается из хронограммы как максимальная сумма ширин расположенных рядом шумовых пиков, пересекаемых горизонтальной линией  $I_p = \text{const}$ , параллельной оси абсцисс. Этот параметр существенен для оценки погрешности измерения временного хода импульса по фронту и спаду хронограммы, например, в области  $I_p = 0.2A \div 0.8A$ . Параметр  $t_{0.5}$  – длительность импульса (FWHM), определенная по сглаженной хронограмме  $I = f(t)$ . Полученные значения приведенных выше параметров для хронограмм одиночного импульса света, представленных на рис.3.25, даны в таблице 3.1.

Таблица 3.1. Параметры хронограмм импульсов, измеренных в однократном режиме, в режиме суммирования и с применением алгоритма вычитания джиттера.

Режим измерений	$A/N$	$\delta\tau$ , пс	$t_{0.5}$ , пс
однократный	4	3.0	12.3
однократный	2	3.7	11.7
Режим суммирования	16	1.0	24.6
Измерения с вычитанием джиттера	210	0.2	13.7

Изрезанность хронограмм пиками импульсных шумов затрудняет определение формы и основных характеристик измеряемого импульса. Как видно из таблицы 3.1 величина параметра сигнал/шум  $A/N$  мала, что приводит к высокой неопределенности амплитуды хронограммы и, соответственно, длительности  $t_{0.5}$ . Величина  $\delta\tau$  составляет 3 – 4 пс, из-за чего возникает большая неопределенность в форме огибающей измеряемого светового импульса.

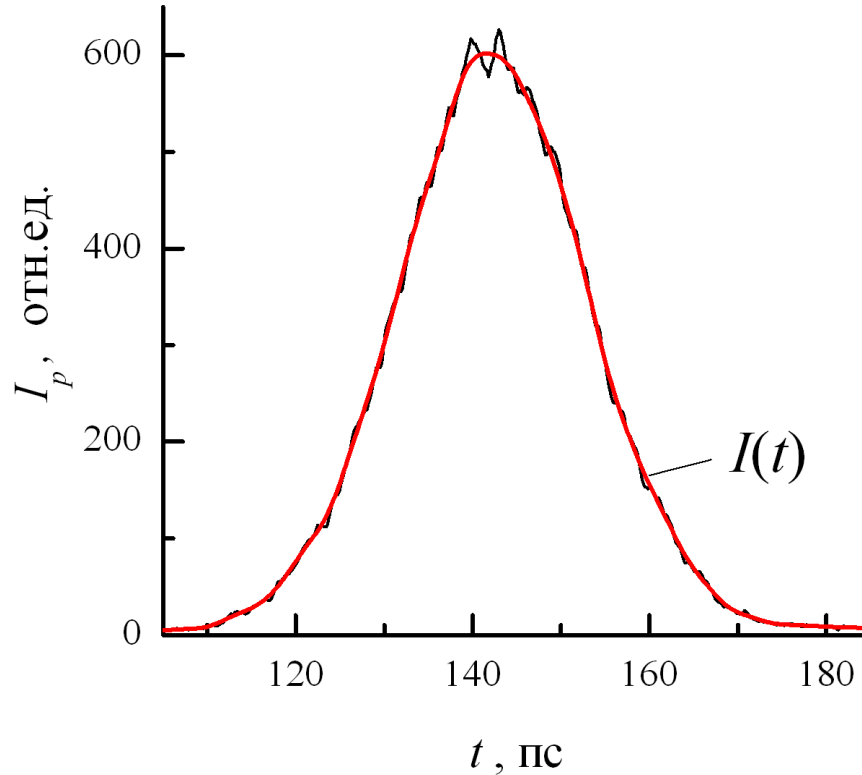


Рис. 3.26. Хронограмма  $I_p = f(t)$ , полученная в результате суммирования 160 одиночных хронограмм импульса накачки.

Для усреднения шумовых импульсов, присутствующих на хронограммах, измеренных в однократном режиме, является естественным измерение хронограмм пикосекундных импульсов в режиме суммирования. Результат такого эксперимента представлен на рис. 3.26.

Как видно из рис. 3.26 хронограмма  $I_p = f(t)$  гораздо менее изрезана шумовыми выбросами и параметр  $A/N$  в 4 раза больше, чем при измерениях в однократном режиме (см. таблицу 3.1). Однако длительность импульса  $t_{0.5}$  в два раза выше измеренной в однократном режиме.

Уширение хронограммы при измерениях в режиме суммирования связано с джиттером, о причинах которого сказано выше. Как видно из рис. 3.25, положение фронтов хронограмм а) и б) не совпадает. Это приводит к увеличению длительности итоговой хронограммы и к искажению всех параметров хронограммы при суммировании. Такой процесс искажения (уширения) формы импульса не несет в себе физического смысла и, следовательно, простое суммирование также не подходит для определения истинной формы хронограммы светового импульса. Для проведения корректной обработки измеренных хронограмм возникает необходимость ликвидации эффекта джиттера. С этой целью был разработан способ устранения джиттера, основанный на математической обработке измеренных хронограмм.

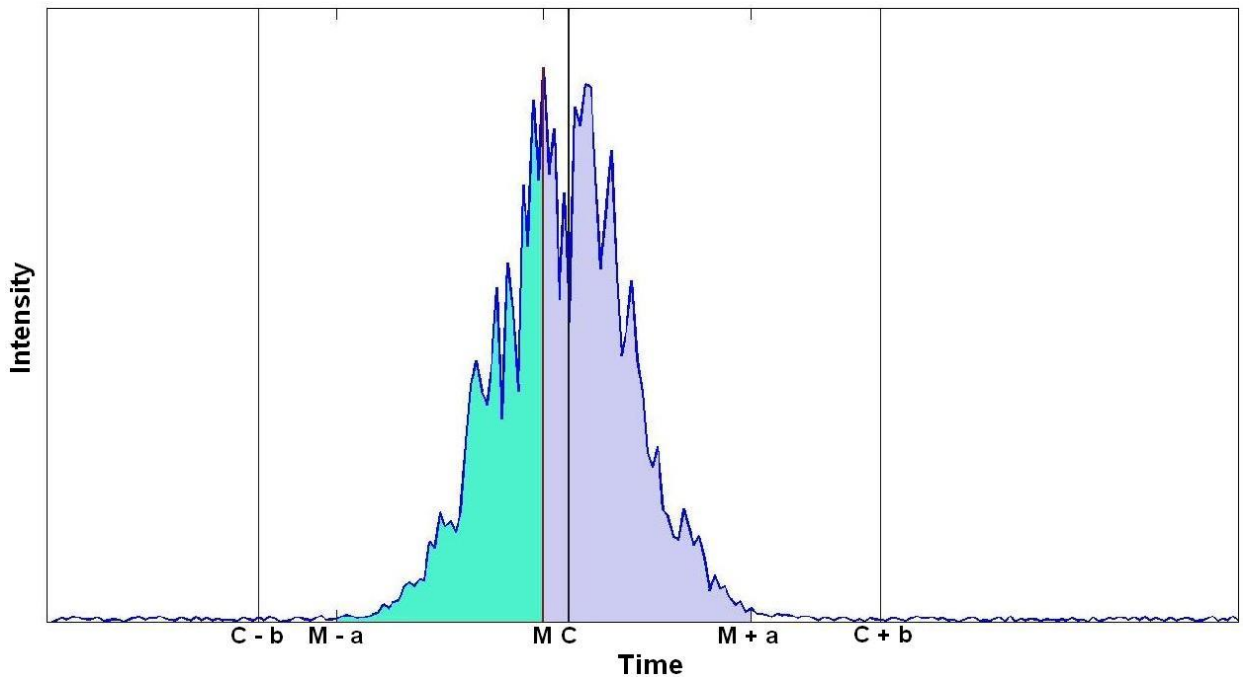
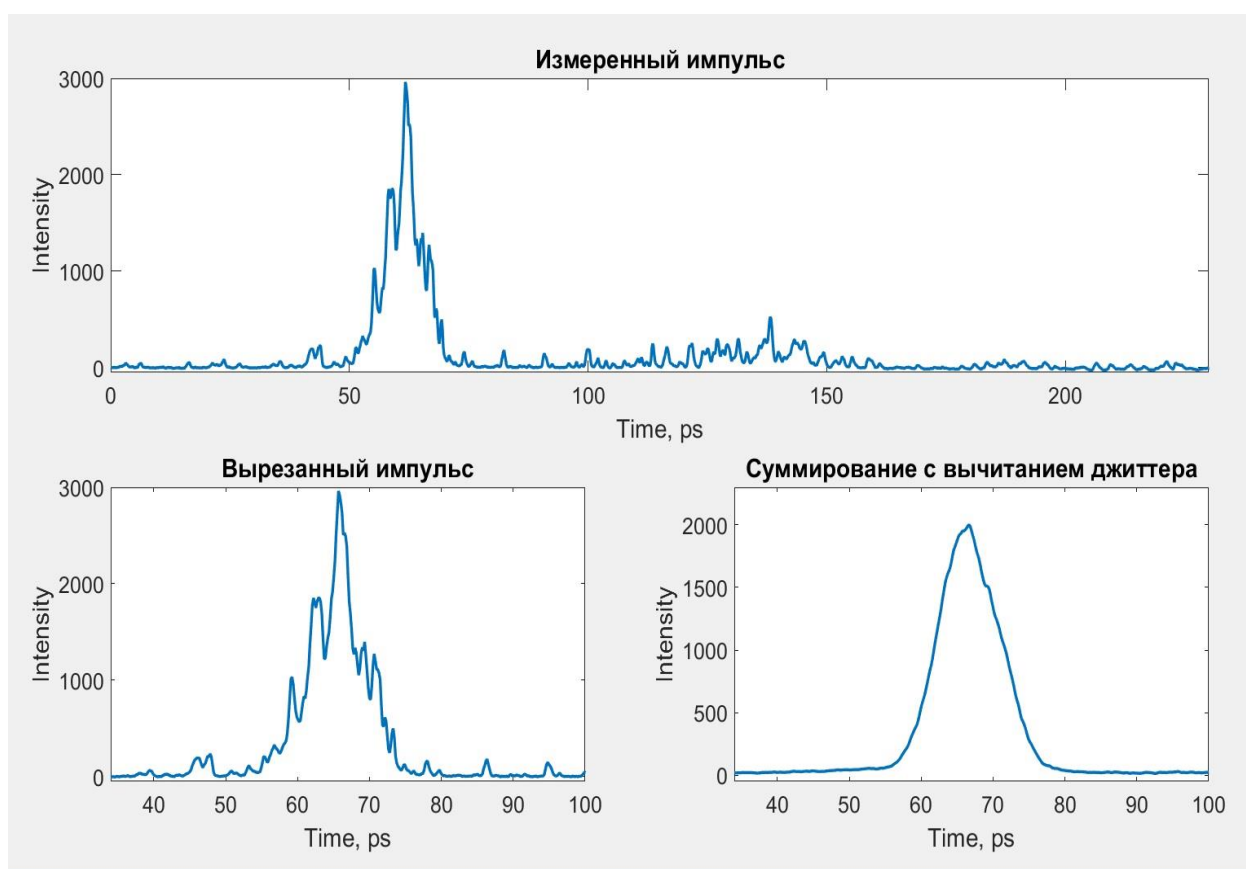


Рис. 3.27. Демонстрация работы алгоритма устранения джиттера.



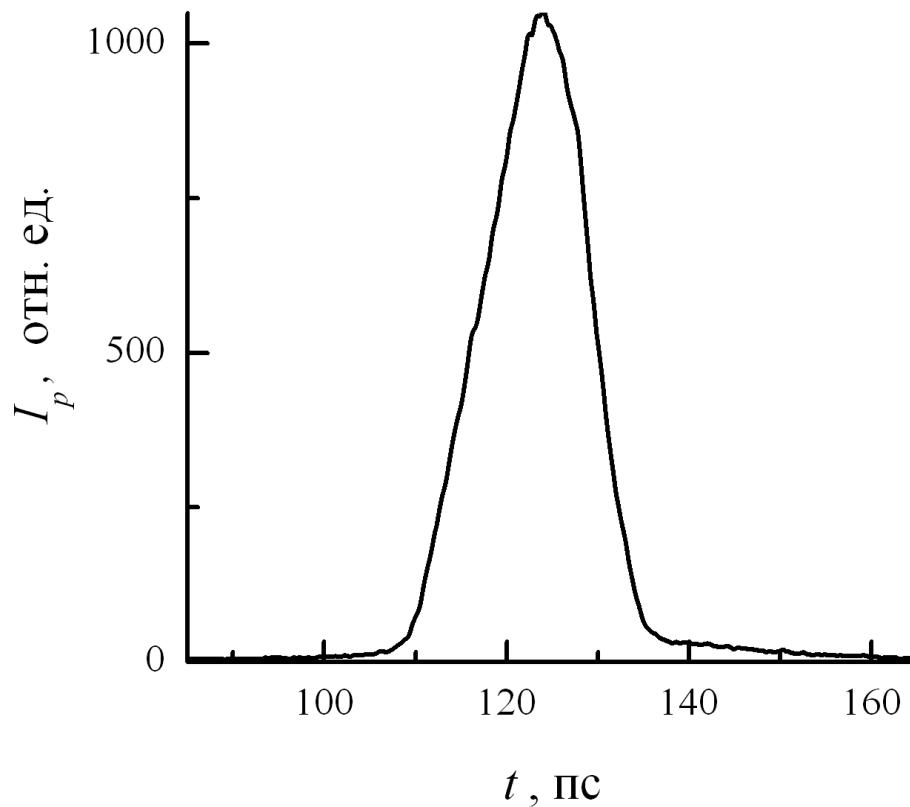
Суть разработанного алгоритма заключается в совмещении хронограмм импульсов по вертикальной линии, условно делящей площадь под графиком каждого импульса на некотором заданном диапазоне на две равные части. Таким образом, задача сводится к нахождению положения этой средней линии на каждой из измеренных хронограмм.

Работа алгоритма демонстрируется на рис. 3.27. Перед началом измерений экспериментатору необходимо выбрать значения  $a$  и  $b$ , такие, чтобы диапазон  $2a$  примерно соответствовал ширине измеряемого импульса по основанию, а диапазон  $2b$  – ширине области, представляющий интерес для исследования и включающий в себя измеряемый импульс. Во время измерений программа, осуществляющая заданный алгоритм обработки экспериментальных данных, находит точку на оси абсцисс, соответствующую значению максимума хронограммы (точка  $M$ ). В диапазоне  $(M - a; M + a)$  рассчитывается площадь под графиком хронограммы. Далее на оси абсцисс определяется значение положения вертикальной линии, делящей эту площадь на две равные части (точка  $C$ ). Вырезается диапазон  $(C - b; C + b)$ . Часть графика, ограниченная этим диапазоном, участвует в дальнейшей обработке данных, в том числе при суммировании хронограмм для нахождения их усредненного значения.



**Рис. 3.28.** Окно измерительной программы в процессе проведения эксперимента при суммировании хронограмм с применением алгоритма исключения джиттера.

На рисунке 3.28 демонстрируется аналог окна программы, которое наблюдает экспериментатор в процессе проведения измерений с применением алгоритма исключения джиттера. На верхнем графике отображается весь измерительный диапазон, содержащий исследуемый импульс. Нижний левый график показывает часть этого диапазона, содержащую измеряемый импульс, вырезаемую из него в соответствии с представленным алгоритмом. Суммирование при нахождении усредненного значения производится только по этим вырезанным импульсам. Результат усреднения отображается в нижнем правом окне программы. Видно, что в результате применения алгоритма при суммировании не происходит искажающего уширения результирующего импульса. Кроме того, усредненный импульс обладает гладкой формой и лишен изрезанности, свойственной исходному импульсу.



**Рис. 3.29.** Хронограмма импульса накачки, полученная в результате суммирования 160 одиночных хронограмм с вычитанием джиттера.

На рис. 3.29 представлена хронограмма светового импульса накачки, полученная в результате суммирования 160 одиночных хронограмм с применением алгоритма исключения джиттера. В эксперименте использовался тот же световой импульс, что и при измерениях хронограмм, представленных на рис. 3.25 и 3.26. Характерные параметры полученной хронограммы приведены в таблице 3.1. Как видим, хронограмма имеет гладкую симметричную форму. При этом для такой хронограммы не требуется

дополнительных математических операций по сглаживанию, чтобы определить ее характерные параметры, поскольку отношение  $A/N$ , характеризующее максимальную относительную погрешность измерения интенсивности света в фиксированный момент времени, очень велико. Длительность импульса определяется однозначно, при максимальной абсолютной погрешности определения момента времени, в который интенсивность света имеет фиксированное значение  $\delta\tau = 0.2$  пс (что фактически соответствует толщине линии графика  $I_p = f(t)$ ).

Как позволяют судить приведенные данные, суммирование с применением алгоритма вычитания джиттера дает хороший результат. Применение разработанного алгоритма приводит к следующему:

- шумовые импульсы, присутствующие на хронограммах, измеренных в однократном режиме, нивелируются. Параметр  $A/N > 200$ , что позволяет однозначно определять основные характерные параметры измеряемого сверхкороткого импульса света;
- максимальная абсолютная погрешность определения момента времени  $\delta\tau$ , в который интенсивность света имеет фиксированное значение, равна около 0.2 пс, что позволяет с высокой точностью определять моменты разгорания и затухания сверхкоротких световых процессов.

Благодаря использованию данного алгоритма впервые удалось определить характерные времена разгорания и релаксации интегрального по спектру стимулированного пикосекундного излучения GaAs, а также отдельных его спектральных компонент; обнаружить переключение спектральных мод стимулированного излучения, вызванное их вынужденным комбинационным рассеянием, и др., см. [73].

### 3.7. Автоматизация работы источников питания оптических усилителей

Как упоминалось в главе 2, в системе оптического усиления для импульсных ламп накачки используются источники питания PS 703TC производства Центра физического приборостроения ИОФ им. А.М. Прохорова РАН (г. Троицк). Коэффициент усиления проходящего через оптический усилитель лазерного импульса определяется напряжением на усилителе, создаваемым источником питания. Во время проведения измерений возможно существенное отклонение энергии сигнала в опорном канале в большую или меньшую сторону от среднего значения заданного диапазона. Такой процесс может быть обусловлен, например, внешним воздействием (изменением температуры, движением воздуха и т.д.). С помощью ручной регулировки напряжения на соответствующем

усилителе экспериментатору требовалось, по возможности, удерживать значение энергии возле заданного значения.

Источники питания PS 703TC имеют возможность электронного управления с использованием интерфейса RS-232. Возникла идея автоматизировать регулировку напряжений на источниках питания с помощью персонального компьютера. Тем самым существенно облегчить работу экспериментатора и повысить уровень контроля над значениями напряжений в опорных каналах.

По нашему запросу представители компании-производителя усилителей предоставили нам документацию, описывающую формат обмена данными с компьютером. Управление производится посредством открытия соответствующего СОМ-порта компьютера и передачи в него последовательности байт определенного вида. В общем виде формат передаваемой команды выглядит следующим образом:

- 0 байт: специальный символ '#',
- 1 байт: число n – номер последнего байта команды, начиная с нулевого,
- 2 байт: символ идентификатора команды,
- 3 - n байты: числовые параметры команды.

Например, последовательность байт, устанавливающая значение напряжения на выходных клеммах источника питания, равное 1000 В, будет выглядеть следующим образом:

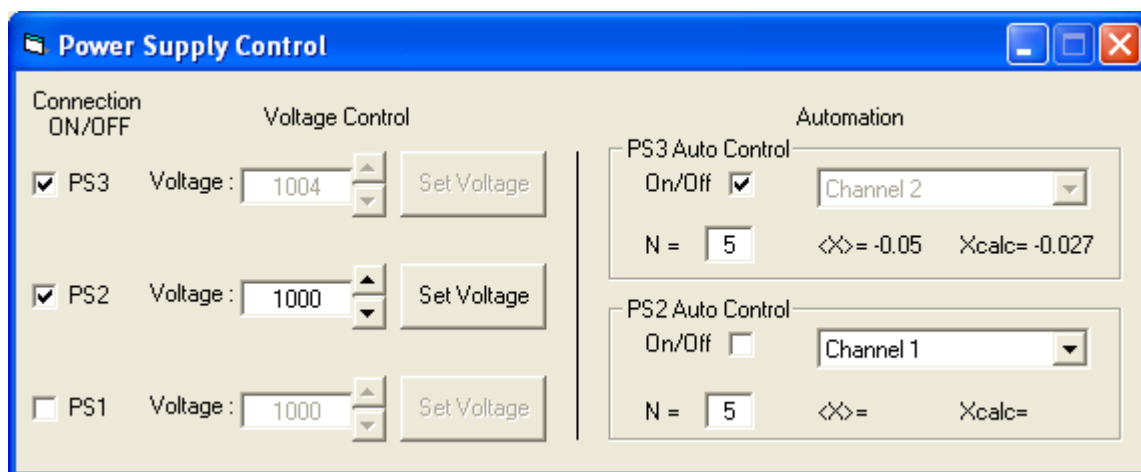
Байт:	0	1	2	3	4
Значение:	'#'	4	'U'	3	232

Здесь второй байт, содержащий символ 'U', соответствует команде задания выходного напряжения. Третий байт соответствует верхнему байту значения 1000 (целочисленное деление  $1000/256$ ), а четвертый байт – нижнему байту (остаток от деления  $1000/256$ ).

В интегрированной среде разработки Visual Basic 6.0 было создано независимое приложение, реализующее, во-первых, электронное управление значениями напряжений на источниках питания и, во-вторых, их автоматическую регулировку для удержания значений напряжений в каналах возле заданного среднего значения.

Внешний вид программы автоматизации представлен на рисунке 3.30. Левая часть окна программы предназначена для ручного управления значениями напряжений. Флажки PS3, PS2 и PS1 соответствуют третьему, второму и первому усилителям соответственно. Для начала электронного управления усилителем требуется отметить соответствующий флажок. Для окончания – снять флажок. После начала электронного управления для

задания требуемого значения напряжения требуется ввести это численное значение в поле Voltage и нажать кнопку Set Voltage. Существует возможность плавной регулировки путем нажатия стрелок вверх и вниз, расположенных возле поля Voltage. Значения напряжений в этом случае изменяется на 2 В вверх или вниз соответственно.



**Рис. 3.30. Внешний вид программы автоматизации работы источников питания оптических усилителей**

Правая часть окна программы предназначена для регулировки напряжения в автоматическом режиме. Такая возможность предусмотрена только для третьего и второго усилителей.

Алгоритм автоматической регулировки заключается в следующем. В основной программе автоматизации для каждого канала создается текстовый файл с названием Kvolt.txt (K – номер канала). Первым числом в этом файле записывается среднее значение между границами дискриминации, вводимыми пользователем. Далее после каждого выстрела в конец файла дописывается измеренное последнее значение напряжения в этом канале. Программа автоматизации работы усилителей считывает данные из этих файлов, рассчитывает усредненное значение за N последних выстрелов и сравнивает его с первым числом в файле. В зависимости от результата сравнения, увеличивает на 2 В (минимальный шаг), уменьшает на 2 В, либо оставляет неизменным напряжение на данном усилителе.

Для начала работы усилителя в автоматическом режиме требуется выбрать канал, соответствующий данному усилителю, задать число N (количество последних выстрелов, по которым рассчитывается среднее значение) и отметить флажок On/Off. Программа начнет автоматически контролировать значение напряжения. В поле <X> отобразится среднее значение между границами окна дискриминации, задаваемыми пользователем. В поле Xcalc – рассчитанное за последние N выстрелов среднее значение. Для окончания работы в режиме автоматической регулировки следует снять флажок On/Off.

В программе реализована защита от некорректной работы. Органы управления становятся активными только тогда, когда их действие имеет смысл. Например, производить ручную регулировку напряжения можно только при отключенном автоматическом режиме и др.

Данная программа в течение продолжительного времени используется при проведении экспериментальных исследований. Результатом ее использования стал, во-первых, более точный контроль над значениями напряжений в опорных каналах, что приводит к сокращению времени измерений и повышению точности. И, во-вторых, заметное облегчение работы экспериментатора.

### **3.8. Измерения диаметра луча лазерного импульса**

При проведении экспериментальных исследований возникла необходимость измерения диаметра луча лазерного импульса. Информация о диаметре луча необходима, во-первых, для определения размеров активной области накачки. Для этого требуется измерить диаметр луча возбуждающего импульса. Во-вторых, для определения площади зондирования единичного выстрела. Для этого требуется измерить диаметр луча пробного импульса.

Ранее для решения подобной задачи использовалась диафрагма с диаметром отверстия 0.1 мм. Диафрагма попеременно с малым шагом смещалась сначала по горизонтальной оси. При этом измерялась величина энергии части импульса, прошедшей через отверстие в каждом его положении. Затем диафрагма устанавливалась в положение с максимальным измеренным значением энергии, и аналогичные измерения проводились со смещением по вертикальной оси. По измеренным данным строился пространственный горизонтальный и вертикальный профиль интенсивности луча. Из-за существенной нестабильности пучка измеренное значение энергии в каждой пространственной точке требовалось усреднять по нескольким десяткам выстрелов. Вследствие этого одно полное измерение диаметра лазерного луча занимало в среднем около одного часа времени. Учитывая тот факт, что при некоторых экспериментальных исследованиях, требуется периодически изменять диаметр луча, каждый раз измеряя его линейные размеры, такой метод измерения оказывался плохо пригодным для работы. Возникла необходимость оптимизации способа измерения диаметра луча.

Идея нового способа измерения заключалась в том, чтобы направлять измеряемый лазерный луч через набор светофильтров непосредственно на светочувствительную матрицу веб-камеры, подключенной к персональному компьютеру. Компьютер в реальном

времени анализирует получаемое от камеры потоковое видео, «отлавливает» изображения выстрелов и по измеренной интенсивности рассчитывает диаметр и другие параметры луча. Таким образом, главной задачей являлось создание программного обеспечения, решающего подобную проблему.

Пакет прикладных программ Matlab содержит специальные наборы инструментов Image Acquisition Toolbox и Image Processing Toolbox, представляющие собой обширный набор эталонных алгоритмов и графических инструментов для получения, обработки, анализа и визуализации изображений. В том числе потокового видео, поступающего от веб-камеры. Благодаря удобству решения таких задач выбор был сделан в пользу пакета Matlab.

Ход выполнения программы может быть представлен следующей последовательностью действий:

1. Определение кадров потокового видео, содержащих изображение измеряемого импульса. Сохранение их в массив данных.
2. Анализ массива на предмет корректности данных. Переформирование массива.
3. Дискриминация по энергии. Переформирование массива из импульсов со значением энергии, находящемся в заданном диапазоне.
4. Расчет параметров усредненного выстрела.

### 3.8.1. Определение кадров, содержащих изображение импульса

В последовательности кадров потокового видео, поступающего от веб-камеры (рис. 3.31), присутствуют интересующие нас кадры, содержащие изображение исследуемого импульса. Первой задачей является определить такие кадры.



Рис. 3.31. Последовательность кадров потокового видео

В процессе измерений производится расчет относительной яркости каждого кадра (отношения суммарной яркости всех пикселей к максимально возможной яркости кадра в целом). Анализируются три последних кадра в последовательности измерений. Если отношения яркости второго кадра к первому и второго к третьему превышает некоторое пороговое значение, то программа считает второй кадр содержащим изображение искомого

импульса. Пороговое значение подбирается экспериментатором в тестовом режиме работы программы и задается в режиме измерений.

Подобный алгоритм определения интересующих нас кадров показал достаточно высокую работоспособность в условиях нестабильной интенсивности лазерного излучения и относительную независимость от условий внешнего освещения в лаборатории.

Кадры потокового видео, содержащие изображения лазерных импульсов, определенные с помощью этого алгоритма, сохраняются в массив данных для дальнейшего анализа и обработки.

### 3.8.2. Анализ массива кадров на предмет корректности данных

В реальных условиях измерений не все кадры, определенные с помощью этого алгоритма и сохраненные в массив, являются корректными. Перед дальнейшей обработкой требуется произвести проверку этих данных.

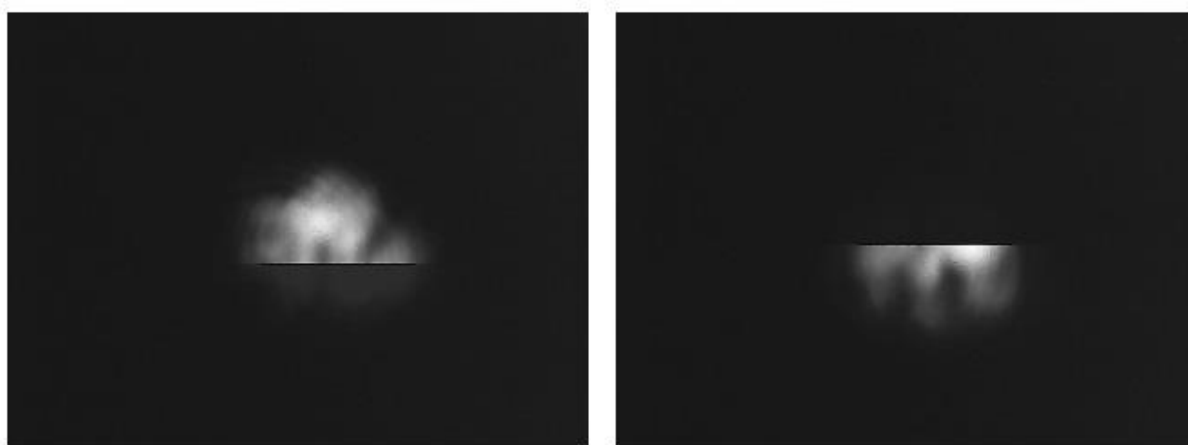


Рис. 3.32. Неполные изображения импульсов

Первая проблема, которая возникает при анализе полученных данных – существование неполных изображений выстрелов (рис. 3.32). Данная проблема связана с тем, что считывание информации со светочувствительной матрицы камеры производится последовательно, поэлементно. Этот процесс аналогичен кадровой развертке в приборах, использующих электронно-лучевую трубку или передающую телевизионную трубку [74]. Измеряемый световой импульс, в свою очередь, имеет очень короткую длительность. Возможна ситуация, когда считывание информации с матрицы при формировании текущего кадра еще не завершилось, а импульс уже прекратил свое существование (рис. 3.32, первый случай). Либо наоборот: импульс падает на матрицу во время процесса считывания с нее информации (рис. 3.32, второй случай). Эксперимент показал, что в

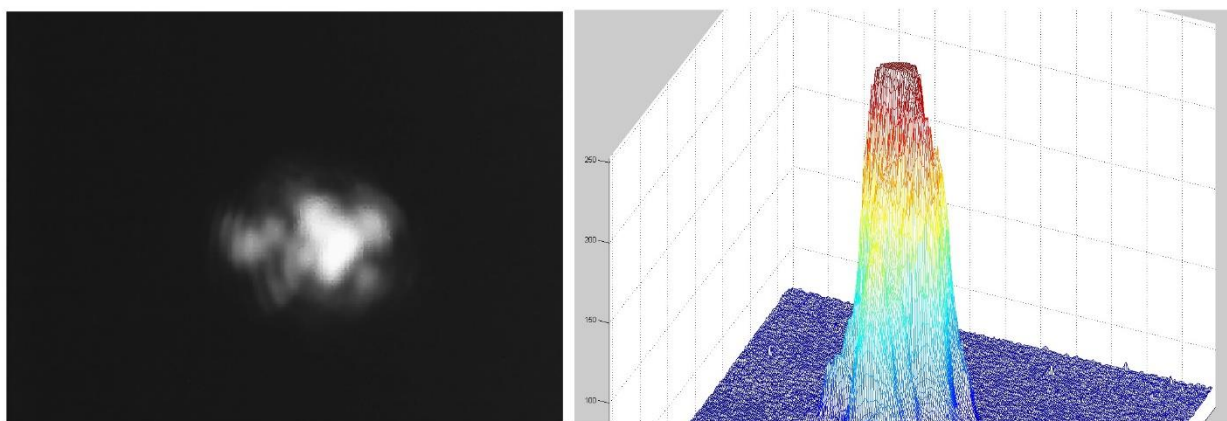


зависимости от размера изображения от 10 до 50% кадров сохраненного массива имеют подобный дефект.

Для выявления кадров с такой особенностью используется следующий алгоритм. Анализируется значение яркости каждой точки массива данных, лежащих в диапазоне со второй по предпоследнюю строку. Это значение сравнивается с яркостью точек, имеющих то же значение координаты абсцисс и отличающимися на 1 значениями ординат. То есть, яркость каждой точки сравнивается с яркостью точек, лежащих выше и ниже данной точки в матрице. Запоминаются те точки, разность яркости которых с верхней или нижней точкой превышает некоторое пороговое значение  $k$ . Если в одной строке находится не менее  $n$  таких точек, то данный кадр рассматривается как имеющий искомый дефект изображения. При подобранных экспериментально значениях  $k = 25\%$  и  $n = 12$  данный алгоритм показал высокую работоспособность при различных параметрах проведения эксперимента.

Кадры, определенные этим алгоритмом, как дефектные, сохраняются в виде графического файла для дальнейшего возможного анализа в отдельную директорию /sorted/ рабочей программы и удаляются из массива изображений импульсов.

Вторая, возникающая при анализе данных, проблема – существование засвеченных изображений. Распределение интенсивности излучения в поперечном сечении изучаемого нами импульса близко по форме к распределению Гаусса. Однако, при слишком высокой интенсивности луча большое количество фотодиодов светочувствительной матрицы, на которые падает излучение различной интенсивности, выдают максимально возможный фототок. Тем самым на графике производится срезание вершины импульса, искажающее форму усредненного импульса (рис. 3.33).



**Рис. 3.33. Засвеченный импульс и трехмерное изображение его вершины**

Подбор светофильтров перед светочувствительной матрицей производится таким образом, чтобы максимальная интенсивность лазерного луча соответствовала максимально

возможному фототоку элемента светочувствительной матрицы, и, по возможности, не превышала это значение. Однако, из-за значительной флуктуации энергии импульсов, такое превышение случается. Поэтому требуется удаление подобных дефектных импульсов для избежания искажения формы усредненного импульса.

Анализируется яркость каждого пикселя. Если изображение содержит не менее 25 точек с максимальной яркостью, то программа определяет это изображение, как засвеченное. Такие кадры сохраняются в виде графического файла для возможного дальнейшего анализа в отдельную директорию /lightstruck/ рабочей программы и удаляются из массива изображений импульсов.

Третья проблема, возникающая при анализе данных – существование пустых кадров. Такая ситуация может возникать, например, в случае, когда общая относительная яркость кадров невысока, а флуктуации яркости, в свою очередь, наоборот, значительны. Другой случай возникновения подобной проблемы – неверный подбор порогового значения определения кадра, содержащего импульс. В этом случае в формируемый массив данных могут попасть кадры, не содержащие изображение выстрела.

Потребовался алгоритм, определяющий кадры, не содержащие изображение импульса, работающий при различных значениях общей яркости картинки. В результате отладки, проводимой при различных значениях энергии импульсов и фоновой освещенности изображений, следующий алгоритм показал хорошую работоспособность.

Первое условие наличия импульса в кадре – разность  $a \geq \max - \text{mean}$ , где  $\max$  – максимальное значение яркости,  $\text{mean}$  – среднее значение яркости, превышающая 30 единиц. Второе условие – существование не менее 25 точек, обладающих яркостью  $b \geq \text{mean} + (\max - \text{mean}) * 0.75$ . Кадры, не удовлетворяющие этим двум условиям, определяются как пустые. Такие кадры сохраняются в виде графического файла для возможного дальнейшего анализа в отдельную директорию /empty/ рабочей программы и удаляются из массива изображений импульсов.

### 3.8.3. Дискриминация по энергии

Измерения диаметра лазерного луча представляют интерес для определенных значений энергии импульсов. В основной программе управления подбирается и устанавливается интересующее значение энергии. В программе измерений диаметра луча перед измерениями задается диапазон значений, для которого будут производиться вычисления параметров. Дискриминация по энергии после очистки массива от дефектных кадров производится следующим образом.

Рассчитывается среднее значение энергии  $\langle E \rangle$  массива кадров. Вычисляются нижняя  $E_1 = \langle E \rangle - \langle E \rangle * dev/100$  и верхняя  $E_2 = \langle E \rangle + \langle E \rangle * dev/100$  границы диапазона, где  $dev$  – заданное пользователем допустимое отклонение от среднего значения (в процентах). Импульсы, с энергией меньшей, чем  $E_1$  и большей, чем  $E_2$  сохраняются в виде графического файла для возможного дальнейшего анализа в отдельные директории /e1/ и /e2/ соответственно, и удаляются из массива изображений. Импульсы с энергией, лежащей внутри диапазона  $(E_1, E_2)$ , сохраняются для возможного дальнейшего анализа в директорию /data/.

### 3.8.4. Расчет параметров усредненного изображения импульсов

После очистки массива от некорректных кадров и дискриминации по уровню энергии производится окончательный расчет и отображение усредненных параметров импульса. Во-первых, вычисляется и отображается усредненное по всему массиву изображение импульса. Далее находятся вертикальная и горизонтальная оси с максимальными суммарными значениями интенсивности излучения. Строятся и отображаются вертикальный и горизонтальный профили луча вдоль этих осей. Рассчитываются количества точек на этих осях, лежащих выше заданного экспериментатором базового уровня, то есть вертикальный  $Dy$  и горизонтальный  $Dx$  «диаметры» луча. После подсчета общего количества точек, лежащих выше базового уровня, по формуле для площади круга  $S = \pi \cdot r^2$  вычисляется «диаметр»  $Ds$ . Суммируя энергии точек со значениями выше базового уровня, находится конечная энергия усредненного импульса.

После всех расчетов в главном окне программы отображается усредненное изображение импульса, его трехмерный пространственный профиль, вертикальный и горизонтальный профили луча, значение энергии, а также откалиброванные значения диаметров  $Dx$ ,  $Dy$  и  $Ds$  (в микрометрах).

### 3.8.5. Ход проведения измерений

Внешний вид программы измерения показан на рисунке 3.34. Перед началом измерений экспериментатору требуется определить пороговое значение относительной яркости кадра, соответствующие наличию изображения выстрела в кадре. После нажатия кнопки Test в основном окне программы начинает отображаться потоковое видео, поступающее с веб-камеры. Каждый раз, когда яркость кадра превышает значение параметра, установленного в поле Peak level, флажок Peak меняет свое состояние на включенное.

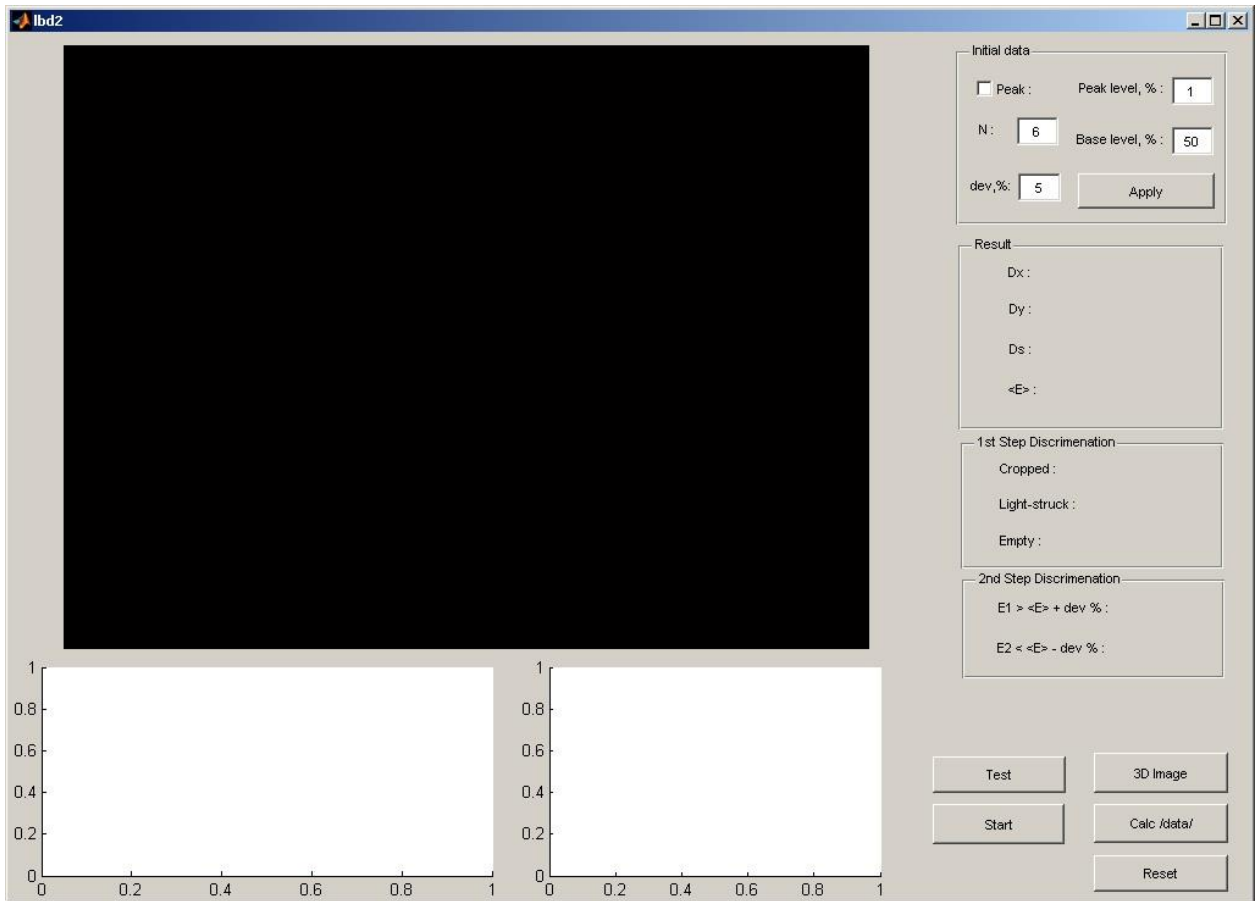


Рис. 3.34. Внешний вид программы измерений

Требуется подобрать такое значение этого параметра (изменяя число в соответствующем поле и нажимая после изменения кнопку Apply), чтобы каждому кадру, содержащему выстрел, соответствовало переключение флажка Peak во включенное состояние. Для этого следует уменьшать текущее значение при наличии изображений выстрелов без переключения флажка Peak, или увеличивать это значение при срабатывании переключения флажка Peak без соответствия выстрелу. После подбора верного значения Peak level для остановки режима тестирования необходимо нажать кнопку Stop (кнопка Test переименовывается в Stop после ее однократного нажатия).

Далее следует задать остальные параметры измерений: N – количество выстрелов, Base level – базовый уровень энергии, по которому рассчитываются параметры импульса, dev – максимально допустимый уровень отклонения энергии от среднего значения. После задания параметров следует нажать Apply для их сохранения в память компьютера.

Для запуска процесса измерений после задания параметров следует нажать кнопку Start. В основном окне программы начнет отображаться текущее потоковое видео с web-камеры. Каждому кадру, определенному алгоритмом программы как содержащему изображение импульса, будет соответствовать переключение флажка Peak. Возле флажка

Peak будет отсчитываться количество сохраненных изображений. По достижении этого количества значения, равного  $N$ , измерения прекратятся. После проведения всех расчетов, описанных в данном параграфе ранее, которые занимают от нескольких секунд до нескольких минут (в зависимости от значения параметра  $N$ ), программа выдаст окончательные результаты измерений (рис. 3.35).

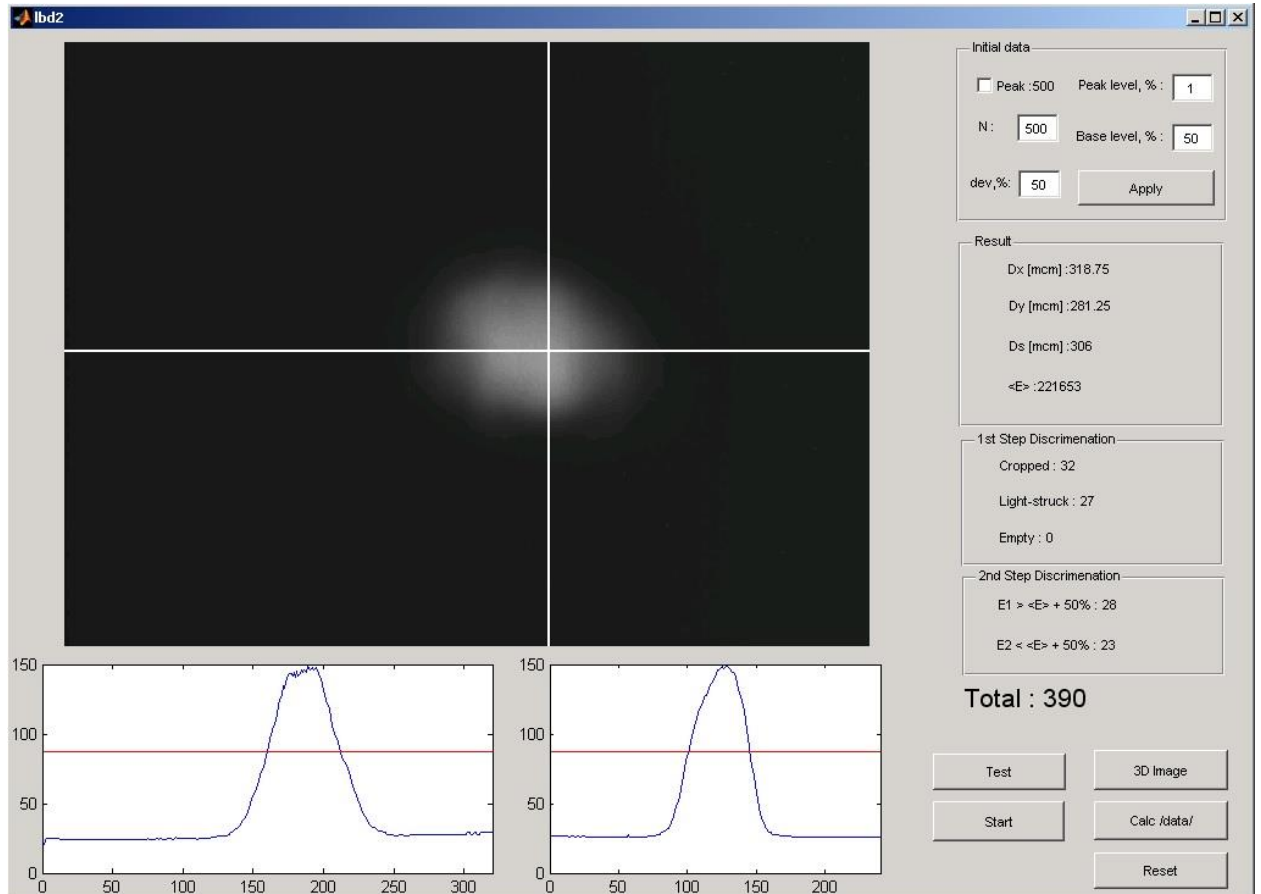


Рис. 3.35. Окончательные результаты измерений. Изображение усредненного импульса.

В основном окне программы представлено изображение импульса, усредненного по всем отображенным выстрелам. Горизонтальной и вертикальной линиями отмечены оси с максимальной суммарной интенсивностью. Ниже показан горизонтальный и вертикальный профили луча вдоль этих линий. Красными горизонтальными отрезками отмечен уровень (в процентах), указанный в параметре Base level. В правой части окна программы в области Result даны рассчитанные параметры импульса:  $Dx$  – «диаметр» луча вдоль горизонтальной оси,  $Dy$  – «диаметр» луча вдоль вертикальной оси,  $Ds$  – «диаметр» луча, рассчитанный по формуле для площади круга,  $\langle E \rangle$  – энергия усредненного импульса. Все эти величины рассчитываются по уровню, заданному параметром Base level. Единицы измерения «диаметров» – микрометры.

В правой части окна программы в области 1st Step Discrimination показана статистика первой стадии дискриминации: *Cropped* – количество нецелых (половинчатых) импульсов, *Light-struck* – количество засвеченных импульсов, *Empty* – количество пустых импульсов. В правой части окна программы в области 2nd Step Discrimination показана статистика второй стадии дискриминации:  $E_1 > \langle E \rangle + dev\%$  – количество импульсов с энергией, превышающей верхнюю границу заданного диапазона значений,  $E_2 < \langle E \rangle - dev\%$  – количество импульсов с энергией, меньшей нижней границы диапазона допустимых значений. Параметр *Total* показывает общее количество отобранных и участвующих в расчетах импульсов.

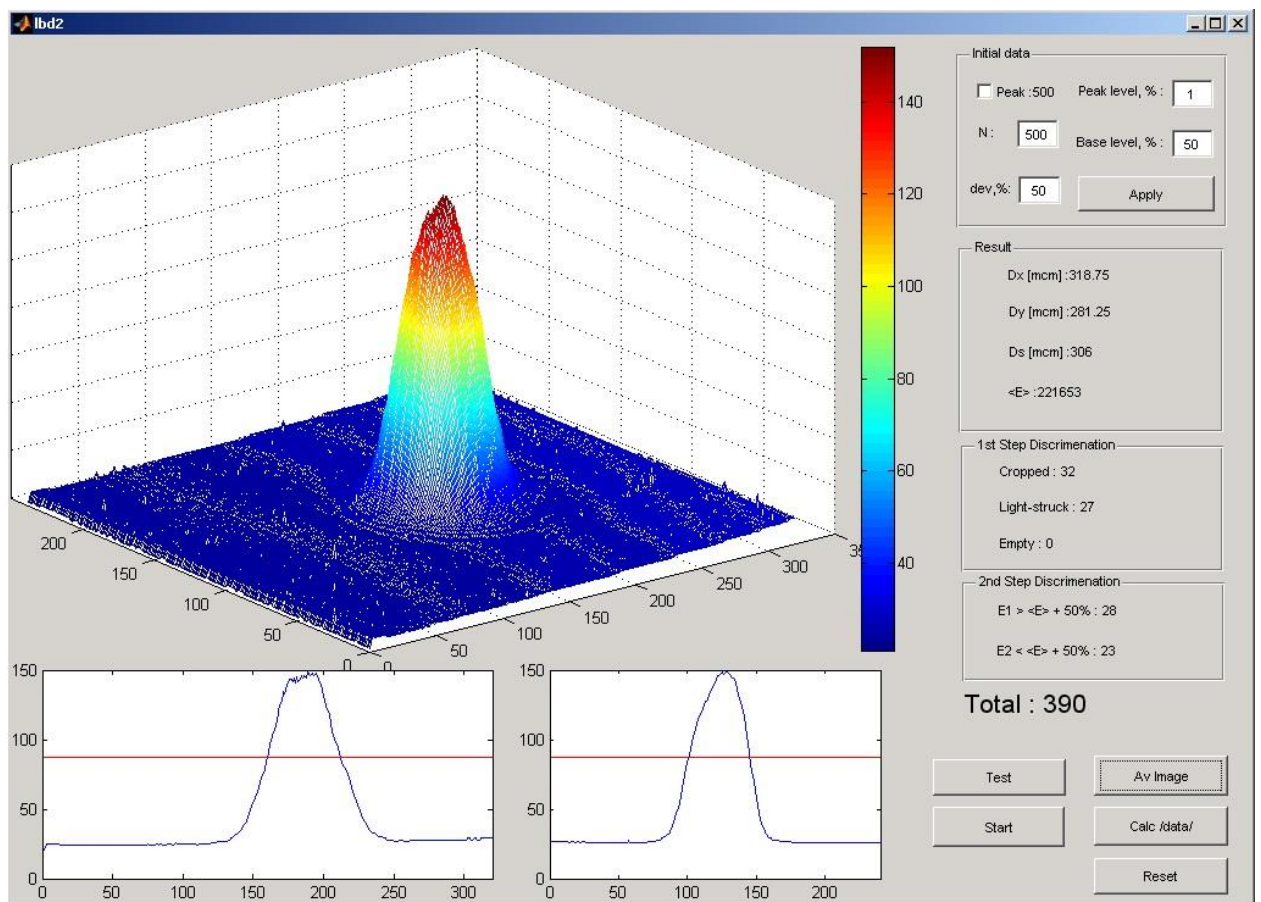


Рис. 3.36. Окончательные результаты измерений. Изображение трехмерного профиля импульса.

Для подробного анализа результата работы программы по окончании измерений все отобранные изображения импульсов сохраняются в виде графических файлов с расширением *jpg* в соответствующую папку рабочей директории программы: изображения, прошедшие все этапы дискриминации и участвующие в окончательных расчетах – в папку */data/*, нецелые изображения – в папку */data\_cropped/*, засвеченные изображения – в папку */data\_lightstruck/*, пустые изображения – в папку */data\_empty/*, изображения с энергией

превышающей верхнюю границу заданного диапазона – в папку /data\_e1/, изображения с энергией меньше нижней границы заданного диапазона – в папку /data\_e2/.

После окончания измерений можно вручную удалять и добавлять файлы изображений в директории /data/. При нажатии кнопки Calc /data/ программа производит расчет изображения и всех параметров усредненного импульса на основании файлов, лежащих в этой директории.

Нажатие кнопки 3D Image показывает трехмерный пространственный профиль распределения интенсивности излучения вместо его двумерного изображения (рис. 3.36). Для возврата к двумерному изображению импульса следует нажать кнопку Av Image (кнопка 3D Image после однократного нажатия преобразуется в Av Image и обратно).

## Глава 4

### Пикосекундные «разгорание» и релаксация интенсивного стимулированного излучения GaAs

#### 4.1. Введение

В данной главе описываются исследования [75], в которых впервые экспериментально было обнаружено возникновение стимулированного излучения в GaAs. Установлено, что его интенсивность возрастает с пикосекундной задержкой относительно фронта мощной пикосекундной оптической накачки, создававшей плотную электронно-дырочную плазму. При спаде накачки интенсивность излучения релаксирует с характерным временем порядка 10 пс.

В исследованиях спектров просветления (возрастания прозрачности) полупроводника GaAs под воздействием пикосекундной оптической накачки, было обнаружено, что плотность  $n = p \geq 1.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и температура  $T_c \geq 25 \text{ мЭВ}$  электронно-дырочной плазмы приблизительно обратимо с инерционностью  $\sim 10 \text{ пс}$  изменяются по отношению к накачке [16, 17]. В качестве одного из предполагаемых объяснений такого изменения плотности ЭДП было выдвинуто предположение о возникновении стимулированного (усиленного спонтанного) излучения пикосекундной длительности в образце GaAs во время накачки [17]. Справедливость этого предположения подтвердилась косвенными методами в дальнейших экспериментах [18, 19, 27]. Так же косвенное подтверждение было получено в результате возникновения стимулированного излучения не позднее 12 пс после накачки фемтосекундным импульсом структуры GaAs / AlGaAs с множественными квантовыми ямами [23]. В работах [18, 27, 29, 31 - 33, 37, 51] были экспериментально исследованы интегральные по времени характеристики пикосекундного излучения GaAs. В работе [31] было обнаружено, что релаксация просветления GaAs, отображавшая преимущественно релаксацию плотности ЭДП, происходила экспоненциально. Из этого следовало, что и рекомбинационное излучение (интегральное по спектру) должно релаксировать экспоненциально с характерным временем  $\tau_\Sigma$ , равным характерному времени релаксации плотности ЭДП  $\tau_r \sim 10 \text{ пс}$ . Как было экспериментально показано в [19], после завершения пикосекундного излучения устанавливается универсальное пороговое состояние ЭДП, при котором температура  $T_c$  становится комнатной, а расстояние между квазиуровнями Ферми электронов ( $\mu_e$ ) и дырок ( $\mu_h$ ) равняется ширине запрещенной зоны  $E_g$ .

В настоящей работе, благодаря последнему усовершенствованию экспериментальной установки и созданию системы автоматизированной регистрации и управления, впервые



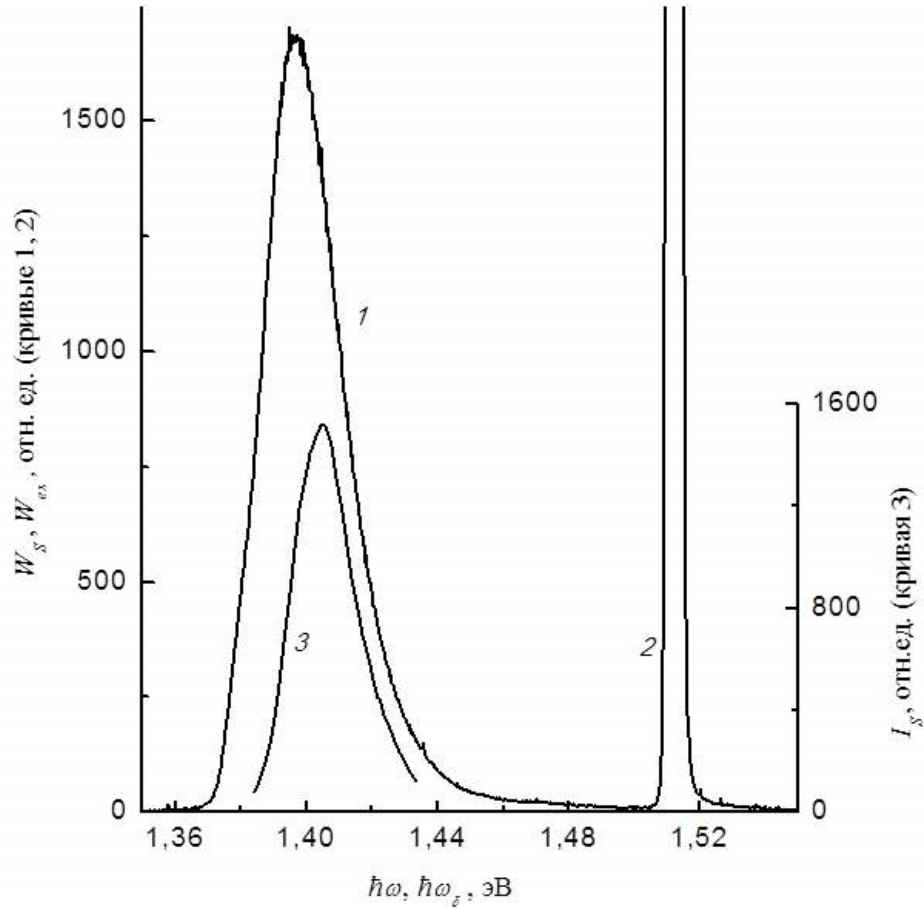
удалось провести прямые измерения изменения излучения со временем. В более ранних работах, начиная с 1985 года, объяснения нелинейных оптоэлектронных процессов, возникающих в GaAs под влиянием собственного пикосекундного излучения и, в свою очередь влияющих на это излучение, строились лишь на основании косвенных признаков. Полученная информация о разгорании, длительности и релаксации различных спектральных компонент излучения, возникающего при накачке GaAs пикосекундными импульсами, представляет существенный научный интерес. Кроме того, она может быть использована при создании мощных полупроводниковых лазеров и суперлюминесцентных диодов, предназначенных для генерации сверхкоротких импульсов.

## 4.2. Эксперимент

Эксперимент проводился при комнатной температуре на спектрофотохронометрическом пикосекундном лазерном комплексе АК-1, подробно описанном в главе 2. Накачке подвергалась изготовленная молекулярно-лучевой эпитаксией гетероструктура  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As-GaAs-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  с толщинами слоев соответственно 1.3-1.5-1.2 мкм, с площадью поверхности  $8 \times 8 \text{ мм}^2$ , освобожденная на площади  $4 \times 4 \text{ мм}^2$  от подложки. Длительность (FWHM) и энергия фотона импульса накачки составляли соответственно  $t_p = 11.3 \text{ пс}$  и  $\hbar\omega_{\text{ex}} = 1.512 \text{ эВ}$ . Диаметр луча накачки (FWHM) равнялся  $D \approx 0.5 \text{ мм}$ . Угол между лучом накачки и нормалью к эпитаксиальным слоям гетероструктуры составлял  $10^\circ$ . На поверхности гетероструктуры, за исключением торцов, было нанесено антиотражающее покрытие, чтобы избежать интерференционных эффектов для накачки и для излучения, не сильно отклоняющегося от нормали к плоскости эпитаксиальных слоев. Как для накачки, так и для излучения, слои  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  являются прозрачными.

Вследствие интенсивной накачки в образце GaAs возникали инверсия населенностей носителей заряда и стимулированное излучение, усиливавшееся главным образом вдоль эпитаксиального слоя. Из-за несовершенства волноводных качеств гетероструктуры часть излучения вытекала через ее поверхность. Часть излучения, распространявшаяся внутри телесного угла  $\Omega = 9 \cdot 10^{-4} \text{ ср}$  с осью, ортогональной поверхности гетероструктуры, направлялась в спектрограф. Для ослабления доли рассеянного в образце света накачки, попадающей в спектрограф, перед его входной щелью был установлен анализатор (призма Глана), настроенный на пропускание излучения с поляризацией, ортогональной поляризации накачки. Интегральные по времени спектр стимулированного излучения и

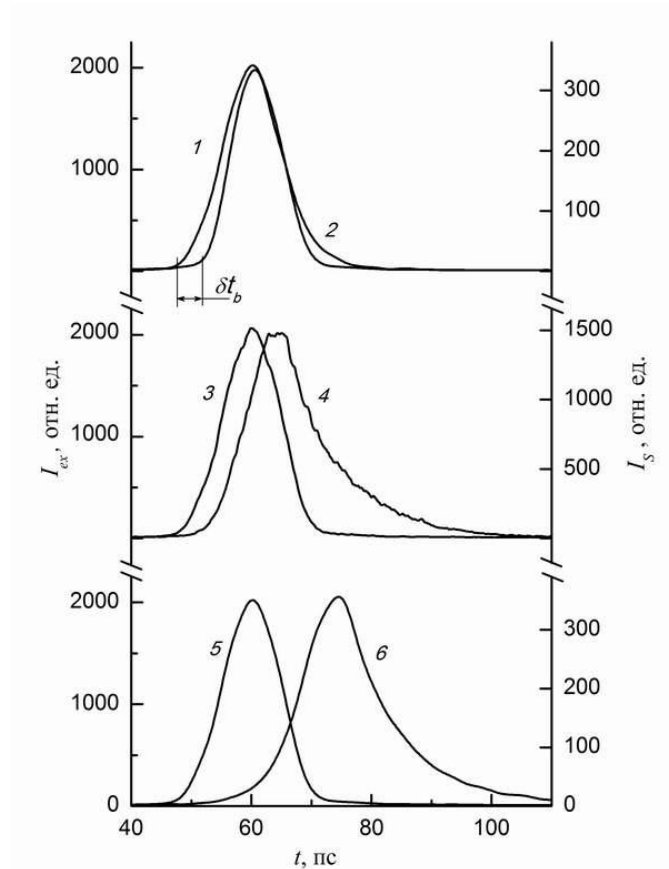
спектр рассеянного образцом света накачки, попадавшего внутрь угла  $\Omega$ , регистрировался с помощью CCD-камеры PIXIS (рис. 4.1).



**Рис. 4.1.** Экспериментальные интегральные по времени спектр стимулированного излучения из GaAs  $W_s$  (1) и основание спектра света накачки  $W_{ex}$  (2) в зависимости от  $\hbar\omega$ , а так же спектр излучения  $I_s$  (3) через 17 пс после начала накачки в зависимости от  $\hbar\omega_0$  (воссоздан по хронограммам излучения с различными  $\hbar\omega_0$ ). Кривым 1, 2 соответствует левая ось ординат, кривой 3 – правая.

При измерении огибающей импульса двойной спектрограф настраивался на работу в режиме вычитания дисперсии. Промежуточная щель между первой и второй ступенями спектрографа выбиралась таким образом, чтобы она пропускала излучение спектральной ширины  $\delta\hbar\omega = 7.6$  мэВ. Через входную щель спектрографа выходила только требуемая для измерения спектральная компонента излучения той же длительности, что и на входе в спектрограф. Эта компонента излучения направлялась в электронно-оптическую камеру, преобразующую зависимость интенсивности излучения от времени в пространственную зависимость интенсивности (хронограмму). Хронограмма регистрировалась CCD-камерой CoolSNAP. Приводимые в данной главе хронограммы были измерены в начальной части динамического диапазона хронометрической системы. В расчет принимались только те

выстрелы, при которых отклонение энергии импульса накачки от заданного значения не превышало  $\pm 5\%$ . Накопление данных продолжалось до тех пор, пока усредненный спектр (или хронограмма) не переставал с точностью 3% зависеть от числа импульсов накачки. При накоплении хронограмм осуществлялась автоматическая компенсация джиттера ЭОК в соответствии с алгоритмом, описанном в главе 3. Сам же джиттер не превышал  $\pm 4.5$  пс. Представление о погрешности измерений ЭОК PS-1/S1 описано в работе [50].



**Рис. 4.2.** Хронограммы импульса накачки  $I_{ex}$  (1, 3, 5) и спектральных компонент стимулированного излучения  $I_s$  при  $h\omega_\delta = 1.429$  эВ (2), 1.403 эВ (4), 1.384 эВ (6). Хронограммы 3, 4 – экспериментальные, остальные – экспериментальные, подвергнутые сглаживанию. Кривым 1, 3, 5 соответствует ось ординат слева, кривым 2, 4, 6 – справа.

На рисунке 4.2 представлены хронограммы излучения с различными значениями  $h\omega_\delta$  вместе с хронограммами импульса накачки ( $h\omega_\delta$  – энергия фотона в середине интервала  $\delta h\omega$ ). На графиках видно, что излучение разгорается, и его интенсивность  $I_s$  растет с пикосекундной задержкой относительно фронта импульса накачки. Определялись две временные задержки между накачкой и излучением. Во-первых,  $\delta t_b$  – задержка разгорания излучения (рис 4.2). Моментом начала накачки и разгорания излучения условно принимались точки максимальной положительной кривизны фронта накачки и излучения.

Во-вторых,  $\delta t_m$  – интервал между моментами времени, на которые приходится соответственно максимум интенсивности импульса накачки и максимум интенсивности излучения. Зависимость величин задержки  $\delta t_b$  и  $\delta t_m$  от энергии фотона  $\hbar\omega_\delta$  представлены на рисунке 4.3. Стоит отметить, что измерения проводились при таких значениях  $\hbar\omega_\delta$ , при которых отношение сигнал/шум позволяло получать достоверную информацию.

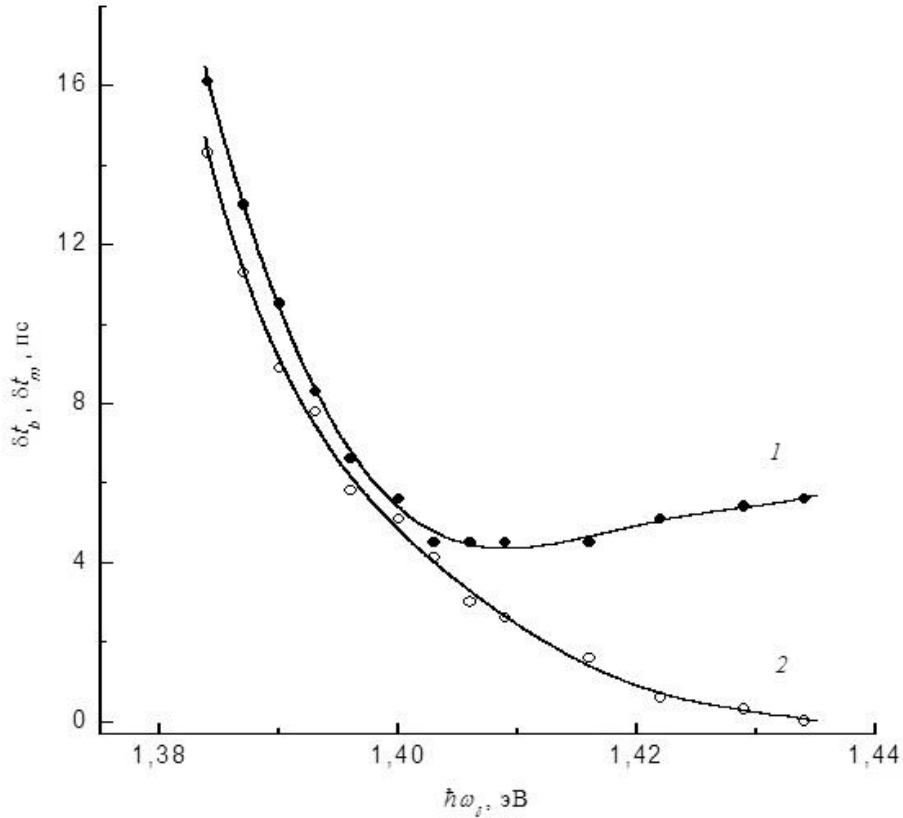


Рис. 4.3. Задержки  $\delta t_b$  (1) и  $\delta t_m$  (2) в зависимости от  $\hbar\omega_\delta$ . Линии проведены через экспериментальные точки.

Как и предполагалось ранее, релаксация излучения происходила по экспоненциальному закону. Ее характерное время составляло  $\tau_\Sigma = 12$  пс. Было обнаружено, что характерное время релаксации  $\tau_s$  для различных спектральных компонент различно (рис 4.4). Время  $\tau_s$  и длительность (FWHM)  $t_{0.5}$  импульса отдельной спектральной компоненты излучения являлись немонотонными функциями  $\hbar\omega_\delta$  (рис 4.5).

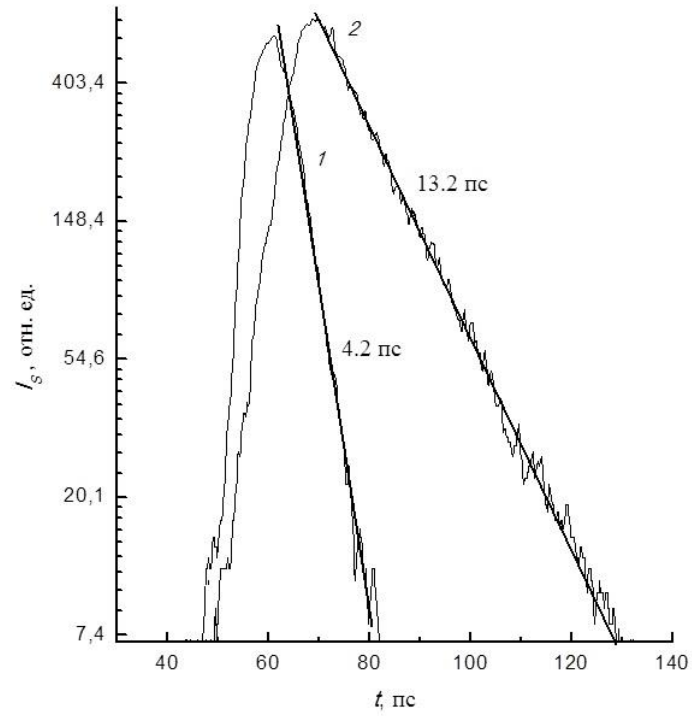


Рис. 4.4. Экспериментальные хронограммы спектральных компонент стимулированного излучения при  $\hbar\omega_\delta = 1.429$  эВ (1),  $\hbar\omega_\delta = 1.390$  эВ (2). К спадам хронограмм проведены касательные линии, справа от которых указаны соответствующие им значения  $\tau_s$ .

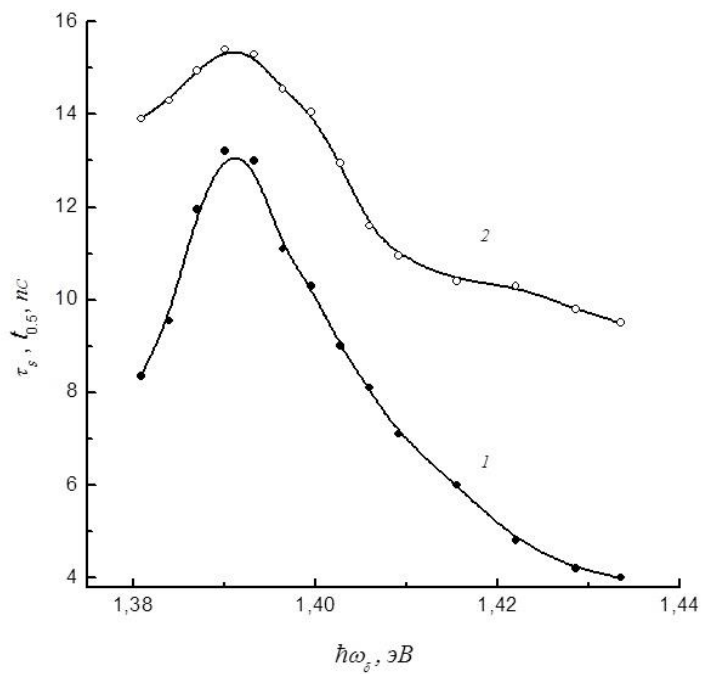


Рис. 4.5. Зависимости характерного времени релаксации  $\tau_s$  (1) и длительности импульса (FWHM)  $t_{0.5}$  (2) спектральной компоненты стимулированного излучения от  $\hbar\omega_\delta$ .

Для того, чтобы избежать влияния остатков шумов на усредненных хронограммах, при определении времен  $\delta t_b$ ,  $\delta t_m$ ,  $\tau_s$ ,  $\tau_\Sigma$  и  $t_{0.5}$  хронограммы подвергались сглаживанию. Сглаживание производилось по алгоритму быстрого Фурье-преобразования с отсечением высокочастотных колебаний (FFT-фильтр). Для получения верного представления о результате сглаживания хронограмм накачки и излучения, относящегося к разным участкам спектра, хронограммы 3 и 4 на рисунке 4.2 и хронограммы 1 и 2 на рисунке 4.4 приведены без сглаживания, а хронограммы 1, 2, 5, 6 на рисунке 4.2 – после сглаживания.

### 4.3. Обсуждение результатов

Как было показано в [51], чем больше дефектов кристаллической решетки образовывалось при облучении образца в предыдущих опытах, тем больше край интегрального по времени спектра излучения сдвигался в длинноволновую сторону при одной и той же накачке. В данной работе оцениваемая таким образом дефектность образца, значение разности  $\hbar\omega_{ex} - E_g$ , энергия накачки, величина  $\delta\hbar\omega$  принимали такие значения, что не возникали более тонкие эффекты, которые мешали бы определению исследовавшихся характеристик. В то же время, чем больше дефектность образца, а, следовательно, и несовершенство его волноводных свойств, тем большая часть излучения выходит перпендикулярно плоскости гетероструктуры. А это, в свою очередь, обеспечивает возможность исследовать излучение, выходящее преимущественно из активной области, с минимальной долей изменений, возникающих при прохождении через пассивную область образца.

С помощью оценок, аналогичных выполненным в работе [19], разберем, можно ли измеренное излучение рассматривать как стимулированное (усиленное спонтанное). Скорость спонтанной рекомбинации, суммарная по всем энергетическим уровням, определяется выражением  $R_{sp} = Bnp$  [76], где  $B$  – константа рекомбинации,  $n$  – плотность электронов в зоне проводимости,  $p$  – плотность дырок в валентной зоне. Оценку максимальной плотности ЭДП, достигающей в нашем эксперименте значения  $n_m = p_m \approx 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , получаем из зависимости  $E_g = \hbar\omega_e = f(n)$  (рисунок 2 в работе [33]), где  $\hbar\omega_e = 1.37 \text{ эВ}$  – спектральное положение длинноволнового края интегрального по времени спектра излучения (см. рис. 4.1). Указанная зависимость соответствует сужению ширины запрещенной зоны вследствие кулоновского взаимодействия носителей заряда [77-80].

При наличии интенсивного стимулированного излучения плотность и температура  $T_c$  электронно-дырочной плазмы становятся взаимосвязанными [17, 33]. Экспериментальные значения  $n$  и  $T_c$  были получены в работах [17, 19] с помощью подгонки расчетных спектров

просветления к экспериментальным. И экспериментальная [17, 19] и расчетная [33] зависимости  $n$  от  $T_c$  (рис. 4.6) дают оценку  $T_c \approx 60$  мэВ. Для GaAs при  $T_c = 294$  К постоянная  $B = 7.21 \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с. Используя это значение и зависимость  $B$  от температуры, представленную выражением (6.41) в работе [76], находим  $B = 2.16 \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с при  $T_c \approx 60$  мэВ. Тогда число квантов спонтанного излучения, излучаемых в единицу времени из единицы объема при максимальной в эксперименте плотности электронно-дырочной плазмы будет равно  $R_{sp} = 0.78 \cdot 10^{28}$  см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup>.

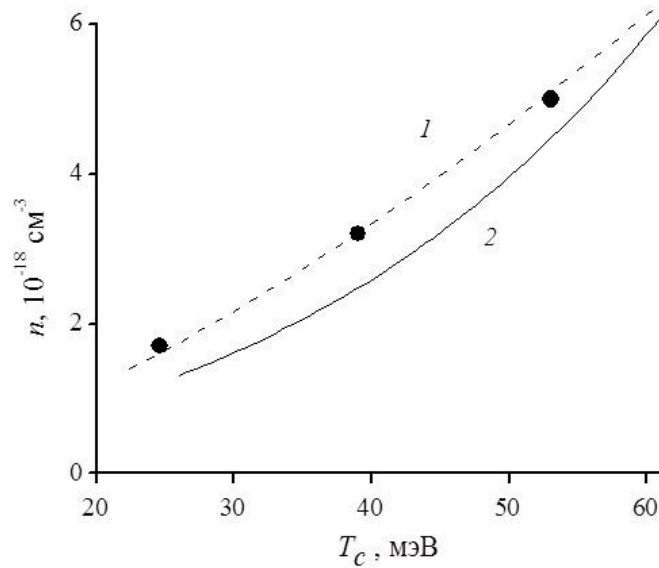


Рис. 4.6. Зависимость плотности  $n$  электронно-дырочной плазмы от температуры  $T_c$ . 1 – эксперимент; 2 – расчет.

Для оценки числа стимулировано излучаемых квантов  $R_s$ , приведенных к единице объема и единице времени, будем использовать выражение [19]

$$R_s = \frac{R_{sp}}{(k_m D)^2} \exp(k_m D), \quad (4.1)$$

где  $k_m = k_M - \gamma_M$ ,  $k_M$  – максимальный коэффициент усиления в области усиления спектра поглощения света,  $\gamma_M = 115$  см<sup>-1</sup> – коэффициент внутризонного поглощения света, оцененный для приведенной выше плотности электронно-дырочной плазмы [81].

Множитель  $\frac{1}{(k_m D)^2}$  учитывает долю площади активной области, спонтанное излучение которой усиливается в степени, близкой к максимальной.

Число электронно-дырочных пар, стимулировано рекомбинирующих в единицу времени в единице объема, при  $\tau_r = \tau_\Sigma = 12$  пс составляет

$$\left| \frac{dn}{dt} \right| = \left| -\frac{n}{\tau_r} \right| \approx 5 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (4.2)$$

Равенство  $R_s = \left| \frac{dn}{dt} \right|$  выполняется при  $k_m = 170 \text{ см}^{-1}$  и  $k_M = 285 \text{ см}^{-1}$ . При оценке  $k_M$  не учитываются потери излучения, связанные со светочувствительными дефектами кристаллической решетки, из-за которых реальное значение  $k_M$  должно быть немного больше приведенного выше. Полученная таким образом оценка  $k_M$  приблизительно совпадает со значением коэффициента усиления, рассчитанному по экспериментальным спектрам просветления [19], а также полученному из измерений спектра поглощения в области усиления света [34] в похожих условиях накачки GaAs. Таким образом, стимулированное излучение способно приводить к релаксации плотности электронно-дырочной плазмы со скоростью  $dn/dt$ , оценка которой приведена выше.

Теперь рассмотрим значения задержек  $\delta t_b$  и  $\delta t_m$ . Если в среде возникает некоторая инверсия населенностей энергетических уровней, то стимулированное излучение достигает интенсивности, соответствующей этой инверсии в стационарном случае, за время своего прохождения через активную область или немного быстрее, если при прохождении достигается насыщение усиления [42]. Это позволяет сделать предположение о том, что в описанном эксперименте задержка  $\delta t_b$  должна быть близка ко времени  $t_a$  прохождения излучением расстояния, равного диаметру луча накачки. При  $\hbar\omega_\delta > 1.4 \text{ эВ}$  задержка  $\delta t_b$  (см. рис. 4.3) и оценка  $t_a = Dc^{-1}\chi = 5.5 \text{ пс}$  действительно оказываются близки (здесь  $\chi = 3.3$  – коэффициент преломления GaAs [81]). При уменьшении же  $\hbar\omega_\delta < 1.4 \text{ эВ}$  величина задержки  $\delta t_b$  возрастает. Это, вероятно, связано с тем, что в этой спектральной области излучение возникает по мере сужения запрещенной зоны при росте плотности электронно-дырочной плазмы. Сужением запрещенной зоны и конечным временем прохождения через активную область, вероятно, также объясняется и зависимость  $\delta t_m(\hbar\omega_\delta)$ , (см. рис. 4.3). Сужение запрещенной зоны сопровождается изменением области усиления спектра поглощения света. Возможно, это может быть, в частности, причиной того, что на коротковолновом краю зависимости величина  $\delta t_m$  близка к нулю. Приведенные оценки свидетельствуют о приемлемости предположения о том, что наблюдаемое излучение можно рассматривать как стимулированное.

Оценим интенсивность этого излучения при средней плотности электронно-дырочной плазмы

$$n_{av} = \frac{(n_m - n_t)}{2} = 3.65 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \quad (4.3)$$



где  $n_t \approx 1.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  – плотность электронно-дырочной плазмы в пороговом состоянии [33].

Примем, что излучение происходит в объеме  $V = \frac{d\pi D^2}{4}$  и перемещается вдоль слоя GaAs толщиной  $d$ , а его средняя энергия составляет 1.39 эВ. Тогда интенсивность излучения на расстоянии  $D/2$  от центра активной области будет равна

$$I = \hbar\omega \left| \frac{dn}{dt} \right| \frac{D}{4} = \frac{\hbar\omega n_{av} D}{4\tau_r} \approx 0.85 \frac{\Gamma B m}{\text{см}^2}. \quad (4.4)$$

Перейдем к обсуждению релаксации излучения. Ранее [17, 19] было сформировано следующее представление. До тех пор, пока энергия фотона накачки  $\hbar\omega_{ex}$  ненамного превышает ширину запрещенной зоны  $E_g$ , температура генерируемой плотной электронно-дырочной плазмы не сильно превышает температуру решетки, приблизительно равную комнатной. Например, в работе [19] при  $\hbar\omega_{ex} = 1.52$  эВ температура электронно-дырочной плазмы не превышала 470 К. Уменьшение плотности плазмы начинается через несколько пикосекунд после того, как интенсивность света накачки прошла через максимум, и началось охлаждение [17]. При охлаждении происходит переход носителей заряда с более высоких на более низкие энергетические уровни. Этот переход поддерживает инверсию заселенностей. Стимулированное рекомбинационное излучение не дает существенно возрасти полосе инверсии [19, 51, 34], уменьшая плотность электронно-дырочной плазмы по мере ее остывания [17]. При этом если пренебречь той малой долей плотности электронно-дырочной плазмы, при вычитании которой исчезает инверсия заселенностей, то энергетическое распределение плазмы во время остывания можно описать условиями [19]

$$n = p, \quad \mu_e - \mu_h \approx E_g. \quad (4.5)$$

В изложенном приближении плотность и температура электронно-дырочной плазмы взаимосвязаны [33]. Для рассматриваемого диапазона  $25 \text{ мЭв} \leq T_c \leq 60 \text{ мЭв}$  можно принять, что плотность плазмы изменяется с температурой пропорционально  $T_c^{3/2}$ . Такой аппроксимации соответствуют, как видно, экспериментальная [17] и близко к ней расположенная расчетная [33] зависимости (рис. 4.6).

Как было сказано в начале главы, релаксация интегрального по спектру излучения должна происходить с тем же характерным временем, что и характерное время релаксации плотности электронно-дырочной плазмы  $\tau_r$ . Следовательно, оценка  $\tau_r$ , которая будет приведена ниже, будет являться одновременно оценкой  $\tau_\Sigma$ . В соответствии со взаимосвязью  $n$  и  $T_c$  имеем  $\tau_r \approx (2/3)\tau_T$ , где  $\tau_T$  – характерное время релаксации температуры электронно-дырочной плазмы. В работе [25] было получено выражение для времени охлаждения электронно-дырочной плазмы в GaAs при наличии собственного стимулированного

излучения. Примем это время так же и в качестве времени релаксации  $\tau_r$ . Оценим его величину, пользуясь тем же выражением, что было удовлетворительно использовано в работе [31]:

$$\tau_r \approx \frac{2}{3} \left( A + B \tau_p T_c^{1/2} E_g \right) \tau_h, \quad (4.6)$$

где  $A = 6.2$ ,  $B = 0.34$ ,  $\tau_h \approx 0.8$  пс – время релаксации энергии электронно-дырочной плазмы за счет эмиссии оптических фононов с учетом разогрева последних [15]. Величины  $\tau_r$ ,  $\tau_p$ ,  $\tau_h$  измеряются в пикосекундах,  $T_c$  – в Кельвинах,  $E_g$  – в электронвольтах. Первое слагаемое в выражении (4.6) учитывает разогрев электронно-дырочной плазмы, связанный с тем, что энергия носителей заряда, участвующих в стимулированной рекомбинации, меньше средней энергии носителей в электронно-дырочной плазме. Второе слагаемое учитывает разогрев плазмы из-за внутризонного поглощения собственного излучения. Стоит отметить, что совместное влияние на температуру  $T_c$  и плотность  $n$  обоих механизмов разогрева наблюдалось в работе [21], а только внутризонного поглощения света – в [20].  $\tau_p$  – характерное время движения фотона излучение в активной среде до того, как он покинет среду или будет поглощен. Без учета неизвестного нам количества оптически чувствительных дефектов кристаллической решетки можно принять

$$\frac{1}{\tau_p} \approx \frac{c}{\lambda} \left( \gamma + \frac{1}{D} \right), \quad (4.7)$$

где  $\gamma$  – коэффициент внутризонного поглощения.

В формулу (4.6) подставим величину  $T_c$ , соответствующую  $n_{ав}$ . Приведенному выше значению  $n_{ав}$  соответствует температура  $T_c = 495$  К по экспериментальной и  $T_c = 557$  К по расчетной зависимостям (см. рис. 4.6), коэффициент  $\gamma = 54$  см<sup>-1</sup> согласно [81],  $E_g = 1.375$  эВ по зависимости  $E_g(n)$ , представленной в [33]. Если пользоваться экспериментальной и расчетной зависимостями, приведенными на рисунке 4.6, то получаются приблизительно одинаковые оценки  $\tau_r = 11.6$  пс и  $\tau_r = 12.1$  пс соответственно. Таким образом, рассчитанное значение  $\tau_r$  близко к экспериментальному  $\tau_\Sigma$ , то есть, действительно, равенство  $\tau_r \approx \tau_\Sigma$  выполняется. Это говорит в пользу того, что выражение (4.6) можно использовать для оценки  $\tau_\Sigma$ , и релаксация излучения определяется остыванием электронно-дырочной плазмы.

Стоит сказать, что в работе [31] для похожих условий накачки, включая  $D = 0.5$  мм, экспериментально определенное характерное время релаксации просветления составляло 18 пс, что превышает полученную выше оценку  $\tau_r$ . Как показало математическое моделирование, превышение объясняется тем, что просветление измерялось методом «rimpr-probe» («накачка-зондирование») при конечной длительности (14 пс) зондирующего импульса, что аналогично превышению ширины автокорреляционной функции пикосекундного импульса над истинной длительностью импульса [82].

Одно из предполагаемых объяснений тому, что зависимость  $\tau_s(\hbar\omega_\delta)$  является немонотонной (см. рис. 4.5) заключается в следующем. В работе [31] было обнаружено возрастание характерного времени релаксации электронно-дырочной плазмы  $\tau_r$  при увеличении диаметра луча накачки  $D$ , что соответствует формулам (4.6) и (4.7). Поскольку  $\tau_r \approx \tau_\Sigma$ , аналогичным образом должна зависеть величина  $\tau_\Sigma$  от  $D$ , а, следовательно, и  $\tau_s$  от длины  $z$ , на которой происходит усиление отдельной спектральной компоненты излучения в активной области. При накачке с неоднородным (например, гауссовым) распределением интенсивности по сечению луча плотность генерируемой электронно-дырочной плазмы будет тоже неоднородно распределена в облучаемой области полупроводника. По этой причине, согласно расчетам [41], длина  $z$  становится немонотонно зависящей от энергии фотона излучения. Благодаря взаимосвязи  $z$  и  $\tau_s$  это должно приводить к немонотонной зависимости  $\tau_s(\hbar\omega_\delta)$ .

Обнаруженная зависимость длительности импульса излучения  $t_{0.5}$  от  $\hbar\omega_\delta$ , изображенная на рисунке 4.5, по-видимому, зависит от нескольких факторов: задержки разгорания, инерционности отклика величины плотности электронно-дырочной плазмы на уменьшение интенсивности накачки, зависимости времени релаксации  $\tau_s$  от  $\hbar\omega_\delta$ , обратимого изменения  $E_g$  при изменении  $n$ . В сумме это приводит к тому, что самые коротковолновые импульсы излучения имеют длительность на 15% меньшую длительности  $t_p$  импульса накачки, в то время как длительность импульсов в максимуме зависимости на 35% больше  $t_p$ .

В результате работы экспериментально обнаружено следующее. В GaAs интенсивное излучение возникает с пикосекундной задержкой относительно фронта мощной пикосекундной оптической накачки полупроводника. Длительность импульса излучения сравнима с длительностью накачки. Задержка разгорания, длительность излучения, и характерное время его релаксации зависят от энергии фотона излучения. Экспериментальным данным не противоречат оценки, сделанные в предположении того, что излучение является стимулированным (усиленным спонтанным) и его пикосекундная релаксация определяется остыванием электронно-дырочной плазмы. Изложенные результаты соответствуют представлению об излучении, сформированному ранее на основании косвенных признаков в предшествующих работах.

Информация, содержащаяся в экспериментальных результатах и их обсуждении, может оказаться полезной при создании мощных импульсных полупроводниковых лазеров и суперлюминесцентных диодов. В частности, из этой информации следуют пути сокращения длительности импульсов пикосекундного диапазона.

## Глава 5

### Бистабильность автомодуляции спектра собственного стимулированного пикосекундного излучения GaAs

#### 5.1. Введение

В предыдущей главе были описаны прямые измерения пикосекундного разгорания и релаксации интенсивного стимулированного излучения, возникающего в тонком эпитаксиальном слое GaAs при его мощной пикосекундной оптической накачке. В настоящей главе будут представлены результаты проведенных исследований эволюции спектра пикосекундного излучения еще до достижения им торцов образца [83]. Было обнаружено, что уже на этом этапе в спектре образуется модовая структура, создающая бистабильную модуляцию спектра. Изменение модуляции со временем настолько взаимосогласовано, что при измерениях с разрешением около 50 пс она уже не обнаружима. Бистабильная модуляция позволила объяснить физическую природу тех состояний обеднения заселенностей, вызванного излучением, между которыми в поле этого же излучения возникали субтерагерцовые автоколебания [47].

#### 5.2. Эксперимент

Эксперимент проводился при комнатной температуре на спектрофотохрометрическом пикосекундном лазерном комплексе АК-1 [84], подробно описанном в главе 2. Накачке подвергалась изготовленная молекулярно-лучевой эпитаксией гетероструктура  $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As-GaAs-Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  с толщинами слоев соответственно 1.3-1.5-1.2 мкм, с площадью поверхности  $8 \times 8 \text{ мм}^2$ , освобожденная в центре на площади  $4 \times 4 \text{ мм}^2$  от подложки. Длительность (FWHM) и энергия фотона импульса накачки составляли соответственно  $t_p = 13 \text{ пс}$  и  $\hbar\omega_{\text{ex}} = 1.512 \text{ эВ}$ . Диаметр луча накачки (FWHM) равнялся  $D \approx 0.6 \text{ мм}$ . Угол между лучом накачки и нормалью к эпитаксиальным слоям гетероструктуры составлял  $10^\circ$ . На поверхности гетероструктуры, за исключением торцов, было нанесено антиотражающее покрытие, чтобы избежать интерференционных эффектов для накачки и для излучения, не сильно отклоняющегося от нормали к плоскости эпитаксиальных слоев. Как для накачки, так и для излучения, слои подложки  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  прозрачны.

Вследствие интенсивной накачки в образце GaAs возникали инверсия населенностей носителей заряда и стимулированное излучение, усиливавшееся главным образом вдоль

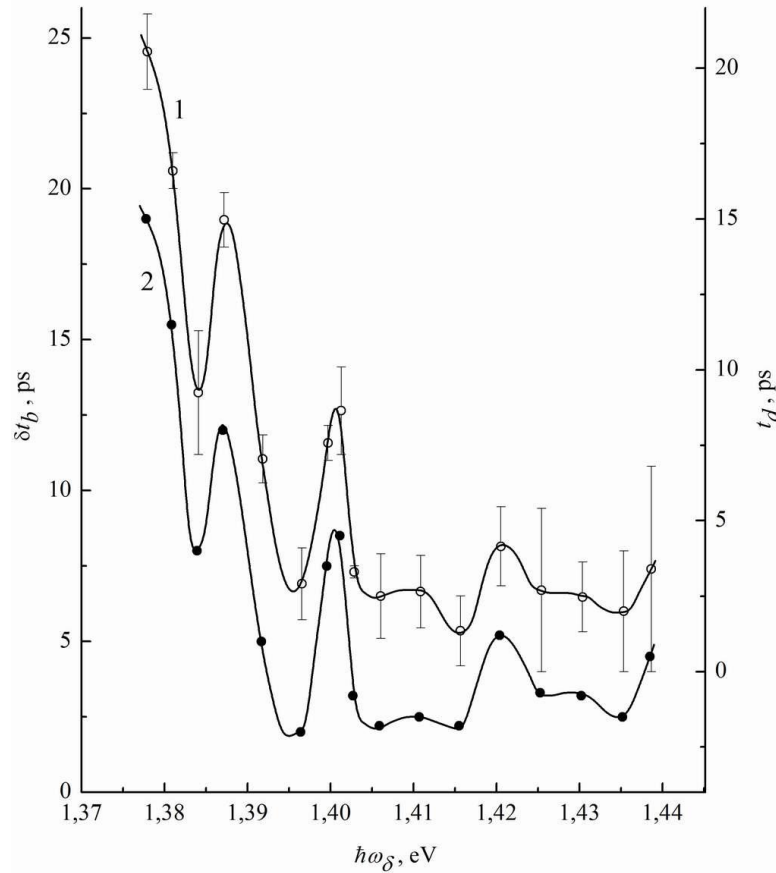
эпитаксиального слоя. Образовывалась плотная ( $n = p > 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) электронно-дырочная плазма. Из-за несовершенства волноводных качеств гетероструктуры часть излучения выходила через ее поверхность. Доля излучения, распространявшаяся внутри телесного угла  $\Omega = 9 \cdot 10^{-4}$  ср с осью, ортогональной поверхности гетероструктуры, направлялась в спектрограф. Для ослабления части рассеянного в образце света накачки, попадающей в спектрограф, перед его входной щелью был установлен анализатор (призма Глана), настроенный на пропускание излучения с поляризацией, ортогональной поляризации накачки.

Конфигурация двойного спектрографа была аналогичной описываемой в предыдущей главе. Для измерения огибающей импульса спектрограф настраивался в режим вычитания дисперсии. Промежуточная щель между первой и второй ступенями спектрографа была раскрыта так, что она пропускала излучение спектральной ширины  $\delta\hbar\omega = 7.6 \text{ мэВ}$ . В результате через выходную щель спектрографа выходила только требуемая для измерения спектральная компонента излучения той же длительности, что и на входе в спектрограф. Эта компонента излучения направлялась в электронно-оптическую камеру PS-1/S1, в которой из временной зависимости интенсивности формировалась пространственная зависимость (хронограмма). Хронограмма регистрировалась CCD-камерой CoolSNAP. Интегральный по времени спектр стимулированного излучения регистрировался CCD-камерой PIXIS, установленной у второй выходной щели первой ступени спектрографа. Процедура измерений и последующего сглаживания хронограмм, чтобы избежать влияния остатков шумов, была такой же, как в работе, описываемой в предыдущей главе.

При измерении хронограмм импульсов накачки и излучения с различными энергиями фотона  $\hbar\omega_\delta$  в середине интервала  $\delta\hbar\omega$  определялась так же величина задержки  $t_d$  – отрезок на оси времени между моментами, когда интенсивность накачки и интенсивность излучения становятся равными половине своих амплитуд. Измеренная зависимость  $t_d(\hbar\omega_\delta)$  обнаружила немонотонный характер, и в длинноволновой области имела вид явно выраженных осцилляций (рис. 5.1, кривая 1). Нахождение времени  $t_d$  в одном из локальных минимумов зависимости на осциллирующей кривой означает, что соответствующее ему излучение разгорается раньше, чем излучение с соседними с ним компонентами спектра. Это проиллюстрировано на рисунке 5.2.

С помощью измеренных хронограмм накачки и излучения, а так же используя зависимость времени задержки  $t_d$  от энергии фотона  $\hbar\omega_\delta$ , была рассчитана зависимость времени  $\delta t_b$  разгорания излучения от энергии фотон  $\hbar\omega_\delta$ , имеющая так же осциллирующий характер (рис. 5.1, кривая 2). За момент разгорания излучения (начало накачки) условно принимается тот, на который приходится максимальная положительная кривизна на фронте

импульса излучения (накачки). Кроме того, были воссозданы спектры излучения для моментов времени  $t$ , разделенных интервалами в 2 пс. Время  $t$ , как и на рисунке 5.2, отсчитывалось от момента начала накачки.



**Рис. 5.1.** Зависимость времени задержки  $t_d$  (кривая 1) и времени разгорания  $\delta t_r$  (кривая 2) излучения от энергии его фотона  $\hbar\omega_\delta$ . Кривой 1 соответствует правая ось ординат, кривой 2 – левая.

На рисунке 5.3 показаны некоторые примеры спектров излучения  $I_s(\hbar\omega_\delta)$ , дающие представление об их эволюции (здесь  $I_s$  – мгновенная интенсивность спектральной компоненты излучения). Кривая 2 на рисунке 5.4 демонстрирует используемую при обсуждении спектров хронограмму импульса излучения  $I_\Sigma(t)$ , интегрального по спектру, с максимумом при  $t = 17$  пс. В начале фронта импульса излучения, например при  $t = 6$  пс, на спектре обнаруживаются локальные максимумы при  $\hbar\omega_\delta \approx 1.405$  эВ  $\pm k\xi_e$ , где  $k = 0, 1, 2$  и  $\xi_e \approx 10$  мэВ. Излучение, имеющее локальные максимумы спектра при таких значениях  $\hbar\omega_\delta$ , будем называть  $i$ -модой. Ко времени  $t = 14$  пс (кривая 2 на рис. 5.3) в спектре остаются только две явно выделенные  $i$ -моды, причем их амплитуды возрастают. В области максимума импульса излучения, то есть в момент времени  $t = 18$  пс, глубина локального

минимума между этими модами делается незначительной. Самая длинноволновая  $i$ -мода с  $\hbar\omega_\delta \approx 1.385$  эВ возрастает до  $t = 20$  пс, но к  $t = 26$  пс и она перестает выделяться на спектре.

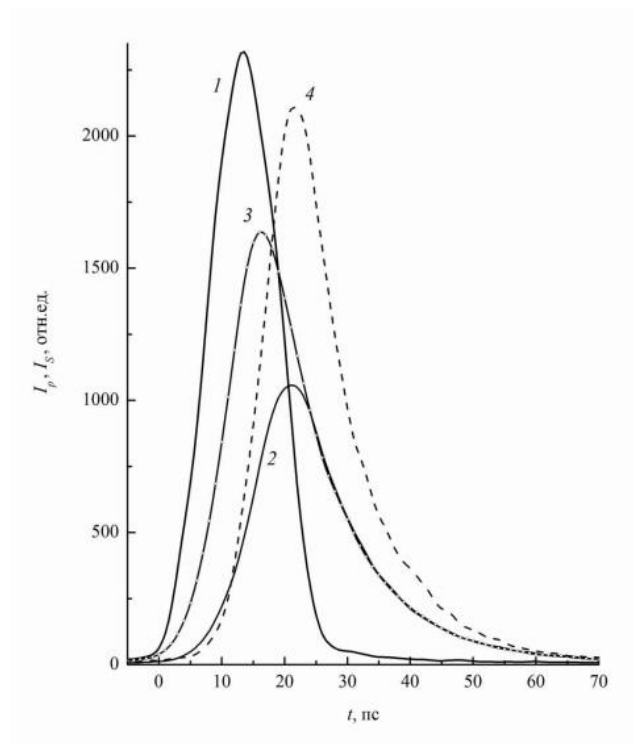


Рис. 5.2. Зависимости интенсивности накачки  $I_p$  (1) и интенсивности излучения  $I_s$  от времени  $t$  при энергии фотона излучения  $\hbar\omega_\delta = 1.392$  эВ (2), 1.396 эВ (3), 1.401 эВ (4).

В начале спада импульса излучения при  $t = 20$  пс на его спектре возникает новый максимум с энергией фотона  $\hbar\omega_\delta \approx 1.40$  эВ. К моменту времени  $t = 26$  пс через интервал  $-\xi_e$  от этого максимума на спектре образуется «плечо», а к моменту  $t = 32$  пс через еще один интервал  $-\xi_e$  появляется второе «плечо». Последним термином называют локальное усиление излучения на склоне спектра, в данном случае на длинноволновом. Таким образом, примерно к середине спада импульса излучения на спектре образуются локальные усиления излучения при  $\hbar\omega_\delta \approx 1.40$  эВ  $- k\xi_e$ . Излучение, составляющее локальные особенности спектра при таких значениях  $\hbar\omega_\delta$ , будем называть  $h$ -модами.

Стоит отметить, что если при  $t = 26$  пс  $h$ -мода с  $\hbar\omega_\delta \approx 1.39$  эВ четко выделена, то при  $t = 32$  пс из-за избранного шага изменения  $\hbar\omega_\delta$  однозначно этого утверждать уже не представляется возможным. Что касается самой коротковолновой  $h$ -моды с  $\hbar\omega_\delta \approx 1.42$  эВ, можно утверждать, что она появляется на спектре при  $t = 18$  пс, но исчезает ко времени  $t = 26$  пс.

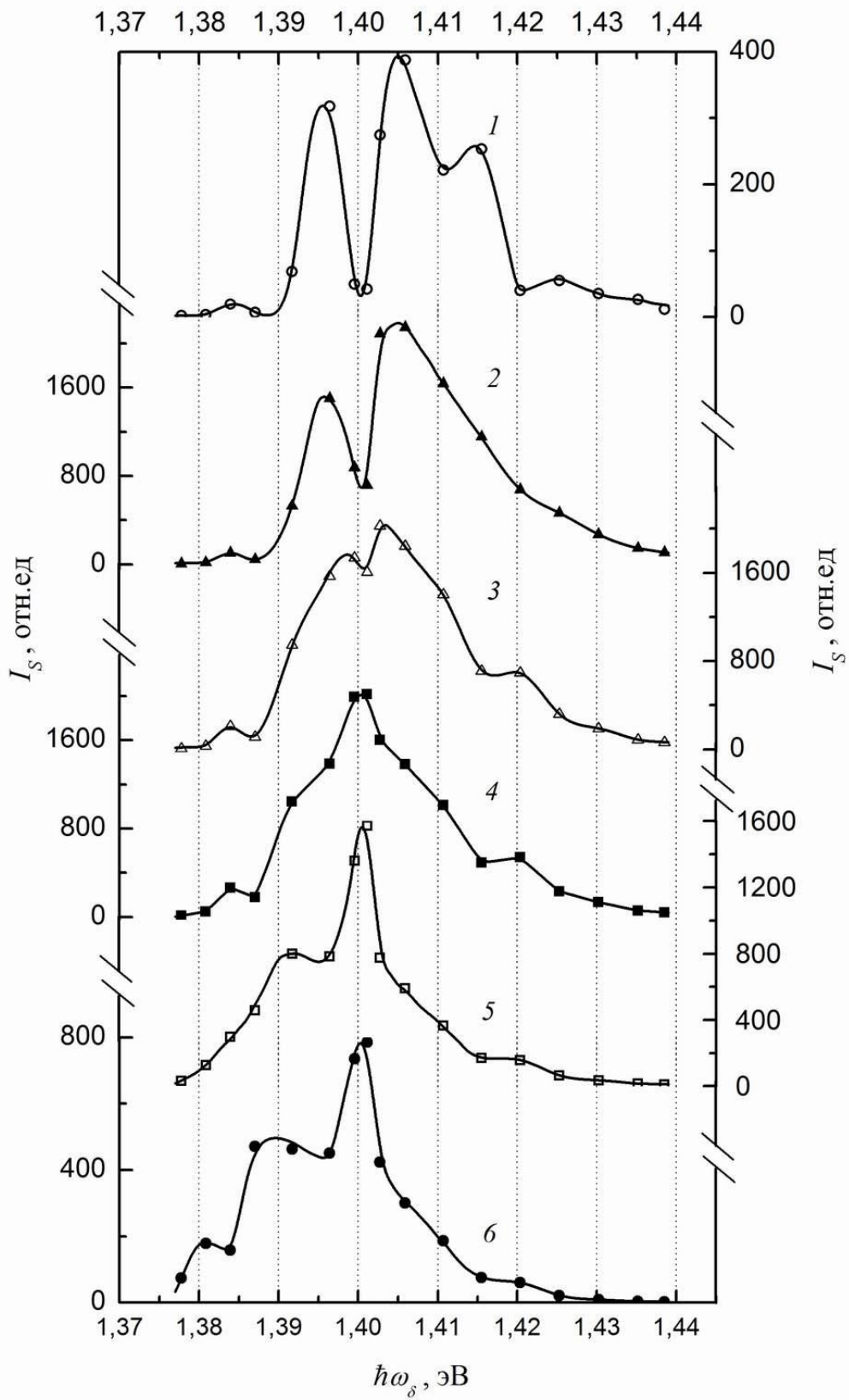


Рис. 5.3. Спектры излучения в различные моменты времени  $t$ , пс: 6(1), 14(2), 18(3), 20(4), 26(5), 32(6).



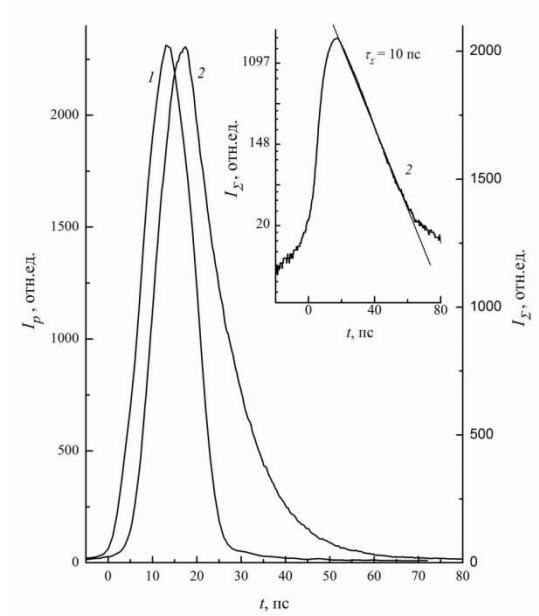


Рис. 5.4. Зависимости интенсивности накачки  $I_p$  (1) и интенсивности излучения  $I_\Sigma$  (2), интегральные по спектру, от времени. Кривой 1 соответствует ось ординат слева, кривой 2 – справа.

На вставке: к спаду хронограммы  $I_\Sigma$  проведена касательная, подтверждающая экспоненциальную релаксацию излучения с характерным временем  $\tau_\Sigma = 10$  пс.

На рисунке 5.5 показан измеренный, интегральный по времени, спектр излучения  $W(\hbar\omega)$ . Видно, что он имеет гладкую (без локальных особенностей) форму.

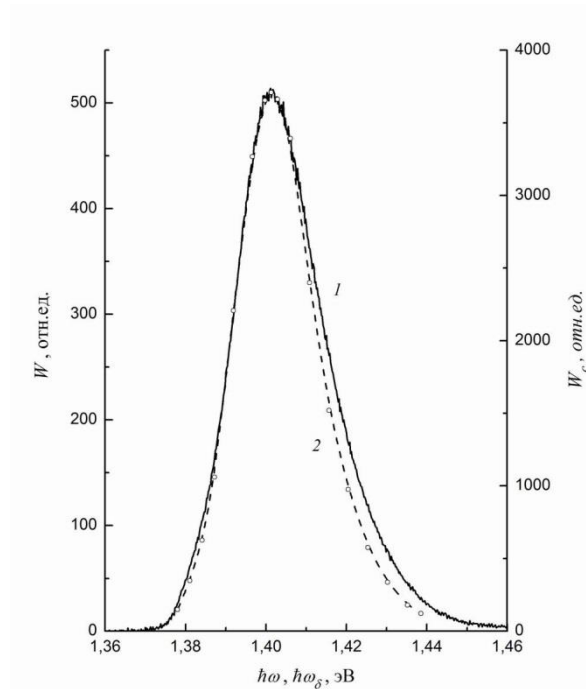


Рис. 5.5. Интегральные по времени спектры излучения: 1 –  $W(\hbar\omega)$  – измеренный на выходе первой ступени спектрографа; 2 –  $W_c(\hbar\omega_\delta)$  – рассчитанный на основании измеренных хронограмм. Относительные единицы на правой и левой осях различаются, поскольку спектры были получены при измерениях разными приборами.

В отличие от эксперимента, описанного в предыдущей главе настоящей работы, результаты этой главы были получены при накачке наименее дефектной области гетероструктуры. В другой ее области, которая ранее многократно подвергалась интенсивной накачке, мгновенные спектры излучения не имели явно выделенных мод и были гладкими. Гладкой, без осцилляций, была в этой области гетероструктуры и зависимость  $\delta t_b(\hbar\omega_\delta)$ , (рис. 4.1 и 4.3).

### 5.3. Обсуждение результатов

Как известно, расстояние между резонансными модами в оптическом резонаторе (см., например, [85]), определяется формулой  $\Delta\nu = V / 2L$ , где  $V$  – скорость распространения света в среде,  $L$  – длина резонатора. Если рассматривать слой GaAs в качестве активного резонатора, в котором излучение распространяется под углом  $\beta = 5^\circ$  к границам раздела слоев  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и GaAs, то интервал между его резонансными модами излучения будет равен:

$$\xi_c = \frac{c \sin \beta}{2d\chi} = 10 \text{ мЭВ}, \quad (5.1)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме,  $d = 1.5$  мкм – толщина слоя GaAs,  $\chi \approx 3.6$  – показатель преломления GaAs. Этот интервал совпадает с экспериментальным интервалом  $\xi_e$  между  $i$ -модами (рис. 5.3). При этом угол дифракционной расходимости излучения в слое GaAs  $\theta \sim \lambda / d\chi = 9^\circ$ ; здесь  $\lambda = 0.88$  мкм – длина волны, средняя для спектра излучения. Излучение, распространяющееся под углом  $\beta$ , должно испытывать полное внутреннее отражение от границы (в идеальном случае) между слоями GaAs и  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Выделение  $i$ -мод и равенство  $\xi_e = \xi_c$  говорит о том, что накачиваемая гетероструктура, даже без участия отражения излучения от ее торцов, обладает в определенной степени качествами лазера. Стоит напомнить, что рассматриваются спектры излучения, еще не успевшего достигнуть торцов образца.

В длинноволновой части зависимости  $\delta t_b(\hbar\omega_\delta)$  (рис. 5.1) немонотонность принимает вид явно выраженных осцилляций. Это происходит для того излучения, которое возникает по мере образования новых разрешенных состояний в ходе сужения ширины запрещенной зоны  $\delta E_g$ . Из-за кулоновского взаимодействия носителей заряда ширина запрещенной зоны в свою очередь пропорциональна  $n^{1/3}$  [77].

Рисунок 5.2 демонстрирует, что излучение, входящее в состав  $i$ -моды, разгорается быстрее, чем излучение расположенное рядом с ним в спектре как с длинноволновой, так и с коротковолновой стороны. Это позволяет предполагать, что при разгорании излучения, по крайней мере, для его спектральной части, указанной выше, функция  $\alpha - \gamma = f(\hbar\omega_\delta)$

является немонотонной и ее локальные максимумы расположены при энергиях фотонов  $i$ -мод (здесь  $\alpha$  – коэффициент усиления,  $\gamma$  – коэффициент распределенных потерь излучения). Немонотонность последней функции позволяет предполагать ее нелинейность по отношению к напряженности  $E(\hbar\omega_\delta)$  электрического поля излучения. Нелинейность должна возникать уже потому, что интенсивное излучение создает обеднение заселенностей энергетических уровней.

На основании графиков на рисунках 5.3 и 5.4 можно сделать следующий вывод. В начале возрастания интенсивности излучения  $I_\Sigma$  на спектре образуются  $i$ -моды. С ростом  $I_\Sigma$  их выраженность ослабевает. После прохождения интенсивностью  $I_\Sigma$  максимума пропадают признаки  $i$ -мод, кроме одной самой длинноволновой, которая исчезает позднее, при спаде  $I_\Sigma$ . В этот момент в спектре начинают образовываться  $h$ -моды. При уменьшении интенсивности  $I_\Sigma$  их число возрастает. Таким образом, чем меньше интенсивность  $I_\Sigma$ , тем больше выделенных  $i$ -мод на фронте импульса излучения и  $h$ -мод на его спаде. В области вблизи максимума излучения происходит переключение от выделения в спектре  $i$ -мод к выделению  $h$ -мод. Обнаруживается бистабильность спектра излучения, заключающаяся в следующем. При одинаковой интенсивности  $I_\Sigma$  в спектре выделяются  $i$ -моды на фронте зависимости  $I_\Sigma(t)$  и  $h$ -моды на ее спаде.

Спектр при этом оказывается модулированным следующим образом. В начале фронта (в конце спада) излучения локальные максимумы или выпуклости соответствуют  $i$ -модам ( $h$ -модам), а локальные минимумы или вогнутости  $h$ -модам ( $i$ -модам). По мере увеличения интенсивности излучения количество выделенных в спектре мод сокращается.

Отмеченные ранее особенности эволюции самой длинноволновой  $i$ -моды с  $\hbar\omega_\delta \approx 1.385$  эВ и самой коротковолновой  $h$ -моды с  $\hbar\omega_\delta \approx 1.42$  эВ, по-видимому, связаны с изменениями усиления света при охлаждении электронно-дырочной плазмы и сужении запрещенной зоны  $E_g$ .

Интервал между положениями  $i$ -мод и  $h$ -мод составляет  $\xi_e/2$ . Это позволяет делать предположение о том, что помимо набора собственных мод резонатора, для которых на пути  $2L$  между двумя последовательными отражениями от границ между слоями GaAs и  $Al_xGa_{1-x}As$  укладывается целое число длин волн  $m = 2L\chi/\lambda$ , существует так же второй набор собственных мод (здесь  $\lambda$  – длина волны света в вакууме). Для этого второго набора  $m$  – полуцелое число.

Измеренные интегральная огибающая импульса излучения  $I_\Sigma(t)$  (рис. 5.4) и интегральный спектр  $W(\hbar\omega)$  (рис. 5.5) имеют гладкую форму. Это обнаруживает самосогласованность эволюции  $i$ -мод и  $h$ -мод. Эта самосогласованность предположительно обусловлена нелинейностью функции  $\alpha - \gamma = f(\hbar\omega_\delta)$  по отношению к  $E(\hbar\omega_\delta)$ . Нелинейность

могла бы приводить к тому, что в спектре излучения  $h$ -моды становятся способными конкурировать с  $i$ -модами.

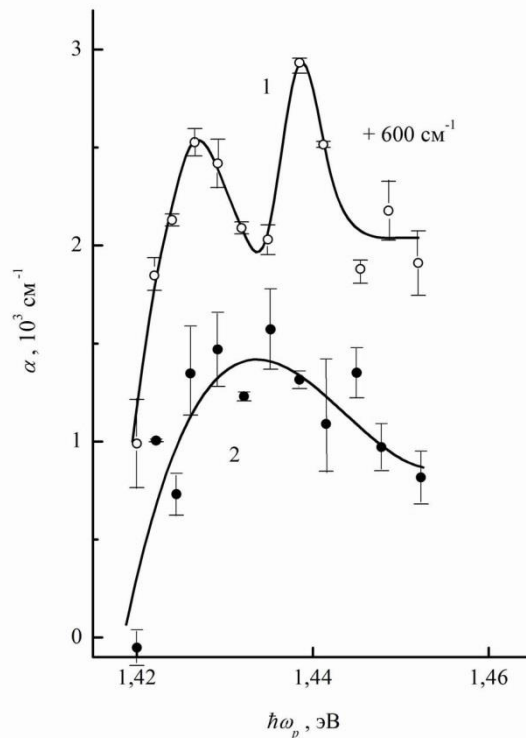
Релаксация интенсивности  $I_{\Sigma}$  имеет экспоненциальный характер с характерным временем 10 пс (см. вставку на рис. 5.4). Подобная релаксация была объяснена в предыдущей главе. На рисунке 5.5 приведен так же интегральный по времени спектр  $W_c(\hbar\omega_{\delta})$ , рассчитанный на основании измеренных хронограмм. Одновременно он представляет и сумму мгновенных спектров. Поскольку спектр  $W_c(\hbar\omega_{\delta})$  соответствует излучению в течение 50 пс и не учитывает значительной части спонтанного излучения, часть его коротковолнового склона проходит ниже склона измеренного спектра  $W(\hbar\omega)$ , в котором учитывается вклад от спонтанного излучения.

В той области гетероструктуры, эксперимент с которой описывался в предыдущей главе, мгновенные спектры излучения, а так же зависимости  $\delta t_b(\hbar\omega_{\delta})$  были гладкими. Это объясняется следующим. Многократное облучение интенсивными импульсами накачки привело к образованию радиационных дефектов в образце, из-за которых длина когерентности излучения, по-видимому, снижалась до такой степени, что лазерные свойства у гетероструктуры отсутствовали. Это и являлось причиной гладкости спектров.

Обеднение заселенностей энергетических уровней возникает из-за дисбаланса между энергетическим транспортом носителей на дно зоны проводимости и их вынужденной рекомбинацией. Существование на дне зоны проводимости GaAs обеднения заселенностей, вызванного собственным пикосекундным излучением, и сходство форм спектра излучения с «ямой», создаваемой обеднением в области усиления света в спектре поглощения, было доказано в работе [34]. Однако сходство требовало дальнейшего подтверждения, поскольку в работе [34] оно было получено лишь для одной колоколообразной формы «ямы» определенной с помощью измерений усиления света по методу «pump-probe» (накачка-зондирование) при одном времени задержки  $\tau$  зондирующего импульса относительно импульса накачки. Кроме того, сравнение было проведено с интегральным по времени спектром излучения.

В работе [27] была обнаружена, а в работах [34, 38] исследована трансляция обеднения вверх по зоне проводимости с периодом  $\hbar\omega_{LO}$ , вызывающая модуляцию с периодом  $\Delta$  спектра фундаментального поглощения света (здесь  $\hbar\omega_{LO}$  – энергия продольного оптического (LO) фона,  $\Delta = \hbar\omega_{LO} (1 + m_e / m_h) \approx 40$  мэВ,  $m_e$  и  $m_h$  – массы электрона и тяжелой дырки соответственно). Трансляция происходит при взаимодействии электронов с LO-фонами для того, чтобы восстановить детальное равновесие, нарушаемое при образовании обеднения только на дне зоны.

На рисунке 5.6 приведены примеры меняющейся во времени автомодуляции поглощения, полученные в работе [38]. М-образная кривая 1 представляет поглощение, измеренное при задержке  $\tau = 2$  пс, а колоколообразная кривая 2 – при  $\tau = 4$  пс. Видно, что эти графики подобны по форме графикам модуляции излучения при  $t = 14$  пс и при  $t = 18, 20$  пс соответственно. Интервал между локальными максимумами поглощения на спектре 1 на рисунке 5.6 примерно совпадает с  $\xi$ . Такое сходство служит еще одним необходимым подтверждением подобия форм модуляции спектров излучения и поглощения.



**Рис. 5.6.** Спектры поглощения света (из рис. 4 работы [38]) в фотовозбужденном GaAs, измеренные при задержках  $\tau = 2$  пс (1) и  $\tau = 4$  пс (2). Спектр 1 сдвинут относительно своего истинного положения по оси ординат на величину, указанную справа от него.

В приведенном выше сравнении необходимо учитывать, что, поскольку измерение автомодуляции поглощения проводилось при длительности зондирующего импульса около 10 пс, измеренная модуляция поглощения должна быть несколько более сглаженной, чем ее истинная форма. Кроме того, в настоящей работе и в работе [38] исследовались разные образцы, а так же немного различались параметры накачки. Поэтому не следует ожидать точного подобия форм модуляции спектров излучения и поглощения. По этой же причине нельзя ожидать, чтобы разница в спектральном положении подобных по форме модуляций спектров излучения в настоящей работе и поглощения в работе [38] была равна  $\Delta$ , как это было в работе [34].

В работе [38] смена М-образной модуляции спектра поглощения на колоколообразную происходила трижды в области максимума накачки, где ее можно принять квазистационарной. Такое явление было одним из проявлений автоколебаний сверхбыстрой автомодуляции поглощения, обнаруженной и исследовавшейся ранее. Частотная характеристика таких автоколебаний поглощения была объяснена в работе [47] по аналогии с полученными в теории возмущений осцилляциями между двумя стационарными для невозмущенной системы состояниями. Осцилляции должны возникать при существовании периодического возмущения с фиксированной частотой [86]. Возмущением для автоколебаний поглощения является электромагнитное поле собственного излучения. В работах [38, 46] оставалось неясным, почему автоколебания, когда они принимали форму стоячей волны, происходили между двумя описанными выше формами модуляций поглощения (М-образной и колоколообразной). Соответственно была необъяснима и экспериментально полученная фазовая характеристика автоволны модуляции поглощения. С учетом полученных новых данных, можно полагать, что автоколебания поглощения отображали автоколебания энергетического распределения обеднения носителей между двумя его состояниями. Одно из этих состояний соответствует модуляции спектра излучения  $i$ -модами, второе –  $h$ -модами. Это объясняет и фазовую характеристику автомодуляции поглощения.

В настоящей работе смена формы спектра излучения с М-образной на колоколообразную наблюдалась только единожды. Условия, необходимые для возникновения автоколебаний модуляции поглощения, еще не изучены. Предположительно многократные автопереключения  $i$ - и  $h$ -мод излучения, инициирующие автоколебания поглощения, могли не возникать в настоящей работе из-за отсутствия необходимых для этого условий. Например, автоколебания поглощения были обнаружены в работе [38] в аналогичной по составу гетероструктуре, что и в настоящей работе. Но через наружные поверхности гетероструктуры, параллельные плоскостям эпитаксиальных слоев, в работе [38] стимулированное излучение не вытекало. Это свидетельствует о существенно меньшей дефектности гетероструктуры в работе [38] и, значит, о большей длине когерентности излучения в ней, чем для гетероструктуры в настоящей работе. Поэтому кажется справедливой гипотеза о том, что одним из условий возникновения автоколебаний обеднения заселенностей энергетических уровней является достаточная для этого (пока не определенная количественно) длина когерентности излучения.

Стоит обратить внимание на то, что интенсивность пикосекундного излучения являлась достаточно высокой величиной, достигающей до  $1 \text{ ГВт/см}^2$  [47]. Вероятность заполнения тех энергетических уровней зоны проводимости, с которых происходит

рекомбинация электронов, составляет около 0.9 [19], что, учитывая принцип запрета Паули, существенно ограничивает фазовый объем для процессов электрон-электронных столкновений. При таких условиях можно предположить, что межзонные и внутризонные переходы электронов становятся взаимосогласованными, комбинационными и модуляция спектра излучения является разновидностью вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР). Такому предположению косвенно способствуют наблюдения рассеяния света свободными носителями при их плотности порядка  $10^{18} \text{ см}^{-3}$  [77, 78], активность пикосекундного излучения по отношению к ВКР, ранее проявившаяся в стимулированном излучении рассеянии света накачки с участием оптических плазмонов [27, 33], а так же корреляции взаимодействующих тождественных частиц (электронов) [79].

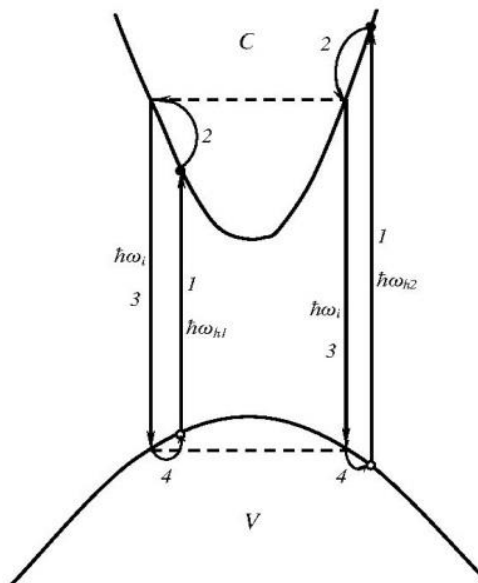


Рис. 5.7. Схема комбинационного перехода.

На рисунке 5.7 показана одна из возможных схем комбинационного перехода, уже упоминавшаяся в работе [47]. Два электрона из валентной зоны  $V$ , поглощая фотоны  $\hbar\omega_{h1}$  и  $\hbar\omega_{h2}$ , совершают переход 1 в зону проводимости  $C$ . После их кулоновского взаимодействия они переходят на один и тот же уровень  $C$ -зоны – 2. С этого уровня, излучая по фотону  $\hbar\omega_i = (\hbar\omega_{h1} + \hbar\omega_{h2})/2$ , они переходят на один уровень  $V$ -зоны – 3. Далее, после кулоновского взаимодействия, отсюда они попадают на исходные уровни – 4. Здесь  $\hbar\omega_{h1}$  и  $\hbar\omega_{h2}$  – энергии фотонов  $h$ -мод, а  $\hbar\omega_i$  – энергия фотона  $i$ -моды. Энергии  $\hbar\omega_{h1}$ ,  $\hbar\omega_{h2}$  и  $\hbar\omega_i$  превышают ширину запрещенной зоны возбужденного полупроводника, поэтому комбинационный процесс может иметь резонансный характер, и при высокой интенсивности излучения его вероятность может стать значительной.

Поскольку излучение является импульсным, частично вырожденное четырехволновое смещение (так можно охарактеризовать комбинационный процесс, представленный на рисунке 5.7), должно носить нестационарный характер. По аналогии с параметрической генерацией света при импульсной накачке [54] можно ожидать, в зависимости от параметров излучения, возникновения переключений направления перекачки энергии между модами излучения (т.е. изменений направления компонент комбинационного перехода) на обратное направление. Это согласуется с наблюдавшимися в экспериментах изменениями со временем автомодуляции спектров излучения и поглощения.

Нелинейность коэффициентов усиления  $\alpha$  и распределенных потерь  $\gamma$  излучения согласуется с тем, что комбинационные переходы являются нелинейно-оптическими. Тот факт, что в начале излучения фотоны  $h$ -мод, родившись, затем, при возникновении комбинационных переходов, должны перепоглащаться, объясняет задержку разгорания  $h$ -мод. При комбинационных переходах и квазистационарном излучении (в области максимума его импульса) должен сохраняться объем обеднения заселенностей уровней, и если возникают автоколебания формы обеднения в зоне проводимости, то они происходят с частотой, определяемой вероятностью вынужденных межзонных переходов. Именно это наблюдалось в экспериментах, как показано при их анализе [47].

Таким образом, возникновение комбинационных переходов качественно объясняет экспериментально установленные свойства автомодуляций излучения и обеднения заселенностей.



## Заключение

Основные результаты, полученные в диссертационной работе, заключаются в следующем:

1. Создана информационно-аналитическая система, автоматизирующая проведение экспериментальных исследований на лазерном пикосекундном спектрофотохронметрическом комплексе. Система включает в себя 3 основные компоненты: 1) компьютерная программа, управляющая через устройство сопряжения работой исполнительных механизмов (шаговых двигателей, механических затворов), считывающая и обрабатывающая измеряемые данные с фотоприемников и ПЗС-камер в режиме реального времени, 2) компьютерная программа, автоматически поддерживающая значения интенсивностей импульсов в оптических каналах возле заданного положения путем подстройки напряжений на источниках питания оптических усилителей, 3) компьютерная программа, работающая в связке с web-камерой, измеряющая и визуализирующая пространственное распределение интенсивности в лазерном луче. Система была отлажена и активно используется при измерениях сверхбыстрых оптоэлектронных процессов в GaAs.

2. Предложены и реализованы собственные математические алгоритмы решения задачи компенсации джиттера при измерении огибающих светового импульса пикосекундной длительности с помощью электронно-оптической камеры и задачи устранения влияния космических лучей при измерении спектров импульсов. Применение этих алгоритмов в реальных исследованиях показало хороший результат их работы. Благодаря их использованию впервые удалось экспериментально определить характерные времена разгорания и релаксации интегрального по спектру стимулированного пикосекундного излучения GaAs, а также отдельных его спектральных компонент.

3. Использование вычислительной системы, управляющей работой лазерного комплекса, позволило экспериментально подтвердить представление, созданное ранее на основании лишь косвенных признаков: под действием мощной пикосекундной оптической накачки, создающей плотную электронно-дырочную плазму в GaAs, возникает стимулированное излучение, а его интенсивность возрастает с пикосекундной задержкой относительно фронта импульса накачки. При спаде накачки интенсивность излучения релаксирует с характерным временем порядка 10 пс. Получены зависимости времени

задержки, времени релаксации, длительности пикосекундного импульса излучения от энергии его фотона. Оценки, основанные на том, что релаксация излучения определяется остыванием электронно-дырочной плазмы, соответствуют измеренному времени релаксации.

4. Обнаружена бистабильность автомодуляции спектра стимулированного пикосекундного излучения, возникавшего при пикосекундной оптической накачке GaAs. Излучение измерялось до достижения им торцов образца. На фронте импульса излучения в его спектре выделился один набор эквидистантных мод. На спаде излучения его заменил набор мод, расположенных в спектре посередине между первыми. Внутри каждого набора интервал между модами совпадал с расчетным интервалом между собственными модами являющегося активным резонатором слоя GaAs. Время разгорания излучения оказалось осциллирующей функцией энергии его фотона. Эволюция спектра так самосогласована, что интегральный по времени спектр и интегральная по спектру огибающая импульса излучения имели гладкую (без локальных особенностей) форму. Предполагается, что автомодуляция спектра излучения является разновидностью вынужденного комбинационного рассеяния.

Исследования на пикосекундном комплексе с автоматизированной системой управления экспериментом продолжаются. Автор настоящей диссертации принимает активное участие в проведение этих экспериментов и в обработке полученных данных. Результаты экспериментов, последовавших за описанными в данной диссертации, опубликованы в работах [73, 87-91, 98-109].

**Список литературы**

1. Ковалевская Т.Е., Овсяк В.Н., Белоконев В.М., Е.В. Дегтярев Фотоника: Словарь терминов – Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2004.
2. Белов П.А., Беспалов В.Г., Васильев В.Н., Козлов С.А., Павлов А.В., Симовский К.Р., Шполянский Ю.А. Оптические процессоры: достижения и новые идеи – СПб: СПбГУИТМО, 2008.
3. Исихара С. Оптические компьютеры: Новая эра науки. - М.: Наука, 1992.
4. Wiczer J.J., Markelo H. Picosecond optical detection by high-speed sampling of photoelectrons. – Appl. Phys. Lett. 1975, 27, pp.397-400.
5. Johnson A.M., Auston D.H. Microwave switching by picosecond photoconductivity. – IEEE J. 1975, QE-11, pp. 283-287.
6. Физика полупроводниковых лазеров. Под ред. Х. Такумы. – М.: Мир, 1981.
7. Полупроводниковые инжекционные лазеры. Под ред. У. Тсанга. – М.: Радио и связь, 1990.
8. Karplus R., Schwinger J. Note on saturation in microwave spectroscopy. – Phys. Rev. 1948, 73, No.9, pp. 1020-1026.
9. Басов Н.Г., Крохин О.Н. Преобразование мощного монохроматического излучения в электрический ток. – ЖЭТФ, 1963, т.38, с.2384-2386.
10. Крохин О.Н. Коэффициент усиления и эффект насыщения в полупроводниках при однородном возбуждении. – ФТТ, 1965, т.7, в.9, с.2612-2619.
11. Брюкнер Ф., Васильев Я.Т., Днепровский В.С., Кошуг Д.Г., Силина Е.К., Хаттаров В.У. Самоиндуктивная прозрачность в полупроводнике. - ЖЭТФ, 1974, 67, в.6(12), с.2219-2226.
12. Reinjes J.F., McGroddy J.C., Blakeslee A.E. Saturation and recovery of the direct interband absorption in semiconductors. – J. Appl. Phys., 1975, 46. pp.879-882.
13. Глазман Л.И. О резонансном возбуждении мощным световым импульсом носителей в полупроводнике. – ЖЭТФ. 1981, 80, №1, с.349-355.
14. Глазман Л.И. Кинетика электронов и дырок в прямозонных полупроводниках при фотовозбуждении интенсивным импульсом. – ФТП. 1983, 17, №5, с.790-795.
15. Кумеков С.Е., Перель В.И. Энергетическая релаксация электрон-фононной системы полупроводника в стационарном и динамическом режимах. – ЖЭТФ. 1988, 94, №1, с.346-356.
16. Броневои И.Л., Гадонас Р.А., Красаускас В.В., Лифшиц Т.М., Пискаускас А.С., Синицын М.А., Явич Б.С. Обратимое пикосекундное изменение прозрачности арсенида

- галлия при межзонном поглощении мощных импульсов света. – Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, №20, с.322-325.
17. Броневои И.Л., Кумеков С.Е., Перель В.И. Механизм обратимого пикосекундного просветления прямозонного полупроводника при межзонном поглощении мощных импульсов света. – Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, в.8, с.368-370.
  18. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Дядюшкин Е.Г., Явич Б.С. Аномальное излучение арсенида галлия при межзонном поглощении мощных пикосекундных импульсов света. – Письма в ЖЭТФ, 1988, 48, в.5, с.252-255.
  19. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Dyadyushkin E.G., Mironov V.A., Kumekov S.E., Perel' V.I. Superluminescence and brightening of gallium arsenide under interband absorption of picosecond light pulses. – Solid State Commun. 1989, 72, №7, pp.625-629.
  20. Ageeva N.N., Borisov V. B., Bronevoi I.L., Mironov V.A., Kumekov S.E., Perel' V.I., Yavich B.S. Influence of intraband absorption on reversible bleaching of gallium arsenide under picosecond light pulse excitation. – Sol. St. Commun. 1990, 75, №3, pp.167-170.
  21. Ageeva, N.N., Bronevoi I.L., Mironov V.A., Kumekov S.E. Perel' V.I. An abnormal dependence of the reversible threshold bleaching in GaAs on quantum energy of picosecond excitation light pulse. – Sol. St. Commun. 1992, 81, №12, pp.969-975.
  22. Ageeva, N.N., Bronevoi I.L., Mironov V.A., Kumekov S.E. Perel' V.I. The reversible threshold bleaching in gallium arsenide under irradiation by a picosecond light pulse having photon energy close to band gap. – in: Mode-Locked Lasers and Ultrafast Phenomena, G.B. Alushuler, Editor, Proc SPIE 1842, 1992, pp.70-82 (Review).
  23. Hulin D., Joffre M., Migus A., Oudar J.L., Dubard J., Alexandre F. Ultrafast recovery of absorption saturation in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells. – Journ. Do Physique, 1987, 48, №C5, pp.267-270.
  24. Fox A.M., Manning R.J., Miller A. Picosecond relaxation mechanism in highly excited GaInAsP. – J. Appl. Phys. 1989, 65, №11, pp.4287-4298.
  25. Калафати Ю.Д., Кокин В.А. Пикосекундные процессы релаксации в полупроводниковом лазере, возбужденном мощным ультракоротким импульсом света. – ЖЭТФ. 1991, 99, №6, с.1793-1803.
  26. Bronevoi I.L., Krivonosov A.N., Perel'. V.I. Phonon oscillations in the spectrum of the reversible bleaching of gallium arsenide under interband absorption of a high-power picosecond light pulse. – Sol. St. Commun. 1995, 94, №9, pp.805-808.
  27. Bronevoi I.L., Krivonosov A.N., Perel'. Effect of plasmon assisted stimulated Raman scattering on the reversible bleaching of gallium arsenide by a high-power light pulse. – Sol. St. Commun. 1995, 94, №5, pp.363-368.

28. Bronevoi I.L., Krivonosov A.N., Nalet T.A. An overthreshold state of electron-hole plasma in GaAs at interband absorption of high-power picosecond light pulses. – Sol. St. Commun. 1996, 98, №10, pp.903-907.
29. Броневой И.Л., Кривоносов А.Н. Спектр стимулированного излучения, возникающего при межзонном поглощении пикосекундного импульса света в тонком слое GaAs. – ФТП. 1998, 32, №5, с.537-541.
30. Foing J.-P., Hulin D., Joffre M., Jackson M.K., Oudar J.-L., Tanguy C., Combescot M. Absorption edge singularities in highly excited semiconductors. – Phys. Rev. Lett. 1992, 68, №1, pp.110-113.
31. Броневой И.Л., Кривоносов А.Н. Влияние диаметра фотовозбуждаемой области на пикосекундную релаксацию просветления тонкого слоя GaAs. – ФТП. 1998, 32, №5, с.542-545.
32. Броневой И.Л., Кривоносов А. Н. Влияние энергетического транспорта электронов путем излучения оптических фононов на суперлюминесценцию и обратимое просветление тонкого слоя GaAs, возбуждаемого мощным пикосекундным импульсом света. – ФТП. 1999, 33, №1, с.13-18.
33. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А. Н. Распределение электронов между долинами и сужение запрещенной зоны при пикосекундной суперлюминесценции в GaAs. – ФТП. 2001, 35, №1, с.65-70.
34. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А. Н., Кумексов С.Е., Стеганцов С.В. “LO-фононная” корреляция между спектром пикосекундной суперлюминесценции и особенностями спектра поглощения света в GaAs при нефермиевском распределении носителей заряда, генерированных пикосекундным импульсом света. – ФТП. 2002, 36, №2, с.144-148.
35. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А. Н., Кумексов С.Е., Стеганцов С.В. Локальная особенность изменения спектра пикосекундной суперлюминесценции при дополнительной генерации носителей в нефермиевскую электронно-дырочную плазму в GaAs. – ФТП. 2003, 37, №5, с.543-551.
36. Алтыбаев Г.С., Броневой И.Л., Кумексов С.Е. Выступ на спектрах поглощения GaAs, возбужденного мощными пикосекундными импульсами света. – ФТП. 2004, 38, №6, с.674-677.
37. Агеева Н.Н., Броневой И.Л., Кривоносов А. Н., Кумексов С.Е., Налет Т.А., Стеганцов С.В. “Модуляция” характеристик интенсивного пикосекундного стимулированного излучения из GaAs. – ФТП. 2005, 39, №6, с.681-688.

38. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Кривоносов А. Н., Стеганцов С.В. Сверхбыстрая автомодуляция спектра поглощения света, возникающая при сверхкоротких оптической накачке и суперлюминесценции в GaAs. – ФТП. 2006, 40, №7, с.806-814.
39. Елисеев П.Г. Введение в физику инжекционных лазеров. – М.: Наука, 1983.
40. Лау К., Ярив А. В сб.: Полупроводниковые инжекционные лазеры. Под ред. У. Тсанга. – М.: Радио и связь, 1990, с.73.
41. Goebel E.O., Hildebrand O., Lohnert K. Wavelength Dependence of Gain Saturation in GaAs Lasers. J. Quant. Electron. 1977, QE-13, p.848-854.
42. Casperson L.W. Threshold characteristics of mirrorless lasers. J. Appl. Phys. 1977, №48, p.256-262.
43. Калафати Ю.Д., Кокин В.А. Пикосекундная сверхлюминесценция в GaAs при межзонном поглощении мощных коротких импульсов света. – Письма в ЖЭТФ. 1989, 50, №11, с462-465.
44. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Кривоносов А. Н., Налет Т.А., Стеганцов С.В. Участие электрон-фононного взаимодействия в сверхбыстрой автомодуляции поглощения света в GaAs. Связь модуляции поглощения со спектром стимулированного излучения в GaAs. – ФТП. 2007, 41, №12, с.1418-1424.
45. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Кривоносов А. Н., Налет Т.А. Цикличность сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения света, возникающей при накачке и стимулированном излучении в GaAs. – ФТП. 2008, 42, №9, с.1053-1060.
46. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Кривоносов А. Н. Субтерагерцовые автоколебания в сверхбыстрой автомодуляции поглощения света в GaAs. – ФТП. 2008, 42, №12, с.1426-1433.
47. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А. Н. Субтерагерцовые автоколебания обеднения заселенностей электронов в зоне проводимости GaAs при наличии накачки и собственного стимулированного излучения. – ФТП. 2010, 44, №9, с.1157-1164.
48. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А. Н. Повторение формы сверхбыстрой автомодуляции спектра поглощения света при изменении энергии импульса накачки GaAs. – ФТП. 2010, 44, №10, с.1328-1331.
49. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Zabegaev D.N., Krivonosov A.N. Autowave of electron population depletion and sub terahertz self-modulations of light absorption and intrinsic stimulated emission in GaAs. – Physica Status Solidi. 2011, C.8, №4, pp.1211-1215.

50. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Забегаев Д.Н., Кривонос А.Н., Воробьев Н.С., Горностаев П.Б., Лозовой В.И., Щелев М.Я. Погрешности измерений пикосекундных импульсов света с помощью пикосекундных стрик-камер. – ПТЭ. 2011, №4, с.108-115.
51. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Забегаев Д.Н., Кривонос А. Н. Изменения спектра пикосекундного стимулированного излучения GaAs с сопутствующими им признаками электрон-фононного взаимодействия. – ФТП. 2012, 46, №7, с.944-951.
52. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Забегаев Д.Н., Кривонос А. Н. Модуляция характеристик стимулированного пикосекундного излучения GaAs, рекомендации по её использованию и борьбе с ней. Визуализация ямы в области усиления спектра поглощения света, "выжигаемой" излучением. – Журнал Радиоэлектроники. 2012, №10.
53. Гадонас Р., Данелюс Р., Пискарскас А. Абсорбционный спектрометр пикосекундного разрешения на базе параметрических генераторов света и микро-ЭВМ. – Квантовая электроника, 1981, т.8, в.3, с.669-671.
54. Данелюс Р., Пискарскас А., Сируткайтис В., Стабинис А., Ясевичюте Я. Параметрические генераторы света и пикосекундная спектроскопия. – Вильнюс: Мокслас, 1983, с.185.
55. Херман Й., Вильгельми Б. Лазеры сверхкоротких световых импульсов. – М.: Мир, 1986, с.386.
56. Бурнейка К., Григонис Р., Синкявичюс Г., Сируткайтис В. Динамика пассивной синхронизации мод в твердотельных лазерах с инерционной отрицательной обратной связью. – Лазеры и сверхбыстрые процессы. 1988, 1, с.82-100.
57. Морозов В. Б. Пикосекундные лазеры высокой пиковой мощности с импульсной диодной накачкой. – Научно-практический межотраслевой журнал «Интеграл». 2006, т. 3, №29, с.14-16.
58. Keller U., Weingarten K.J., Kartner F.X., Kopf D., Braun B., Jung I.D., Fluck R., Honninger C., Matuschek N., Aus der Au J. Semiconductor Saturable Absorber Mirrors (SESAM's) for Femtosecond to Nanosecond Pulse Generation in Solid-State Lasers. Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 1996, 2, №3, pp.435-453.
59. Campillo A. J., Pearson J. E., Shapiro S. L., Terrell N. J. Fresnel diffraction effects in the design of high power laser systems. – Appl. Phys. Lett. 1973, 23, No.2, pp. 85-87.
60. Ариджанов С. Б., Гуламов А. А., Ганеев Р. А., Редкоречев В. И., Усманов Т. Формирование пучка высокого оптического качества на многокаскадном неодимовом лазере. – Квантовая электроника, 1981, т. 8, №6, с. 1246-1252.
61. Цернике Ф., Мидвинтер Д. Прикладная нелинейная оптика. – М.: Мир, 1976, с.261.

62. Гаранин С.Г., Бельков С.А., Рогожников Г.С., Рукавишников Н.Н., Романов В.В., Воронич И.Н., Воробьев Н.С., Горностаев П.Б., Лозовой В.И., Щелев М.Я. Использование пикосекундной стрик-камеры PS-1/S1 для диагностики многоканальных лазерных установок // – Квантовая электроника. – 2014. – Т. 44, №8. – С. 798-800.
63. Воробьев Н.С., Горностаев П.Б., Лозовой В.И., Смирнов А.В., Шашков Е.В., Щелев М.Я. Пикосекундная электронно-оптическая камера PS-1/S1 в физическом эксперименте // ПТЭ. – 2016. – № 4. – С. 72-77.
64. Christensen K. Detecting cosmic rays from a galaxy far, far away. Michigan Technological University, 2017.
65. Harrison R.G., Stephenson D.B., Detection of a galactic cosmic ray influence on clouds. Geophysical Research Abstracts. 2006, Vol. 8, 07661.
66. Muon Tomography [Электронный ресурс]. – Европейский совет по ядерным исследованиям. URL: <http://cms.cern/content/muon-tomography>
67. Rudy E. Kokich. Capturing cosmic rays with a digital camera [Электронный ресурс]. URL: <http://www.cloudynights.com/articles/cat/articles/capturing-cosmic-rays-with-a-digital-camera-r3046>
68. Vandenbroucke J., Bravo S., Karn P., Meehan M., Peacock J., Plewa M., Ruggles T., Schultz D and Simons A. L. Detecting particles with cell phones: the Distributed Electronic Cosmic-ray Observatory. - The 34th International Cosmic Ray Conference (ICRC2015) - Cosmic Ray Physics: Methods, Techniques and Instrumentation. 2016.
69. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. Математический алгоритм устранения джиттера при измерении с помощью электронно-оптических камер усредненной хронограммы пикосекундного импульса света. Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. 2018. №11. <http://jre.cplire.ru/jre/nov18/13/text.pdf> DOI: 10.30898/1684-1719.2018.11.13.
70. Бондаренко М.В., Слюсар В.И. Влияние джиттера АЦП на точность пеленгации цифровыми антенными решетками // Известия вузов. Сер. Радиоэлектроника. – 2011. - № 8. – С. 41-49.
71. Smilkstein T.H. Jitter Reduction on High-Speed Clock Signals. – University of California at Berkley. 2007.
72. Рабаи Ж.М., Чандракасан А., Николич Б. Цифровые интегральные схемы. Методология проектирования. Digital Integrated Circuits. 2-е изд. – М.: Вильямс. 2007, с.912.
73. Агеева Н.Н., Бронева И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. Переключение спектральных мод пикосекундного стимулированного излучения GaAs вследствие их



- вынужденного комбинационного рассеяния при межзонных осцилляциях электронов в поле излучения // Радиотехника и электроника. – 2018. – Т.63, №10. – С. 1130-1140.
74. Жигарев А.А., Шамаева Г.Г. Электронно-лучевые и фотоэлектронные устройства. – М.: Высшая школа. 1982.
75. Агеева Н.Н., Броневова И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А. Н. Пикосекундные «разгорание» и релаксация интенсивного стимулированного излучения GaAs. – ЖЭТФ. 2013, 143, №4, с.634-641.
76. Грибковский В.П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. – Минск: Наука и техника. 1975.
77. Shah J., Leheny R.F., Lin. C. Effect of plasmon assisted stimulated Raman scattering on the reversible bleaching of gallium arsenide by a high power picosecond light pulse. Sol. St. Comm. 1976, 18, p.1035.
78. Tarucha S., Kobayashi H., Horikoshi Y., Okamoto H. Carrier-Induced Energy-Gap Shrinkage in Current-Injection GaAs/AlGaAs MQW Heterostructures. J. Appl. Phys, Japan. 1984, 23, p.874.
79. Райс Т., Хенсел Дж., Филипс Т., Томас Г. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках. – М.: Мир, 1980.
80. Теория неоднородного электронного газа. Под ред. С. Лундквиста и Н. Марча. – М.: Мир, 1987.
81. Blakemore J.S., Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. J. Appl. Phys. 1982, 53, 123.
82. Сверхкороткие световые импульсы. Под ред. Шапиро. – М: Мир, 1981.
83. Агеева Н.Н., Броневова И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А. Н. Бистабильность автомодуляции спектра собственного стимулированного пикосекундного излучения GaAs. – ЖЭТФ. 2013, 144, №2, с.227-234.
84. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Gornostaev P.B., Krivonosov A.N., Lozovoi V.I., Pelipenko V.I., Shashkov E.V., Schelev M.Ya., Vorobiev N.S., Zabegaev D.N. PS-1/S1 picosecond streak camera measurements of GaAs stimulated radiation. – Programme and Book of Abstracts of the 30th International Congress on High-Speed Imaging and Photonics ICHSIP-30, (16-21 September 2012 CSIR International Convention Centre Pretoria South Africa), p.2.
85. Звелто О. Принципы лазеров. – М.: Мир, 1990.
86. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Квантовая механика. – М.: Физматлит, 2001, т.3, с.185, задача 1.
87. Агеева Н.Н., Броневова И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А. Н. Осцилляции поглощения зондирующего пикосекундного импульса света, вызванные его взаимодействием с

- собственным пикосекундным стимулированным излучением в GaAs. – ЖЭТФ. 2015, 147, №4, с.765-774.
88. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А. Н. Автосинхронизация модуляции заселенности энергетических уровней электронами, создаваемой пикосекундными импульсами зондирующего и собственного стимулированного излучения в GaAs. – ФТП. 2016, 50, №10, с.1333-1342.
89. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А. Н. Осцилляции энергии пикосекундных световых импульсов, как проявление синхронизации создаваемых импульсами локальных отклонений от квазиравновесного распределения электронов в GaAs. – Журнал радиоэлектроники. 2017, №3, с.1-24.
90. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А. Н. Пикосекундная релаксация перенормировки запрещенной зоны GaAs, вызванной кулоновским взаимодействием носителей заряда. – ФТП. 2017, 51, №5, с.594-599.
91. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А. Н. Субтерагерцовая автомодуляция поглощения пикосекундного зондирующего импульса света в GaAs, взаимосвязанная с собственным пикосекундным стимулированным излучением GaAs. – Журнал радиоэлектроники. 2017, №4, с.1-23.
92. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Krivonosov A.N., Zabegaev D.N. Sub terahertz self-oscillations of electron population depletion in conduction band as the reason for ultrafast self-modulations of intrinsic stimulated emission and fundamental light absorption in GaAs. – The 30th International Conference on the Physics of Semiconductors (ICPS 2010), Seoul, Korea, 2010, abstract, p.2-383.
93. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Krivonosov A.N., Zabegaev D.N. Sub terahertz self-oscillations of electron population depletion in conduction band as the reason for ultrafast self-modulations of intrinsic stimulated emission and fundamental light absorption in GaAs. – The International Workshop on Nonlinear Optics and Excitation Kinetics in Semiconductors is the 10th meeting (NOEKS10), Paderborn, Germany, 2010, abstract, p.78.
94. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Gornostaev P.B., Krivonosov A.N., Lozovoi V.I., Schelev M.Ya., Vorobiev N.S., Zabegaev D.N. Measurement accuracy in picosecond streak imaging. – Abstracts of 29th International Congress on High-Speed Imaging and Photonics including 1st Workshop on Advanced Sensing and Imaging (20-24 September 2010, Morioka, Japan), p.20-24.
95. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Krivonosov A.N., Zabegaev D.N. Autowave of electron population depletion and sub terahertz self-modulations of light absorption and intrinsic stimulated emission in GaAs. – Abstracts of 2011 Conference on Lasers and Electro-Optics

- Europe and 12th European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC, 22-25 May 2011, ICM Munich, Germany) 2011, p.7.
96. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. Пикосекундное интенсивное стимулированное излучение GaAs. – Тезисы докладов XI Российской конференции по физике полупроводников, Санкт-Петербург (16-20 сентября 2013 г), с.137.
  97. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. Бистабильность автомодуляции спектра собственного стимулированного пикосекундного излучения GaAs. – Тезисы докладов XII Российской конференции по физике полупроводников, Звенигород (21-25 сентября 2015 г), с.224.
  98. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Krivonosov A.N., Zabegaev D.N. Picosecond self-modulation of the fundamental absorption of a light pulse in the GaAs, that generates the stimulated emission, causing interband electron oscillations. *Journal of Radio Electronics*. 2019. №4. <http://jre.cplire.ru/jre/apr19/2/text.pdf> DOI:10.30898/1684-1719.2019.4.2.
  99. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Zabegaev D.N., Krivonosov A.N. Relation between the Relaxation of Intrinsic Stimulated Picosecond Emission from GaAs with a Characteristic Charge-Carrier Cooling Time. *Semiconductors*. 2019, Vol.53, No 11, pp.1431-1438. DOI:10.1134/S1063782619110022.
  100. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Zabegaev D.N, Krivonosov A.N. Anticorrelation between the Intensity of Stimulated Picosecond Emission in GaAs and the Characteristic Time of Charge-Carrier Cooling. *Semiconductors*. 2020, Vol.54, No 1, pp.22-27. DOI: 10.1134/S1063782620010029.
  101. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А. Н. «Брэгговская» решетка заселенности электронов, наводимая в гетероструктуре  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}-\text{GaAs}-\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  её собственным стимулированным пикосекундным излучением. – ФТП. 2020, 54, №10, с.1018-1028.
  102. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А. Н. Влияние на длительность пикосекундного стимулированного излучения GaAs разогрева носителей заряда этим излучением. – ФТП. 2021, 55, №2, с.113-120.
  103. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А. Н. Длины усиления спектральных компонент собственного стимулированного пикосекундного излучения, зависимость от них характерного времени релаксации указанных компонент и связь спектров стимулированного и спонтанного излучения в GaAs. – ФТП. 2021, 55, №2, с.121-126.

104. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. Влияние разогрева носителей заряда собственным стимулированным пикосекундным излучением в GaAs на линейное возрастание на фронте и длительность спектральной компоненты этого излучения. – ФТП. 2021, 55, №5, с.434-440.
105. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. Переход от экспоненциального к линейному возрастанию плотности энергии спектральной компоненты пикосекундного стимулированного излучения GaAs при насыщении усиления. – ФТП. 2022, 56, №4, с.394-400.
106. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Zabegaev D.N, Krivonosov A.N. Functional Dependences of the Maximum Energy Density of the Spectral Component of Stimulated Picosecond Emission by GaAs upon Gain Saturation. The Residual Characteristic Emission Relaxation Time. Semiconductors. 2022, Vol.56, No 3, pp.145-152. DOI: 10.1134/S1063782622020014.
107. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Zabegaev D.N, Krivonosov A.N. Transition from an Exponential to Linear Increase in the Energy Density of the Spectral Component of Picosecond Stimulated Emission by GaAs upon Gain Saturation. Semiconductors. 2022, Vol.56, No 3, pp.153-159. DOI: 10.1134/S1063782622020026.
108. Ageeva N.N., Bronevoi I.L., Zabegaev D.N, Krivonosov A.N. Effect of Carrier Heating by Intrinsic Stimulated Picosecond Emission in GaAs on a Linear Increase at the Front and the Duration of the Spectral Component of This Emission. Semiconductors. 2021, Vol.55, No 5, pp.476-481. DOI: 10.1134/S106378262105002X.
109. Агеева Н.Н., Броневои И.Л., Забегаев Д.Н., Кривоносов А.Н. Функциональные зависимости максимальной плотности энергии спектральной компоненты стимулированного пикосекундного излучения GaAs при насыщении усиления. Остаточное характерное время релаксации излучения. – ФТП. 2022, 56, №3, с.307-314.