

Бочкарев Николай Николаевич

**АТМОСФЕРНАЯ ОПТОАКУСТИКА
МОЩНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ**

Специальности: 01.04.03 – радиофизика,
01.04.05 – оптика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Томск – 2005

Работа выполнена в Институте оптики атмосферы СО РАН
и Томском государственном университете.

Научный консультант: доктор физико-математических наук,
профессор
Донченко Валерий Алексеевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор
Сухоруков Анатолий Петрович

доктор физико-математических наук,
профессор
Якубов Владимир Петрович

доктор физико-математических наук
Чистякова Лилия Константиновна

Ведущая организация: Институт физики атмосферы РАН, г. Москва

Защита состоится 09 июня 2005 г. в 14 ч 30 мин на заседании диссертационного совета Д 212.267.04 при
Томском государственном университете по адресу: 634010, г. Томск, пр. Ленина, 36.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке Томского государственного университета.

Автореферат разослан 21 апреля 2005 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета



Пойзнер Б.Н.

Актуальность темы и состояние научной проблемы

Исследование распространения мощных лазерных пучков (МЛП) в светорассеивающих средах и, в частности, аэрозольных компонент атмосферы является фундаментальной научной проблемой [1, 2].

Для решения связанных с этой проблемой задач перспективным считается применение оптико-акустического (ОА) эффекта – возбуждение акустических волн (АВ) в среде при поглощении в ней модулированного по интенсивности лазерного излучения [3]. При этом формирование и распространение ОА-сигналов в атмосферном пограничном слое (АПС) определяются как характеристиками поглощенного излучения, так и оптическими, теплофизическими и акустическими свойствами атмосферы.

Создание и использование лазерных источников с рекордными параметрами излучения стимулировали интерес к возможности использования ОА-эффекта совместно с атмосферно-оптическими исследованиями для решения научных программ, связанных с распространением МЛП на протяженных атмосферных трассах, построением моделей распространения такого излучения в АПС с подтверждением их лабораторными экспериментами.

Использование ОА-эффекта в исследованиях указанной проблемы имеет две взаимосвязанные стороны: оптическую и акустическую.

Актуальность исследований первой из них связана с появлением источников мощного лазерного излучения (МЛИ) и определяется практической потребностью в прогнозе эффективности их работы в атмосфере во всепогодных условиях, в том числе для решения задач проводки молниевых разрядов по заданной траектории и, в связи с этим, необходимостью разработки дистанционных методов определения параметров МЛП и методов дистанционного определения параметров атмосферного аэрозоля в канале МЛП.

С другой стороны, дистанционные исследования с использованием ОА-эффекта предполагают рассмотрение явлений, связанных с амплитудно-частотными искажениями ОА-сигналов при их распространении в АПС.

Интерес к задачам распространения АВ в АПС возобновился с развитием методов акустического и радиоакустического зондирования атмосферы [4], а также необходимостью решения проблем, связанных с шумовым загрязнением атмосферы и его пагубным влиянием на здоровье человека, чем обусловлена **актуальность** решения второй части поставленной задачи.

Теоретические и экспериментальные исследования распространения звуковых волн в турбулентной [5] движущейся [6] атмосфере в рамках линейной акустики, а также теоретическое описание нелинейных волновых процессов [7, 8] в сплошных средах обозначили класс нерешенных и представляющих интерес для атмосферной акустики задач, связанных с влиянием подстилающей поверхности на распространение АВ и с особенностями нелинейных искажений звуковых волн.

Таким образом, работа затрагивает актуальные проблемы оптики атмосферы и относится к области экспериментальной радиофизики.

Цель исследования состоит в изучении физических основ генерации, распространения и оптимального приема акустических волн при воздействии мощного лазерного излучения на вещество атмосферы.

Задачи исследования

1. Определение границ применимости известных и разработка физических основ новых ОА-методов исследования распространения МЛП в АПС.

2. Постановка натурных и лабораторных экспериментов для исследования процесса импульсного лазерного возбуждения АВ в атмосфере и модельных аэродисперсных средах и на этой основе – разработка и апробация методов дистанционного измерения параметров МЛП и микрофизических характеристик аэрозольных компонент атмосферы.

В части исследования влияния АПС на параметры ОА-откликов, регистрируемых удаленным ОА-приемником, предусматривается следующее.

3. Определение частотного диапазона ОА-сигналов и его зависимости от параметров МЛП и параметров атмосферы как аэрозольной среды.

Для определенного по п. 3 частотного диапазона:

4. Создание методики экспериментальной селекции и исследования наиболее значимых факторов изменения среднего уровня звука, распространяющегося на приземных трассах до 1 км, а также исследование особенностей статистических свойств флуктуаций приземных звуковых волн.

5. Разработка алгоритма прогноза нелинейных искажений звуковых волн в АПС на основе результатов соответствующих экспериментов.

6. Исследование влияния внешнего акустического шума на отношение сигнал-шум при регистрации ОА-сигналов наземным приемником.

Методы исследования

В работе использованы положения теории термооптической генерации ОА-сигналов в газах, оптической генерации АВ водными аэрозолями, линейного и нелинейного ослабления звука в атмосфере, включая численное моделирование конкретных задач ОА-генерации и распространения АВ.

Экспериментальные методы включали измерение амплитудных и пространственно-временных характеристик импульсных ОА-сигналов и тональных звуковых сигналов, а также опирались на методы математической статистики при обработке результатов измерений.

Научные положения, выносимые на защиту

1. Амплитуда оптико-акустического импульса, генерируемого при поверхностном испарении, взрывном вскипании и разрушении частиц водных аэрозолей под воздействием излучения CO_2 -лазера микросекундной длительности, пропорциональна водности аэрозоля для однородно поглощающих частиц и зависит от плотности лазерной энергии по степенному закону с показателем степени: 2 – при поверхностном испарении; $0,5 \div 0,8$ – при взрывном вскипании и разрушении.

2. Акустические параметры длинной лазерной искры, возникающей в атмосфере при распространении мощного излучения CO_2 -лазера микросекундной длительности и состоящей из отдельных очагов пробоя, определяются концентрацией аэрозольных твердофазных частиц размерами выше критического, зависящего по обратностепенному закону от плотности

лазерной энергии. Длительность и амплитуда оптико-акустического импульса, генерируемого очагом пробоя размерами от нескольких миллиметров до нескольких сантиметров, линейно пропорциональны размеру видимого ореола очага пробоя.

3. Флуктуации амплитуды звуковых волн на атмосферных трассах протяженностью до 100 м при влиянии граничных свойств подстилающей поверхности возрастают до уровня насыщения с увеличением длины трассы, частоты звука и интенсивности турбулентности атмосферы быстрее, чем в свободном пространстве. Статистические характеристики флуктуаций амплитуды звуковых волн на приземных трассах до 1 км при влиянии граничных свойств подстилающей поверхности имеют масштаб подобия, зависящий от эффективной скорости ветра, поперечной трассе распространения звука, для любых метеорологических состояний пограничного слоя атмосферы.

4. Использование параболического уравнения Хохлова–Заболотской–Кузнецова позволяет прогнозировать нелинейные искажения звуковых волн, распространяющихся в свободной атмосфере на дальности порядка 100 м, с точностью не хуже ± 1 дБ.

5. Высотно-частотное распределение внешнего акустического шума в приземном слое атмосферы зависит от граничного акустического импеданса подстилающей поверхности. Нейтральная частота, для которой отсутствует высотно-частотная зависимость отношения сигнал-шум при высоте приема нескольких метров над подстилающей поверхностью, зависит в однопараметрической модели импеданса подстилающей поверхности от удельного сопротивления текучести по степенному закону с показателем степени 3/5. При увеличении высоты приема отношение сигнал-шум уменьшается для частот выше нейтральной и увеличивается для частот ниже нейтральной частоты.

6. Прогноз амплитудно-частотных искажений звуковых сигналов при оптико-акустической диагностике распространения мощных лазерных пучков в приземном слое атмосферы позволяет более чем в 2 раза увеличить точность восстановления пространственных характеристик длинной лазерной искры на трассах протяженностью до 1 км.

Достоверность научных результатов

Достоверность результатов и выводов подтверждается:

1) обоснованностью физических предпосылок, использованных для определения параметров ОА-сигналов, которые характеризуют процесс взаимодействия МЛП с веществом атмосферы;

2) тщательной методической проработкой вопроса регистрации, обработки ОА- и акустических сигналов с учетом амплитудно- и фазочастотных характеристик приемных датчиков и регистрирующего оборудования, а также учетом возможных методических и экспериментальных ошибок;

3) использованием в качестве акустических приемников сертифицированных датчиков, а в качестве регистрирующего оборудования – метрологически поверенных приборов;

4) статистической обеспеченностью получаемых данных, их повторяемостью и хорошим соответствием аналогичным результатам, выполненным позднее другими авторами;

5) сравнением выводов, следующих из экспериментальных данных, с результатами математического моделирования процессов генерации и распространения ОА- и акустических сигналов в АПС;

6) в численном моделировании и расчетах – тестированием созданных алгоритмов на известных задачах, имеющих аналитическое решение или выполненных другими авторами и получивших всеобщее признание.

Научная новизна результатов

1. ОА-исследованиями обнаружено уменьшение акустического энерговклада при светоиндуцированной взрывной фрагментации водных аэрозолей и установлены пороги взрывного вскипания и разрушения водных капель аэрозоля, хорошо согласующиеся с соответствующими оптическими исследованиями. Установлена квадратичная зависимость амплитуды ОА-импульса от плотности энергии воздействующего излучения CO₂-лазера при поверхностном испарении частиц водных аэрозолей. Зафиксирован сверхзвуковой разлет продуктов взрыва аэрозольных капель в эффективную область, превышающую эффективную область при поверхностном испарении в $\sim 3 \div 4$ раза. На основе эффектов нелинейно-оптических взаимодействий предложен ОА-способ измерения концентрации частиц водных аэрозолей в атмосфере.

2. В свободной атмосфере дистанционно зарегистрированы ОА-импульсы термооптического механизма генерации АВ. ОА-измерениями подтверждена теоретически определенная линейность зависимости амплитуды акустического импульса при термооптической генерации от плотности энергии лазерного излучения.

3. Микрофизическими и ОА-измерениями определены критические размеры частиц твердофазного аэрозоля, инициирующих оптический пробой в атмосфере. Установлено, что амплитуда и длительность акустического импульса, генерируемого квазисферическим очагом пробоя (ОП) в атмосфере, определяются видимыми размерами его ореола.

4. Разработан методический подход селекции турбулентного ослабления звука в атмосферно-акустических исследованиях на приземных трассах, позволивший экспериментально доказать справедливость положений теории турбулентного ослабления звука, полученных в малоугловом приближении. Получены эмпирические зависимости турбулентного ослабления звука от длины трассы, частоты звука и скорости среднего поперечного ветра, которые хорошо согласуются с теоретическими расчетами.

5. Обнаружено, что флуктуации уровня звука на атмосферных трассах до 100 м при влиянии граничных свойств подстилающей поверхности возрастают до уровня насыщения быстрее, чем в свободном пространстве. Обосновано применение для статистических характеристик флуктуации амплитуды приземной звуковой волны масштаба подобия, зависящего от эффективной скорости ветра, поперечной трассе распространения звука.

6. На основе эффекта уширения частотного спектра звуковых сигналов, распространяющихся в атмосфере, предложены способы измерения внешнего масштаба турбулентности атмосферы и оптимизации ширины приемной диаграммы направленности для акустического зондирования скорости ветра в атмосфере, а на основе эффекта рефракции звука – способ измерения температуры атмосферы.

7. Определены уровни нелинейного поглощения мощных звуковых пучков на коротких атмосферных трассах в контролируемых метеоусловиях, что позволило обосновать использование методики прогноза нелинейного поглощения звука на основе численного решения уравнения Хохлова–Заболотской–Кузнецова.

8. Показано, что высотно-частотные характеристики внешних акустических шумов в атмосфере зависят от граничного импеданса подстилающей поверхности. Предложен способ определения нейтральной частоты, для которой отсутствует вы-

относительно-частотная зависимость отношения сигнал-шум при высоте приема нескольких метров над подстилающей поверхностью. При увеличении высоты приема отношение сигнал-шум уменьшается для частот выше нейтральной и увеличивается для частот ниже нейтральной частоты.

9. При переходе от фемто- к наносекундной длительности импульса лазерного излучения для неизменной энергии излучения амплитуда генерируемого аэрозольным объемом ОА-отклика уменьшается на два порядка. Нелинейный ОА-эффект при взаимодействии фемтосекундного лазерного излучения с воздухом свидетельствует о нетривиальном поглощении лазерного излучения.

Новизна подтверждается авторскими свидетельствами на изобретения.

Научная значимость результатов работы

Методы, развитые при экспериментальном ОА-исследовании процессов вскипания жидкости и акустики взрывающихся капель, а также полученные физические результаты акустических последствий взаимодействия МЛП с веществом атмосферы важны для изучения физики конденсированного состояния вещества, физики теплового взаимодействия лазерного излучения с веществом, кинетики двухфазных сред.

Программы, методики и сопутствующее им математическое обеспечение, разработанные в процессе выполнения исследований, образуют в совокупности метод исследования распространения МЛП в атмосфере и аэрозольных компонент атмосферы. Метод можно использовать для исследований трансформации характеристик аэрозольных ансамблей различного происхождения под воздействием мощного оптического излучения, в том числе фемтосекундной длительности.

Практическая значимость результатов работы

1. Создана методика автоматизированной дистанционной ОА-экспресс-диагностики канала распространения МЛП в АПС и программно-экспертная система «Атмосферная оптоакустика», базирующиеся на прогнозе приземного распространения звука и ОА-индикации процессов взаимодействия МЛП с веществом атмосферы.

2. Установленная с помощью ОА-измерений адекватность физических процессов взаимодействия МЛП с аэрозолем в лабораторных и природных условиях явилась основой методологии разработки инженерной модели оценки пропускания МЛП в условиях тумана, летней дымки, дождя.

3. Результаты исследования высотного распределения уровня внешнего шума в атмосфере позволяют: для систем дистанционной ОА-диагностики и акустического зондирования атмосферы – значительно повысить их потенциал за счет увеличения отношения сигнал-шум на апертуре акустического приемника; для целей экологической безопасности и борьбы с шумовым загрязнением АПС – уменьшить факторы вредного воздействия на человека внешних акустических шумов техногенного характера.

4. Создан программный комплекс «Атмосферная нелинейная акустика», позволяющий контролировать степень нелинейных искажений звуковых волн на коротких трассах в атмосфере, а также проектировать потенциально новые мощные средства звуковещания и акустического зондирования атмосферы.

5. Акустические свойства созданного плазменного излучателя АВ позволяют рекомендовать его в качестве эталонного источника в диапазоне частот, недоступном при других способах генерации. Плазменный излучатель АВ имеет недостижимую для известных способов генерации ширину полосы воспроизводимых частот при незначительных нелинейных и амплитудно-частотных искажениях.

Внедрение результатов работы и рекомендации по их использованию

Результаты работы использованы в следующих организациях:

1. Институт оптики атмосферы СО РАН: при выполнении госбюджетных и хозяйственных работ в период с 1982 г. по настоящее время.

2. Институт мониторинга климатических и экологических систем СО РАН: для выполнения опытно-конструкторской работы по проблеме распространения звуковых волн в АПС, которая завершилась в 2004 г. созданием устройства прогнозирования дальности звукового вещания, изготовления опытного образца и его государственными испытаниями.

3. Предприятие п/я Р-6271: для экспериментального изучения акустических свойств плазмы оптического пробоя в атмосфере.

4. ОАО «Научно-производственное предприятие “Звукотехника”»: в течение более 20 лет для прогноза распространения звуковых волн в АПС и для учета нелинейного поглощения звука в атмосфере в целях совершенствования существующих и разработки новых средств дальнего звуковещания.

5. Предприятия ФГУП «Научно-производственный центр “Полус”» Российского авиационно-космического агентства и ООО «Научно-производственная фирма “Диамос”»: многоцелевая программно-экспертная система регистрации и обработки акустической информации, в которой основой алгоритмов служат, в частности, методы многоканальной спектральной обработки сигналов с коррекцией переходных характеристик приемных датчиков и аналоговых электронных схем оборудования, методы оптимальной фильтрации сигналов на фоне шумов и помех, а также способ, защищенный патентом Российской Федерации (патент № 2140626 от 27.10.1999 г. / Бочкарев Н.Н., Картопольцев А.В.). Программно-экспертная система служит составляющей частью прибора «Диамос», разработанного и изготовленного автором (Сертификат об утверждении типа средств измерений RU.E.28.060.AN 7903, выдан Госстандартом России 30.06.2000 г.).

6. Томский государственный университет: действующий макет плазменного излучателя АВ, разработанный и изготовленный автором, в целях учебного процесса для демонстрации нетрадиционного применения низкотемпературной плазмы.

Внедрение и использование результатов работы подтверждается актами использования.

Для дальнейших практических целей представляют интерес следующие законченные научно-технические результаты работы:

1. Учет влияния высотного-частотного распределения внешнего акустического шума в атмосфере на отношение сигнал-шум в приемном тракте систем акустического и ОА-зондирования атмосферы и оценка эффективности действия систем дальнего звуковещания.

2. Учет влияния флуктуаций приземных звуковых волн на эффективность работы систем ОА-зондирования атмосферы и дальнего звуковещания.

3. Учет влияния нелинейного поглощения звука в атмосфере на эффективность действия систем акустического зондирования атмосферы и систем дальнего звуковещания.

4. Программно-экспертный алгоритм восстановления параметров ОА-сигналов, генерируемых МЛП в атмосфере, с учетом механизмов их трансформации при распространении в АПС, характеристик внешних акустических шумов и технических параметров регистрирующего оборудования.

5. Комплекс экспериментальных исследований, выполненных в области атмосферной акустики, а именно: по факторам ослабления, флуктуаций и нелинейного поглощения звуковых волн, высотному распределению акустических шумов в атмосфере, перспективен в практическом использовании для модернизации существующих и создания новых технических систем передачи и приема АВ в атмосфере, а также позволяет существенно улучшить технические характеристики таких систем, повысить их эффективность и конкурентоспособность.

6. Полученные в работе научно-технические решения и результаты можно использовать при планировании новых экспериментов по изучению взаимодействия МЛП с веществом атмосферы.

Личный вклад автора

Диссертационная работа является обобщением исследований автора по проблеме взаимодействия МЛП с веществом атмосферы ОА-методом, выполненных в период с 1982 г. по настоящее время в рамках лаборатории атмосферной акустики (зав. лаб. д.ф.-м.н. Н.П. Красненко) и лаборатории нелинейно-оптических взаимодействий (зав. лаб. д.ф.-м.н. А.А. Землянов) Института оптики атмосферы СО РАН и кафедры оптико-электронных систем и дистанционного зондирования Томского государственного университета (зав. каф. д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН ВШ И.В. Самохвалов). В исследованиях автору принадлежат: постановка научных задач; выбор методов решения; создание экспериментальной и приборной базы; планирование и проведение экспериментальных исследований; разработка алгоритмов, программ; анализ и интерпретация полученных результатов. Опубликованные по теме диссертации работы выполнены по инициативе и при непосредственном участии автора.

По существу содержания работы на различных этапах ее выполнения помощь автору была оказана следующими учеными: В.А. Погодаев, А.Е. Рождественский, А.М. Кабанов – проведение экспериментов, интерпретация результатов исследования ОА-эффектов взаимодействия МЛП с модельными аэрозолями (§ 2.2); проведение экспериментов по приземному распространению звука – В.П. Муравский (§ 4.2); проведение экспериментов с мощными звуковыми пучками в атмосфере – В.А. Клочков, А.А. Фомичев (§ 5.1); численное моделирование распространения мощных звуковых пучков – П.А. Коняев (§ 5.4).

Апробация работы

1. Результаты диссертационной работы докладывались на: 7-м и 8-м всесоюзных симпозиумах по лазерному и акустическому зондированию атмосферы, Томск – 1982 и 1984; 8-м и 11-м всесоюзных симпозиумах по распространению лазерного излучения в атмосфере, Томск – 1986 и 1992; 1, 2, 4, 6, 7, 8, 10, 11-м межреспубликанских и международных симпозиумах «Оптика атмосферы и океана», Томск – 1994, 1995, 1997, 1999, 2000, 2002, 2004; Иркутск – 2000; 3-м Всесоюзном совещании по распространению лазерного излучения в дисперсной среде, Обнинск – 1985; 19-й Всесоюзной конференции по распространению радиоволн, Ленинград – 1984; Всесоюзном симпозиуме по фотохимическим процессам земной атмосферы, Черногоровка – 1986; 2-й Всесоюзной конференции молодых исследователей «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики», Новосибирск – 1987; 2-м Межотраслевым акустическом семинаре «Модели, алгоритмы, принятие решений», Москва – 1988; 5-й Международной школе по квантовой электронике «Laser-physics and applications», Болгария, Солнечный берег – 1988; Российской аэрозольной конференции, Москва – 1993; 14-м Международном конгрессе по акустике, Китай, Пекин – 1993; 4-м рабочем семинаре СНГ «Акустика неоднородных сред», Новосибирск – 1996; Международном конгрессе «Advanced high power laser and application. ANPLA'99», Япония, Осака – 1999; заседании 9-й рабочей группы «Аэрозоли Сибири», Томск – 2002; Международном симпозиуме «Lasers Material Interaction», С.-Петербург – 2003; 6-м Международном симпозиуме «Atomic and molecular pulsed lasers», Томск – 2003; Международной конференции «Современные проблемы физики и высокие технологии», Томск – 2003; 15-й сессии Российского акустического общества, Нижний Новгород – 2004.

2. Представленные в диссертационной работе ОА-исследования канала распространения импульсного МЛП в атмосфере выполнялись в рамках государственных и региональных программ. Среди них: госбюджетная тема № 16 «Дистанционное зондирование атмосферы с использованием акустических волн», Федеральная целевая комплексная научно-техническая программа «Экологическая безопасность России», программы СО РАН «Исследование нелинейно-оптических взаимодействий в атмосфере» и «Волновые процессы при взаимодействии лазерного излучения с компонентами атмосферы». Работа выполнялась при поддержке гранта РФФИ № 03-05-64431.

3. На конкурсе прикладных работ СО АН СССР в 1989 г. в составе авторского коллектива за цикл работ по приземному распространению звука (частичное содержание 4-й и 6-й глав) работа получила диплом второй степени, а в 1987 г. за исследование энергетических и статистических характеристик интенсивного оптического излучения в регулярных и случайно-неоднородных средах (частичное содержание 2–4-й и 7-й глав) в составе авторского коллектива была удостоена премии Ленинского комсомола.

4. По теме диссертационной работы опубликовано: статей в центральных отечественных и зарубежных научных журналах и тематических сборниках – 35; тезисов докладов на отечественных и международных конференциях и семинарах – 38; авторских свидетельств на изобретения – 8.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения, списка литературы и приложения. Объем диссертации – 339 страниц основного текста, включая 92 рисунка и 3 таблицы. Список литературы – 271 наименование.

Содержание работы

Во **введении** содержится краткий анализ состояния научной проблемы, сформулированы цели и задачи работы, обосновывается ее актуальность, раскрывается научная новизна и практическая значимость, приводятся положения, выносимые на защиту. Кратко изложено содержание работы.

В первой главе приводится исторический обзор важнейших работ по научной проблеме, дана оценка результатов данных исследований с точки зрения обоснования акустического метода диагностики распространения МЛП в атмосфере и возможностей применения ОА-эффекта в задачах диагностики оптических свойств атмосферы как аэрозольной среды.

Основные сведения об аэрозольной атмосфере указаны в § 1.1. Раскрываются эффекты поглощения излучения МЛП в АПС и основные механизмы оптической генерации звука, связанные с этим поглощением. В зависимости от степени воздействия лазерного излучения на вещество атмосферы выделены следующие наиболее значимые механизмы ОА-генерации АВ: термооптический (фотоакустический), поверхностное испарение и взрывное вскипание водных аэрозолей, оптический пробой.

В оптически поглощающих средах при малых плотностях лазерной энергии E_d основную роль играет термооптический механизм генерации АВ, обусловленный расширением нагреваемых лазерным излучением участков среды. С увеличением E_d становятся существенными нелинейные эффекты, обусловленные возрастанием скорости расширения нагреваемого объема среды, а также изменением термодинамических параметров вещества в процессе действия МЛП. Затем развиваются более сложные процессы генерации АВ, связанные с фазовыми переходами вещества и оптическим пробоем.

В задачах атмосферной оптоакустики ОА-сигналы регистрируются за пределами МЛП, а граница МЛП считается обладающей конечным акустическим импедансом. ОА-сигналы в этом случае регистрируются, а их характеристики определяются вне области тепловыделения.

Задачи атмосферной оптоакустики рассмотрены в работе поэтапно: на первом предполагается, что поперечные размеры области тепловыделения малы по сравнению с расстояниями, на которых могут проявиться нелинейные или диссипативные процессы при распространении АВ; на втором – эти эффекты учитываются при рассмотрении вопросов, связанных с распространением АВ в АПС от области их генерации до приемника.

В отличие от ОА-исследований в замкнутых объемах (ОА-ячейках) [9] атмосферная оптоакустика имеет дело с переменной составляющей генерируемого лазерным излучением акустического давления, возникающего в момент действия импульса излучения или в результате амплитудной модуляции последнего. Поэтому термооптический механизм генерации звука рассматривается в § 1.2 для импульсного и гармонически модулированного лазерного излучения, распространяющегося при относительно слабом поглощении.

Использование уравнения фотоакустической спектроскопии (Herman R.M., Gray M.A., 1967) в рамках поставленной задачи предполагает пренебрежение стрикционными эффектами. Поскольку уравнение не содержит членов, учитывающих диссипацию АВ, поэтапное рассмотрение задачи позволяет учесть этот эффект позднее на стадии распространения ОА-сигналов.

Особенности наиболее существенных механизмов оптической генерации АВ, таких как взрывное испарение и фрагментация аэрозольных частиц, оптический пробой в атмосфере, рассмотрены в § 1.3.

Теоретически задача формирования АВ при воздействии импульсного лазерного излучения на жидкие аэрозоли решается на основе уравнений термогидродинамики двухфазной среды, записанных с учетом воздействия лазерного излучения. В атмосфере концентрации аэрозоля невелики, поэтому его влияние сводится к возмущению газодинамических параметров среды. Аэрозоль в уравнении для воздушной среды учитывается в функции теплового источника, а образовавшиеся в результате взаимодействия с лазерным излучением пары частиц – в уравнении состояния.

ОА-эффекты в аэрозолях, связанные с быстрым и неоднородным прогревом двухфазных систем как в допороговых, так и в сверхпороговых для развития оптического разряда режимах взаимодействия с МЛП, представляют собой целый класс физических процессов. Рассмотрены эффекты, возникающие на твердом и жидком аэрозоле в сверхпороговых для развития оптического разряда режимах взаимодействия с МЛП, дана классификация возникающих АВ, проанализированы возможности ОА-диагностики параметров МЛП и аэрозоля.

По разнообразию физических механизмов генерации АВ наиболее богатым является коллективный оптический разряд, возникающий в плотных аэродисперсных средах при минимальных интенсивностях в поле достаточно длинных импульсов, формирование и развитие которого идет за счет теплопроводностного механизма без образования светодетонационных волн поглощения МЛП, характерных для динамики ОП в разрядах типа длинной лазерной искры (ДЛИ). Относительный максимум акустического спектра коллективного оптического разряда существует в области частот $f \sim 10^4$ Гц и определяется двумя видами волн: внутренних гиперзвуковых $f \sim 1 \div 10$ МГц и уходящих звуковых $f \sim 1 \div 10$ кГц.

Гиперзвуковые АВ, возникающие на начальном этапе эволюции ОП, характеризуются частотами вплоть до $f \sim 10^8$ Гц. Затем происходит быстрое уменьшение их амплитуды, сопровождающееся сдвижением спектра в область низких частот $f \sim 10^6$ Гц за время ~ 3 мкс. Процесс идет в условиях конкуренции нелинейности и высокочастотной диссипации при сферическом расширении ОП. Скорость волны вытеснения буферного газа быстро падает (за время ~ 3 мкс от 200 до 40 м/с), так что АВ отрывается от нее и от зоны прогрева и распространяется уже в холодном буферном газе. Дальнейшая эволюция АВ и возможности ее дистанционного приема определяются линейным поглощением звука и геометрической расходимостью.

Специфика взаимодействия МЛП допороговой интенсивности с водным аэрозолем, связанная главным образом с фокусировкой и взрывом частиц либо выбросом из них струй пара при сравнительно низкой температуре, качественно не меняет физического механизма генерации АВ как процесса распада скачков давления на фронте паровоздушного ореола. Меняется, по существу, лишь геометрия последнего. Это означает, что на расстояниях, много больших радиуса частицы, ожидается общая асимптотика АВ формирования ореола для твердого и водного аэрозолей.

В зависимости от размеров и материала аэрозольных частиц, а также длительности импульса лазерного излучения τ_d возможны несколько механизмов возникновения микро ОП на изолированной частице. Наиболее известным из них является

сравнительно высокопороговый по интенсивности механизм теплового взрыва твердых микронных частиц с последующим развитием лавины в расширяющемся термически слабоионизованном паровоздушном ореоле. Этот механизм хорошо согласуется с частотной зависимостью порогов пробы крупной фракции естественного сухого атмосферного аэрозоля в разрядах типа ДЛИ при $\tau_{\text{д}} \sim 10^{-8} \div 10^{-6}$ с. Поскольку интенсивности I при этом достаточны для поддержания светодетонационной волны в буферном газе, генерация АВ почти сразу же сменяется генерацией сходной по пространственной структуре и спектру, но существенно более мощной АВ, длительность которой определяется уже не собственным временем формирования паровоздушного ореола, а $\tau_{\text{д}}$. Эта волна связана с движением фронта разогрева ОП и распространением светодетонационной волны.

Таким образом, аэродисперсные системы в поле МЛИ ближнего и дальнего ИК-диапазонов являются эффективными источниками АВ в широком спектральном интервале как в допробойном режиме, так и особенно в сверхпороговых для развития оптических разрядов условиях.

В § 1.4 сформулирована задача разработки метода атмосферной ОА-диагностики МЛП и аэрозолей, для которой обобщенная схема ОА диагностики распространения МЛП на наклонных трассах в АПС представлена на рис. 1. С учетом решаемых задач ОА-зондирования используется коллимированный или сфокусированный МЛП, а режим работы источника – моноимпульсный или гармонически амплитудно-модулированный.

В зависимости от энергетических характеристик МЛП при его фокусировке на заданной высоте в атмосфере может возникнуть оптический пробой на аэрозольных частицах, пространственная структура которого – четочная протяженная или сплошная лазерная искра.

Наиболее успешно образование ОП происходит при низких влажностях атмосферного воздуха. Повышенное содержание влаги в атмосфере приводит к обводнению твердофазного аэрозоля. Водная оболочка аэрозоля увеличивает время задержки образования ОП относительно начала лазерного импульса. Осадки ускоряют вывод грубодисперсной фракции аэрозоля. Аэрозольная природа и пороговый характер оптического пробоа атмосферы имеют следующее очевидное объяснение: аэрозольные частицы, поглощающие лазерное излучение, разогреваются до температуры, соответствующей области температур первой ионизации атомов и образованию плотной плазмы. В плазме происходит сильное поглощение лазерного излучения, что приводит к дальнейшему сильному разогреву плазмы и образованию плазменных полостей, которые, расширяясь, создают в воздухе ударные волны.

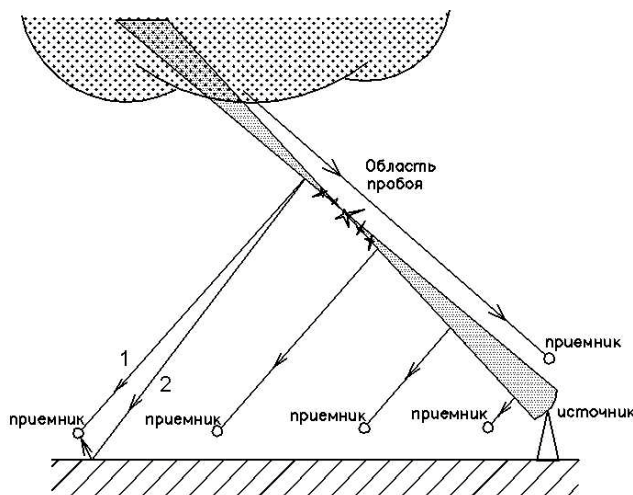


Рис. 1. Обобщенная схема ОА-зондирования атмосферы

Для ОА-диагностики пространственных характеристик оптического пробоа, а также исследования аэрозольных образований природного или искусственного происхождения на трассе распространения МЛП наиболее простым будет размещение акустического приемника вблизи источника МЛИ. При этом каждому элементу пространственной структуры оптического пробоа, в зависимости от его удаленности от приемника, будет соответствовать акустический отклик, регистрируемый на «звуковой дорожке».

Размещенные вдоль проекции МЛП на плоскость подстилающей поверхности ОА-приемники, помимо регистрации акустических сигналов от ОП и аэрозольных образований, возникших в МЛП, регистрируют сигналы термооптического возбуждения АВ. Каждый из ОА-приемников чувствителен к собственной ближайшей к нему квазицилиндрической области МЛП, имеющей эффективную протяженность порядка радиуса первой зоны Френеля.

Суммарное звуковое поле в точке приема – суперпозиция прямой (луч 1, рис. 1) и отраженной подстилающей поверхностью волн (луч 2, рис. 1). Отраженные подстилающей поверхностью АВ представляют серьезную помеху, и поэтому необходима разработка эффективного метода очистки от них «звуковых дорожек». Причем численный алгоритм, базирующийся на таком методе, должен позволять современным вычислительным средствам выполнять необходимые расчеты в реальном времени.

Регистрируемый наземным акустическим приемником широкополосный сигнал обладает частотным спектром, который формально имеет вид:

$$P(\omega) = I_0 f(\omega) K(\omega) L(\omega) [A_1(\omega) + A_2(\omega) Z(\omega)] + P_{\text{ш}}(\omega), \quad (1)$$

где $I_0 f(\omega)$ – спектр огибающей импульса лазерного излучения; $K(\omega)$ – передаточная функция ОА-источника; $L(\omega)$ – спектр пропускания атмосферы; $A_{1, 2}(\omega)$ – спектры приемника в направлении прямого 1 и отраженного 2 луча (см. рис. 1); $Z(\omega)$ – спектр коэффициента отражения подстилающей поверхности; $P_{\text{ш}}(\omega)$ – спектр внешних акустических шумов.

Для решения поставленной задачи, как следует из (1), необходимо рассмотреть комплекс вопросов, связанных с физическими механизмами генерации АВ при взаимодействии МЛП с веществом атмосферы, распространением АВ в АПС с учетом искажающего влияния подстилающей поверхности и влиянием внешних акустических шумов.

В частности, одной из физических задач, важных для создания установок лазерной проводки молниевых разрядов, является повышение эффективности формирования высокоионизованного канала – пространственной ДЛИ, зависящей от особенностей распространения МЛИ.

Построение физической модели генерации АВ при воздействии МЛП на вещество атмосферы требует знания зависимости коэффициента аэрозольного ослабления от энергетических параметров МЛИ, исследование которой следует проводить в контролируемых лабораторных условиях.

Вторая глава посвящена вопросам экспериментальных исследований распространения МЛИ импульсных CO_2 -лазеров микросекундной длительности на атмосферных приземных трассах в условиях тумана, мороси, дождя (§ 2.1) и в лабораторных условиях в модельных аэрозолях (§ 2.2).

Дистанционная индикация взаимодействия МЛП с частицами аэрозоля различного химического и фазового состава в атмосфере возможна благодаря фазовому переходу жидкокапельного аэрозоля и оптическому пробою. Индикатором таких процессов являются генерация АВ и изменение рассеивающих свойств аэрозоля при фазовом взрыве частиц в допороговом режиме.

В натуральных измерениях использовался моноимпульсный электроионизационный лазер на смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2$ с предионизацией активной среды электронным пучком, длина волны $\lambda = 10,6$ мкм. Форма импульса генерации имела главный пик с полушириной $(3 \div 5) \cdot 10^{-7}$ с и пологий задний фронт длительностью $(1,5 \div 2,5) \cdot 10^{-6}$ с. В переднем фронте сосредоточено 75% от всей энергии лазерного импульса. Средняя плотность энергии МЛИ составляла $E_{\text{л}} = 0,1 \div 20$ Дж/см². Излучение фокусировалось ($F = 480 \div 540$ м) на приземной трассе протяженностью до 580 м, которая проходила на высоте $2,5 \div 4$ м над ровной подстилающей поверхностью. В ходе экспериментов измерялись метеопараметры атмосферы и микроструктура аэрозоля.

Акустические сигналы регистрировались на два микрофона, которые размещались на удалении $1 \div 30$ м от оси лазерного пучка на высоте $2 \div 4$ м над подстилающей поверхностью. Данные вводились в персональный компьютер и обрабатывались с использованием программно-экспертной системы «Атмосферная оптоакустика» (глава 7), разработанной автором. Общий частотный диапазон акустического стенда составил 20 Гц \div 20 кГц при динамическом диапазоне ~ 54 дБ. Замеряемые уровни звукового давления: $10^{-3} \div 200$ Па при основной абсолютной погрешности измерения не более $\pm 12\%$.

Технические характеристики лазерного источника позволили уверенно регистрировать акустический импульс, генерируемый при распространении лазерного излучения в допобойном режиме, на расстоянии нескольких метров (1984 г.). Отмечено, что длительность регистрируемого акустического импульса обусловлена поперечными размерами МЛП. Установлено, что пиковая амплитуда генерируемого акустического импульса P_+ линейно зависит от $E_{\text{л}}$ в диапазоне $E_{\text{л}} = 0,1 \div 1,5$ Дж/см² и составляет $0,05 \div 0,3$ Па на расстоянии $d = 1$ м. Тем самым впервые была продемонстрирована возможность проведения экспериментальных ОА-исследований допороговых процессов взаимодействия МЛИ с веществом атмосферы без использования закрытых объемов непосредственно в свободном пространстве. Этот факт позволяет методами атмосферной оптоакустики дистанционно решать целый класс актуальных для атмосферной оптики физических задач, в том числе используя для этого достижения камеральной ОА-спектроскопии. Учитывая, что на длине волны излучения CO_2 -лазеров коэффициент ослабления в основном определяется водяным паром и аэрозолем, по измерениям давления ОА-импульсов при известном коэффициенте поглощения лазерного излучения $\alpha_{\text{ор}}$, можно контролировать, используя многоканальную бистатистическую схему

рис. 1, изменения энергетических параметров МЛП на атмосферной трассе. С другой стороны, контролируя энергетические параметры лазерного излучения на трассе с помощью многоканальной ОА-диагностики, можно восстанавливать коэффициент $\alpha_{\text{ор}}$. Уровень акустического сигнала, генерируемого импульсным МЛИ, достаточен для его уверенной регистрации на расстояниях в несколько километров при использовании направленного акустического приема: узконаправленный микрофон, параболическая антенна со звукозащитной блендой. Практическая значимость вывода очевидна для задач диагностики распространения МЛП в атмосфере и зондирования некоторых метеорологических параметров АПС ОА-способом.

При работе источника МЛИ на наклонной трассе в атмосфере возможен лишь однонаправленный ОА-прием, когда ось размещенного у поверхности земли микрофона перпендикулярна МЛП (см. рис. 1). Учитывая, что большинство МЛП близки к аксиально-симметричным, можно только приближенно оценить распределение плотности энергии по МЛП, не решая строгую обратную задачу вычислительной реконструктивной томографии.

Обсуждению количественных данных об изменении характеристик ОА-отклика, регистрируемого при взаимодействии МЛИ с частицами модельных водных аэрозолей в лабораторных условиях, и установлению причины этих изменений посвящен § 2.2.

В экспериментах моделировались такие условия, которые обеспечивают однозначную интерпретацию полученных результатов, т.е. позволяют трактовать измеренные характеристики всего аэрозольного объема на основе модельных представлений о взрыве одной жидкокапельной частицы.

Воздействующее излучение импульсного ТЕА CO_2 -лазера через фокусирующую линзу ($F = 0,6$ м) направлялось в область взаимодействия с аэрозолем, где площадь поперечного сечения пучка составляла $4 \div 16$ мм² при энергии в импульсе $E_{\text{лп}} = 3 \div 5$ Дж и $\tau_{\text{л}} = 3 \cdot 10^{-6}$ с. Форма импульса излучения является типичной для CO_2 -лазеров атмосферного давления.

Эволюция прозрачности аэрозольного слоя в условиях взрыва частиц находилась из сравнения формы опорного и прошедшего зондирующих лазерных импульсов с $\lambda = 0,63$ мкм, которое соосно с воздействующим направлялось через объем взаимодействия.

Облучаемыми объектами служили следующие модельные среды.

1. Аэрозоль полидисперсный или мелкокапельный монодисперсный. Среда моделировалась так, чтобы все жидкокапельные частицы удовлетворяли условию малости: $2\alpha_{\text{ор}}a_0 < 1$, где a_0 – начальный радиус аэрозольных частиц. Аэрозоль монодисперсный вырабатывался ультразвуковым генератором, позволяющим добиваться минимального разброса в распределении частиц по размерам $a_0 = 2,7$ мкм. Аэрозоль полидисперсный: размер капель до 30 мкм, наивероятнейший радиус

частиц ~ 4 мкм. Область взаимодействия излучения CO_2 -лазера с аэрозолем представляла собой кубический объем со стороной ~ 4 мм. Концентрация аэрозоля изменялась в пределах $3 \cdot 10^4 \div 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, а начальная водность – $8 \div 800 \text{ г/м}^3$.

2. Тонкий водяной диск размером менее 10^{-3} м в сечении, перпендикулярном направлению приема АВ, и 10^{-5} м в продольном.

3. Струя воды диаметром 250 мкм. Источником акустического возмущения в среде, исходя из геометрии эксперимента, являлся цилиндр диаметром 250 мкм и высотой 2 мм.

Для регистрации акустического сигнала при работе с объектами типа 1, 3 использовался микрофон с линейным частотным диапазоном $2 \div 10^5$ Гц, максимальной амплитудой регистрируемых давлений ~ 8000 Па и абсолютной погрешностью измерений $\pm 6\%$, а для работы с объектом 2 – пьезодатчик с частотным диапазоном 2 МГц.

Регистрировались следующие характеристики акустического отклика: амплитуды и длительности положительной и отрицательной фаз P_+ , P_- , τ_+ , τ_- соответственно; длительность переднего фронта положительной фазы $\tau_{\text{ф}}$; τ_+ , $\tau = \tau_+ + \tau_-$; временная задержка начала регистрации акустического сигнала τ_3 , определяемая расстоянием d от объема формирования импульса давления до микрофона и скоростью звука в среде c_0 .

В качестве контролируемого параметра была выбрана степень взрывного испарения аэрозольных частиц $X_{\text{вз}} = M_{\text{п}}/M_{\text{к}}$, где $M_{\text{п}}$ – масса пара, образовавшегося к моменту взрыва $\tau_{\text{вз}}$ в результате поверхностного и объемного парообразования; $M_{\text{к}}$ – начальная масса капли. В свою очередь, время взрыва $\tau_{\text{вз}}$ складывается из времени нагрева капли до температуры взрывного вскипания, времени генерации паровых зародышей в результате гомогенной нуклеации перегретой жидкости и времени их роста как макроскопических паровых пузырей. В эксперименте время взрыва фиксировалось по началу резкого изменения прозрачности аэрозольного слоя на длине волны зондирующего излучения. В диапазоне плотностей энергии, при которых реализуется взрывное вскипание частиц ($2 \text{ Дж/см}^2 < E_{\text{л}} < 20 \text{ Дж/см}^2$), уменьшение $\tau_{\text{вз}}$ связано с уменьшением времени разогрева частиц при увеличении скорости их нагрева излучением. Степень испарения $X_{\text{вз}}$ определялась из измерений прозрачности на длине волны воздействующего излучения $\lambda = 10,6$ мкм, так как для исследуемого монодисперсного аэрозоля применимо приближение водности: $\alpha_{\text{оп}} \sim q_a$, где q_a – водность аэрозоля. Резкое изменение величины $\alpha_{\text{оп}}$ свидетельствует о наличии значительного испарения аэрозольных частиц в момент взрыва, после чего происходит медленное испарение конденсированной фракции продуктов взрыва за счет поглощения энергии низкоэнергетического «хвоста» импульса МЛИ.

В экспериментах зафиксировано изменение зависимости $P(E_{\text{л}})$, соответствующее области порога взрывного вскипания частиц аэрозоля $E_{\text{л}} = 1,5 \div 2 \text{ Дж/см}^2$, что хорошо согласуется с независимыми оптическими исследованиями [2].

Полученные в экспериментах зависимости $P(E_{\text{л}})$ допускают простую физическую интерпретацию. При регулярном испарении и взрывном вскипании частиц жидкого аэрозоля в МЛП часть жидкости переходит в пар, что приводит к росту давления в облучаемом модельном объеме. Поскольку для данного эксперимента длительность импульса воздействующего излучения значительно меньше времени пробега звука через поперечник облучаемого объекта $\tau_{\text{л}} < 2a_{\text{л}}/c_0$, где $a_{\text{л}}$ – радиус МЛП, то τ_+ определяется пространственными размерами облучаемого объема V , а наблюдаемый процесс сводится к задаче излучения АВ источником с начально заданным профилем давления. Определение излучаемой источником акустической энергии можно оценить по формуле $W_{\text{ак}} = P_a \Delta V$, где P_a – атмосферное давление; ΔV – объем вытесненного воздуха. Полагая, что ΔV равен объему, вытесненному паром, получим

$$W_{\text{ак}} = \frac{4}{3} \pi a_0^3 N_n X_{\text{ис}} \frac{\rho_w}{\rho_{\text{п}}} P_0 V, \quad (2)$$

где $X_{\text{ис}}$ – степень испарения; ρ_w , $\rho_{\text{п}}$ – плотность воды и пара на линии насыщения; N_n – исходная концентрация частиц аэрозоля.

Подстановка исходных данных эксперимента в (2) дает значения $W_{\text{ак}}$, близкие к наблюдаемым в эксперименте.

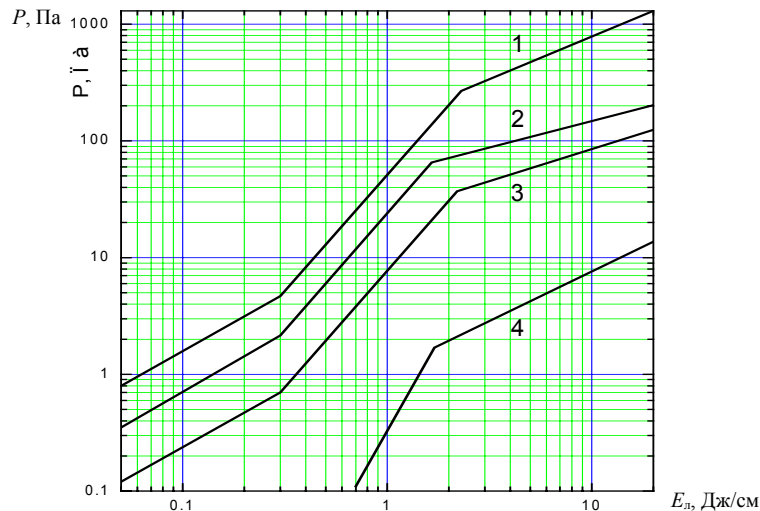


Рис. 2. Зависимость акустического давления при $d = 5$ см от плотности лазерной энергии: 1 – полидисперсный аэрозоль с модальным радиусом частиц 4 мкм, водностью 800 г/м^3 ; 2 – монодисперсный аэрозоль с радиусом частиц 2,7 мкм, водностью $48,6 \text{ г/м}^3$; 3 – полидисперсный

аэрозоль с модальным радиусом частиц 10 мкм; 4 – водный цилиндр с радиусом 250 мкм

Исследования с аэрозолями типа 1 показали (рис. 2), что амплитуда генерируемых ОА-сигналов для однородно поглощающих частиц пропорциональна водности аэрозоля, а зависимость $P(E_{\text{л}})$ для аэрозолей типа 1–3 нелинейна при переходе от поверхностного испарения частиц аэрозоля к взрывному вскипанию и разрушению: $P \sim E^2$ при поверхностном испарении

$(0,3 < E_n < 2 \text{ Дж/см}^2)$ и $P \sim E^{0,5-0,8}$ при взрывном испарении и разрушении ($E_n > 2 \text{ Дж/см}^2$). При $E_n > 1 \text{ Дж/см}^2$ ход зависимости $P(E_n)$, измеренной на водном цилиндре (среда типа 3), хорошо согласуется с зависимостью, полученной для монодисперсного аэрозоля. После взрывного разрушения частиц эффективность генерации АВ снижается. При термооптической генерации акустического отклика ($E_n < 0,3 \text{ Дж/см}^2$) $P \sim E$.

В экспериментах с модельной средой типа 2 отмечено, что при реализации поверхностного и взрывного испарения форма генерируемого акустического импульса изменяется. Для данного эксперимента длительность импульса воздействующего излучения значительно больше времени пробега звука через поперечник облучаемого объекта $\tau_n > 2a_n/c_0$, поэтому τ_+ должна полностью определяться τ_n . Однако были обнаружены отклонения от этого правила. В частности, было установлено уменьшение величины τ_3 при увеличении E_n , начиная с энергетического порога ($E_n \sim 2 \text{ Дж/см}^2$).

При термооптическом и испарительном механизмах формирования акустического сигнала величина τ_3 не изменяется и соответствует времени распространения импульса давления со звуковой скоростью. При переходе к взрывному вскипанию частиц облучаемого объема величина τ_3 резко сокращается, что говорит об изменении механизма формирования акустического сигнала. При смене режимов взаимодействия наблюдаются существенные изменения формы сигнала. Изменяются соотношения между τ_+ и τ_ϕ . Поскольку при возбуждении объема взаимодействия коротким лазерным импульсом форма переднего фронта акустического импульса должна повторять распределение термооптических источников, то значительное уменьшение величины τ_3 и увеличение τ_ϕ свидетельствуют о том, что размеры области генерации АВ, которая заполнена фрагментами взрыва капель, существенно увеличиваются при $E_n > 2 \text{ Дж/см}^2$ в $\sim 3 \div 4$ раза.

Рассмотрена модель импульсного ОА-эффекта в аэродисперсной среде, представляющей собой пространственно-ограниченный объем в виде сферы или длинного цилиндра. Исходя из предположения об изменении размера области форми-

рования акустического импульса, проводилось численное моделирование процесса формирования регистрируемого акустического отклика. Для импульса воздействующего лазерного излучения конечной длительности регистрируемый акустический сигнал представляет собой свертку возникающего акустического сигнала с расчетной переходной характеристикой пространственных условий регистрации сигналов. При этом переходная характеристика регистрирующего оборудования не учитывалась, так как ее влияние ничтожно мало в исследуемом диапазоне частот.

В соответствии с геометрией эксперимента и при допущении, что область возникновения акустического сигнала представляет собой сферу, дифракционные искажения регистрируемого акустического отклика учитывались на основе решения задачи об импульсном излучении сферы (область возникновения акустического сигнала) на поршневую диафрагму (мембрану микрофона). При этом колебания поверхности сферы аппроксимировались функцией

$$f(t) = B(nt/\tau)^n \exp(-nt/\tau) \sin(\pi t/\tau), \quad n = 3 \div 3,8. \quad (3)$$

Поскольку область генерации акустического импульса имеет существенное отличие по теплофизическим характеристикам от окружающего пространства, эта область отождествлялась излучателем нулевого порядка (пульсирующая сфера). Эффективность передачи энергии сферой радиуса a при $ka < 1$ стремится к чисто мнимой величине и значительно снижается. Для импульса вида (3) эффективно излучаемая длина волны будет связана с радиусом сферы соотношением $\lambda < \pi a$.

Результаты численного моделирования, выполненного в рамках изложенных допущений, хорошо согласуются с результатами экспериментов. Таким образом, переход от регулярного испарения к взрывному вскипанию отмечен резким увеличением размера области генерации акустического отклика, что объясняется сверхзвуковым разлетом продуктов взрыва и заполнением ими эффективного объема. На основании проведенных модельных экспериментов можно сделать вывод о том, что форма акустического сигнала, формируемого при взаимодействии лазерного излучения с малым объемом поглощающего вещества, определяется режимом взаимодействия и существенно от него зависит. Полученные количественные данные амплитудных и временных зависимостей акустического давления позволяют, по их совокупности, проводить идентификацию режима взаимодействия лазерного излучения с поглощающим веществом.

Третья глава посвящена акустике оптического пробоя в атмосфере.

Оптический пробой характеризуется наиболее высоким коэффициентом преобразования падающей лазерной энергии в акустическую, что в отличие от традиционных методов ОА лазерной спектроскопии позволяет реализовать регистрацию акустического отклика непосредственно в свободной атмосфере. Поскольку ДЛИ характеризуется несколькими существенно различными пространственными масштабами, в том числе размером ОП и средним расстоянием между соседними ОП, это позволяет выделить связанные с ними низкочастотные компоненты. А это, в свою очередь, позволяет интерпретировать нелинейные потери энергии МЛП на трассе распространения по измерениям амплитуды АВ, определять размеры отдельных ОП и их распределение по размерам.

При постановке экспериментов исследования акустических свойств оптического пробоя в атмосфере использовался источник МЛИ, описанный в § 2.1, который на атмосферной трассе распространения МЛП создавал ДЛИ с наивероятнейшими размерами ОП $d_{\text{ОП}} = 1,2 \div 1,5 \text{ см}$.

Путем многократного синхронного фотографирования видимого размера ОП и регистрации генерируемого им акустического импульса найдены эмпирические соотношения:

$$d_{\text{ОП}} \approx 0,71\tau_+c; \quad (4a)$$

$$d_{\text{ОП}} \approx P_+d/2100, \quad (46)$$

где $d_{\text{ОП}}$ в м; τ_+ [с], P_+ [Па] – длительностью и амплитуда генерируемого ОП импульса сжатия. Энергетические характеристики лазерного источника, используемого в натуральных экспериментах, позволили реализовать четкую структуру ДЛИ, обусловленную возникновением ОП на частицах твердого аэрозоля. При этом для акустического метода индикации возникновения ДЛИ не имеет принципиального значения механизм инициации ОП. Из данных ОА-измерений удалось восстано-

вить критические размеры частиц аэрозоля, инициирующих ОП, и их обратностепенную зависимость от $E_{л}$, что представляет интерес в прогнозе распространения МЛП на атмосферных трассах.

Исследования, выполненные позднее (Шаманаева Л.Г., 1988; Шаманаев С.В., 1998), подтвердили основные выводы автора о количественной линейной связи между размерами ОП и амплитудно-частотными характеристиками генерируемого им акустического импульса.

В отличие от акустических характеристик излучателя нулевого порядка ОА отклик ОП имеет слабозаметный и достаточно протяженный «хвост» в виде слабозатухающих колебаний, т.е. ОП не «схлопывается» сразу после возникновения, а продолжает существовать достаточно долгое время и как излучатель звука является резонатором с собственной конечной добротностью. Этот эффект объясняется следующим. В разогреваемом ОП зона генерации АВ удалена от поверхности частицы и возникающие здесь АВ разогрева бегут из зоны разогрева не только наружу, но и внутрь. Их «схлопыванию» к частице препятствует встречный сверхзвуковой поток газа во внутренней конвективной области ОП. Результатом взаимодействия АВ разогрева с потоком являются сжатие конвективной области, быстрый рост давления на ее границе с теплопроводностной областью и своеобразное отражение (реверберация) АВ разогрева, увеличивающее время ее существования при внешнем приеме, проявляющееся в виде слабозатухающих колебаний, регистрируемых после начальной ударной волны. Как правило, при удаленном приеме ОА-сигнала «хвост» акустического отклика от ОП не регистрируется вследствие влияния внешних акустических шумов, существенно снижающих отношение сигнал-шум на входе акустического приемника.

В § 3.2 проанализированы принципиальные отличия в акустических сигналах, генерируемых ДЛИ и отдельными ОП, и рассмотрены особенности регистрации ОА-сигналов, генерируемых ДЛИ в канале МЛИ.

Специфика разрядов типа ДЛИ проявляется на поздних стадиях, когда ОП расширяются в окружающий газ, как правило, по механизму светодетонационной волны. Возникающие при этом в условиях дисперсии и диссипации спектральные характеристики сравнительно низкочастотных слабозатухающих компонент АВ разогрева являются основным источником акустической информации о ДЛИ при дистанционном приеме. Область пробоя характеризуется несколькими существенно различными пространственными масштабами: размером ОП, средним расстоянием между соседними ОП и общим размером области пробоя. Эти пространственные масштабы в частотной области проявляют себя в виде спектральных особенностей, по которым можно оперативно оценить указанные выше масштабы. При этом НЧ-максимум спектра несет информацию о продольном размере области разряда, а ВЧ-максимум – о характере распределения аэрозольных частиц в пространстве. Чем точнее данные акустических измерений для определения частотных спектров, тем выше точность измерения пространственных масштабов.

Четвертая глава посвящена вопросам распространения звука в АПС.

В рамках линейной акустики особенности распространения звука вблизи подстилающей поверхности рассмотрены в § 4.1. Выделена группа факторов, влияющих на изменение среднего уровня звуковой волны, распространяющейся вблизи подстилающей поверхности, а также сформулирована постановка задачи в исследовании этих факторов.

Прогнозируемая величина изменения среднего значения уровня звука L для изотропных источника и приемника представима в виде

$$L = L_{сф} \pm L_3 + L_T + L_{км} \pm L_{рв} \pm L_{рт} + L_p + L_{Г} \quad (5)$$

где $L_{сф}$ – фактор сферической расходимости; L_3 – изменение уровня звука, обусловленное влиянием подстилающей поверхности; L_T – турбулентное ослабление; $L_{км}$ – классическое (вязкие и термические потери) и молекулярное (вращательная и колебательная релаксация) поглощения; $L_{рв}$ и $L_{рт}$ – рефракционные изменения уровня звука за счет стратификации в атмосфере ветра и температуры соответственно; L_p – ослабление растительным покровом; $L_{Г}$ – ослабление на гидрометеорах (дождь, снег и др.).

Факторы L_3 , $L_{рв}$, $L_{рт}$ согласно (5) знакопеременны, т.е. в результате их влияния на приемнике могут возникать как ослабление, так и усиление уровня звука. Большинство ситуаций распространения звука в АПС связано с ослабляющим действием указанных факторов на общий уровень звука.

Рефракционные факторы $L_{рв}$, $L_{рт}$ на трассах протяженностью до 1 км обычно невелики, а режим распространения АВ вдоль поверхности земли принято в этом случае характеризовать как «нейтральный». Когда факторы $L_{рв}$, $L_{рт}$ имеют знак плюс, режим распространения характеризуют как «антиволноводный», а для отрицательных значений – «волноводный».

В § 4.2 приведены описание акустического стенда для атмосферно-акустических исследований и методология проведения натуральных экспериментальных исследований на приземных трассах протяженностью до 1 км.

В состав акустического стенда входили: акустическая решетка электрической мощностью 3 кВт, низкочастотный излучатель звука, рупорные громкоговорители, радиомикрофоны, шумомеры фирмы «Robotron», ультразвуковая метеостанция, стандартные измерители метеопараметров на метеомачте, измеритель структурной характеристики флуктуаций показателя преломления для звуковых волн C_N^2 .

В § 4.3 классифицированы по степени значимости для задач атмосферной оптоакустики различные факторы изменения уровня звука и искажающее влияние условий распространения звуковой волны в АПС на амплитудно-частотные характеристики широкополосных звуковых сигналов. Последовательным изложением материала на основе исследований автора и литературных данных рассмотрены факторы L_3 , L_T , $L_{рв}$, $L_{рт}$.

Влияние импедансной подстилающей поверхности на формирование звуковых полей в приземном слое атмосферы сводится главным образом к ослаблению среднего звукового поля вблизи поверхности.

Комплексные экспериментальные исследования наиболее значимых факторов изменения уровня звука проведены с помощью разработанной автором методики селекции, которая позволила выделить каждый из факторов L_3 , L_T , $L_{рв}$, $L_{рт}$ и исследовать их в отдельности. Измерения турбулентного ослабления на приземных трассах, впервые выполненные автором (1984 г.), позволили определить эмпирические зависимости L_T от длины трассы, частоты звука, скорости среднего ветра. Результаты исследований легли в основу методики и программно-экспертной системы прогнозирования L .

Одним из основных факторов ослабления звуковых волн на трассах распространения до 1 км является фактор L_3 , особенности которого в условиях турбулентной атмосферы рассмотрены с учетом дисперсии флуктуаций фазы звуковой волны в точке приема [5]. В результате прогноз приземного фактора L_3 можно провести при следующих исходных данных: длина

трассы, высоты источника и приемника звука над подстилающей поверхностью, специфическое удельное сопротивление текучести σ (параметр подстилающей поверхности), частота звука и параметр C_N^2 .

В то время как на ослабление звуковой волны, распространяющейся в свободном пространстве, влияют в основном факторы $L_{км}$ и L_T , при распространении звука в непосредственной близости от поверхности грунта влияние этих факторов отходит на задний план, уступая место факторам L_3 , $L_{рв}$, $L_{рт}$. Причем фактор L_3 обладает значительной частотной избирательностью, что проявляется на средних звуковых частотах. Максимум такого ослабления лежит в окрестности 350 Гц для типичных для АПС ситуаций.

В слаботурбулентной атмосфере при распространении звука на расстояния порядка 1 км в АПС наиболее слабому ослаблению подвержены частоты ниже 200 Гц. Средние частоты будут ослабляться влиянием поверхности земли, а высокие – влиянием фактора $L_{км}$.

При увеличении интенсивности турбулентности в атмосфере средние частоты будут ослабляться меньше, поскольку уменьшается фактор L_3 . Высокие частоты будут существенно подвержены влиянию фактора L_T , если источник звука обладает узкой диаграммой направленности. Рефракция звука оказывает малое влияние на ослабление звука при углах к горизонту, больших чем $\sim 5^\circ$, до расстояний распространения звуковых волн порядка 1 км.

Результаты исследований показывают, что вклады факторов, входящих в прогнозируемую величину L полного ослабления звука, для различных частот сильно варьируют в зависимости от метеоусловий и геометрии эксперимента. Прогнозируемая величина L на частотах 125 ÷ 500 Гц почти полностью определяется взаимным расположением источника, приемника и подстилающей поверхности, а при небольших высотах источника и приемника – сравнима с фактором геометрической расходимости волны. На высоких частотах начинается увеличение факторов L_T , $L_{рв}$, $L_{рт}$.

При направленном излучении или приеме звука на высоких частотах дополнительное ослабление почти полностью определяется фактором L_T . Полученная в малоугловом приближении прогнозируемая добавка фактора L_T достаточно хорошо согласуется с результатами экспериментальных исследований, зависимость которого от скорости среднего поперечного ветра близка к линейной. В условиях продольного ветра фактор $L_{рв}$ становится больше вклада фактора L_T на высоких частотах уже при скоростях ветра более 5 м/с. Экспериментально оцененные значения этого фактора $L_{рв}$ для различных значений продольного ветра оказались меньше, чем рассчитанные согласно теоретическим представлениям. Использование эффекта рефракции звука предложено в способе измерения температуры атмосферы.

Классифицированы различные модели акустического импеданса подстилающей поверхности, из которых для целей прогноза ослабления звука наиболее приемлемым считается однопараметрическая модель Делани–Безли. Параметр модели – величина σ является параметром, задаваемым исходя из классификации типа подстилающей поверхности согласно табличных данных, если нет возможности его измерить прямым способом. Для большинства прикладных задач подстилающая поверхность считается поверхностью упругого типа и мнимая часть ее импеданса меньше нуля, чем исключаются из рассмотрения поверхностные волны.

Произведение полученного в результате прогноза частотного спектра полного ослабления звука на частотный спектр зарегистрированного ОА-сигнала позволяет восстановить частотный спектр ОА-источника.

В § 4.4 рассмотрены вопросы флуктуаций звуковых волн на приземных атмосферных трассах, что необходимо для оценок погрешностей восстановления параметров АВ, генерируемых МЛИ в атмосфере. Проведен анализ представленных экспериментальных результатов натурных экспериментов.

В теоретическом плане вопрос о флуктуациях амплитуды и фазы звуковой волны детально разработан для случая распространения звука в свободном пространстве. Для описания флуктуации звуковой волны при ее распространении над импедансной поверхностью соответствующей теории пока нет. Поэтому в работе обсуждаются рамки применимости для этой цели уже существующей теории распространения звука, исходя из сопоставления теоретических результатов и результатов экспериментов, выполненных автором.

Экспериментально обнаружено, что флуктуации уровня звука на атмосферных трассах протяженностью до 100 м при влиянии граничных свойств подстилающей поверхности возрастают до уровня насыщения (средний квадрат флуктуаций логарифма амплитуды $\sim 0,3$) быстрее, чем в свободном пространстве. Для относительной спектральной плотности флуктуаций уровня звука получено, что максимум ее смещается в область высоких частот при уменьшении высоты источника и приемника над подстилающей поверхностью. Одновременно происходит уширение спектра в области низких частот, что объясняется влиянием отраженной от подстилающей поверхности волны, которая распространяется ближе к подстилающей поверхности.

Выполненные экспериментальные исследования позволили заключить, что вполне обоснованно применение для статистических характеристик флуктуации амплитуды приземной звуковой волны масштаба подобия, зависящего от эффективной скорости ветра, поперечной к трассе распространения звука.

Отмечается, что в диапазоне параметра $\beta_0^2 = 0,01 \div 1,6$, характеризующего турбулентные условия распространения звука, флуктуации разности фаз линейно зависят от параметра β_0^2 и достигают значений, близких к двум. Временной спектр флуктуаций разности фаз не зависит от длины трассы и уровня атмосферной турбулентности при прочих условиях. Плотность вероятностей флуктуаций разностей фаз существенно отличается от нормальной.

В § 4.5 рассмотрено уширение частотного спектра ОА-сигналов при распространении от источника к приемнику, обусловленное турбулентностью атмосферы. При распространении звукового сигнала в атмосфере возникают искажения его частотного спектра, проявляющиеся в виде уширения первоначального частотного спектра. Эффект вызван целым рядом факторов, таких как поперечный средний ветер $\langle v_{\perp} \rangle$, ветровые и температурные вихри.

Неоднородности атмосферы, дрейфующие через звуковой пучок, вызывают фазовую модуляцию проходящего сигнала (модулирующая частота $\sim \langle v_{\perp} \rangle / L_0$). Это, в свою очередь, производит эффективную частотную модуляцию, растягивающую спектр. Размером наиболее эффективного турбулентного вихря является внешний масштаб турбулентности L_0 , поскольку он производит максимальную девиацию фазы.

Эффект уширения спектра акустических сигналов можно успешно использовать для целей зондирования параметров атмосферы. Предложены способы определения внешнего масштаба турбулентности в атмосфере и способ оптимального выбора ширины диаграммы направленности приемной антенны в системах акустического зондирования атмосферы.

В § 4.6 на основе § 4.1–4.5 проанализированы основные амплитудно-частотные искажения ОА-сигналов, распространяющихся в АПС.

Пятая глава посвящена нелинейному поглощению мощных звуковых волн в атмосфере. Включение данных исследований в материалы работы необходимо для понимания степени нелинейных искажений ОА-сигналов, генерируемых ДЛИ при распространении МЛИ в атмосфере.

В § 5.1 приводятся данные о методологии натуральных экспериментов по выявлению уровней нелинейного поглощения мощного звукового пучка в диапазоне $f = 1 \div 3,5$ кГц на трассах до 200 м, полученные с использованием акустической решетки электрической мощностью 4,5 кВт, позволяющей создавать звуковые давления на расстоянии 14 м до 135 дБ. В качестве регистрирующего оборудования использовались стандартные шумомеры.

В § 5.2 обсуждаются результаты натуральных измерений, позволивших выявить уровни нелинейных искажений и изменить амплитуды гармоник сигнала (до 5) в контролируемых метеоситуациях.

В § 5.3 проведен численный анализ наблюдаемого эффекта с использованием параболического уравнения Хохлова–Заболотской–Кузнецова [8]. Общепринятым методом исследования подобных задач является численное решение этого уравнения с заданными начальными и граничными условиями. Одним из эффективных подходов является применение преобразования Фурье, в результате которого исходное уравнение трансформируется в систему уравнений для гармоник:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial z} + \frac{iB}{m} \Delta_{\perp} \rho_m + Mm^2 \rho_m = imN [\rho^2]_m, \quad (6)$$

где $\rho(\theta, R, z) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \rho_m \exp(im\theta)$, $[\rho^2]_m = \sum_{-\infty}^{\infty} \rho_{\theta} \rho_{m-\theta}$; $m = \pm 1 \dots$ – номер гармоники;

$\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$; коэффициенты N, B, M – параметр нелинейности, дифракции и диссипации соответственно.

Для решения каждого из уравнений (6) использовался модифицированный метод расщепления, основанный на разделении переменных и быстром преобразовании Фурье. Исползованная схема расщепления, в отличие от известной одноциклической схемы, имеет второй порядок точности по z (продольная координата), не приводит к существенному усложнению алгоритма вычислений, но повышает скорость сходимости метода на порядок.

К каждому из уравнений системы (6) применялась процедура расщепления, заключающаяся в разбиении переменной z на отрезки $\Delta z = zN_0^{-1}$ и замене на каждом шаге Δz уравнения (6) эквивалентной системой уравнений, для решения которой использовался модифицированный метод БПФ. Модификация состоит в разделении переменных в операторе Лапласа и последующем применении одномерных алгоритмов БПФ для решения расщепленных однородных уравнений. При этом фильтрующая функция становится одномерной: $H(\zeta) = \exp(-iB\zeta^2 \Delta z/m)$, что снижает требования к памяти ЭВМ, а также позволяет контролировать краевые эффекты в случае сильной дифракции звукового пучка.

Для расчета дифракции при больших значениях параметра z использовался метод преобразования координат: до значений $z = 1$ пучок считался коллимированным, а для $z > 1$ расходящимся с геометрической расходимостью.

Сравнение результатов расчета и эксперимента свидетельствует об их хорошем соответствии. Для достижения точности расчетов не хуже 4% было достаточно учета десяти гармоник и $\Delta z = z/6$. В § 5.4 численно моделируются с использованием разработанной автором программы «Атмосферная нелинейная акустика» различные ситуации трансформации частотного спектра и формы сигналов при их нелинейном поглощении в атмосфере. Предложенная схема численного моделирования распространения мощного звукового пучка в атмосфере уверенно согласуется с результатами экспериментальных исследований и может быть рекомендована для проведения наиболее тщательных расчетов нелинейных искажений звуковых волн в атмосфере.

В **главе шесть** обсуждаются оптимальные с точки зрения увеличения отношения сигнал-шум методы приема ОА-сигналов в атмосфере. Включение данных исследований в материалы работы необходимо для целей определения достоверности ОА-данных в задачах атмосферной оптоакустики.

В решении практических задач атмосферной оптоакустики отношение сигнал-шум при регистрации акустических откликов согласно (1) существенно зависит от картины внешних акустических шумов, заполняющих пространство АПС и являющихся помехой, ограничивающей дальность приема ОА-сигналов и, как следствие, качество и достоверность диагностируемых ОА-методом параметров канала МЛИ. Такое влияние можно уменьшить, используя информацию о физических закономерностях распространения и распределения внешних акустических шумов в АПС.

В § 6.1 приведено описание методологии проведения экспериментальных исследований по выявлению особенностей внешних акустических шумов для двух районов. В качестве регистрирующего оборудования использовалась стандартная шумомерная техника.

В § 6.2 описываются результаты экспериментально обнаруженного явления высотно-частотного распределения внешнего шума в АПС.

Высотно-частотное распределение внешнего акустического шума в приземном слое атмосферы зависит от граничного акустического импеданса подстилающей поверхности. Предложен способ определения нейтральной частоты f_n , для которой отсутствует высотно-частотная зависимость отношения сигнал-шум при высоте приема несколько метров над подстилающей поверхностью. Величина f_n зависит в однопараметрической модели импеданса подстилающей поверхности от удельного сопротивления текучести по закону $f_n \approx 10\sigma^{3/5}$. При увеличении высоты приема отношение сигнал-шум уменьшается для частот выше нейтральной и увеличивается для частот ниже нейтральной частоты.

В § 6.3 построена теоретическая модель обнаруженного в эксперименте эффекта на основе фактора L_3 и проведены численные расчеты, которые показывают на то, что высотно-частотное распределение шумов в атмосфере удовлетворяет

разработанной однопараметрической модели (параметр σ). Для большинства метеорологических состояний АПС высотное частотное распределение внешних шумов зависит только от среднего значения пористости грунта подстилающей поверхности.

Седьмая глава посвящена обсуждению методологических основ ОА-диагностики канала распространения импульсного МЛП в атмосфере.

Ранее, в исследованиях других авторов, не решалась задача автоматизированной обработки акустических свойств ДЛИ в реальном времени с использованием алгоритмов, базирующихся на физических исследованиях указанных выше задач в области атмосферной акустики и атмосферной оптики. В § 7.1 приводятся примеры такой обработки с помощью разработанной автором программно-экспертной системы (ПЭС) «Атмосферная оптоакустика», а также описание алгоритма и физическое обоснование заложенных в программный комплекс моделей. ПЭС позволяет учесть влияние диссипативных, дифракционных и нелинейных искажений на форму ОА-сигналов в исследованиях, проводимых в реальном времени.

Обсуждаются проблемы восстановления распределения плотности лазерной энергии по сечению МЛП и геометрических характеристик ДЛИ с учетом методических, аппаратных погрешностей, зашумленности АПС. Выявляются преимущества и недостатки бистатической и моностатической схем ОА-зондирования. В алгоритмах ПЭС использованы результаты исследований, приведенных во 2–6-й главах работы.

Местоположение отдельных ОП в области пробы для моностатической схемы ОА-диагностики программно определяется как $d = 20,067K\sqrt{T}\tau$, где K – поправочный коэффициент для влажного воздуха, T – температура, К. Локализация ОП при использовании системы разнесенных в пространстве акустических датчиков определяется путем вычисления перекрестных корреляционных функций по всем каналам.

Диаметр отдельного ОП определяется в ПЭС по амплитуде генерируемого им акустического импульса, поскольку программная реализация (4б) значительно проще. По измерению амплитуд генерируемых отдельными ОП акустических откликов определяются размеры всех ОП и их распределение по размерам, после чего строятся гистограммы, иллюстрирующие области нелинейных потерь МЛИ на трассе распространения.

Для эффективной работы этого алгоритма следует с возможно более высокой достоверностью восстанавливать исходные амплитуды ОА-откликов, что доступно лишь при цифровой обработке сигналов.

Акустические приемники, размещаемые вблизи поверхности земли на некоторой высоте, удалены от наклонного канала МЛИ на сотни и более метров, а регистрируемые ими ОА-сигналы искажаются из-за ослабления в атмосфере. Поэтому дистанционные ОА-измерения в атмосфере требуют восстановления исходных амплитудно-частотных характеристик ОА-сигналов для получения достоверной информации о процессе распространения МЛИ в атмосфере. ПЭС позволяет учесть влияние диссипативных, дифракционных и нелинейных искажений на форму ОА-сигналов в исследованиях, проводимых в реальном времени. В основе алгоритмов программы заложены методы узкополосного спектрального анализа. Все преобразования с сигналами проводятся в спектральном диапазоне. Программа ориентирована на работу с различными типами акустических приемников, имеет встроенную амплитудную калибровку, перестраиваемые цифровые фильтры, позволяющие проводить оптимальную частотную фильтрацию ОА-сигналов на фоне атмосферных шумов и аппаратных помех, и развитый многооконный интерфейс, включающий диалоговые пользовательские меню.

При регистрации ОА-сигналов приемником, расположенным вблизи подстилающей поверхности, возникают отраженные АВ. Путем введения исходных данных о геометрии проведения измерений имеется возможность свести до минимума влияние акустических помех в виде отраженных импульсов одновременно для четырех разнесенных в пространстве акустических датчиков.

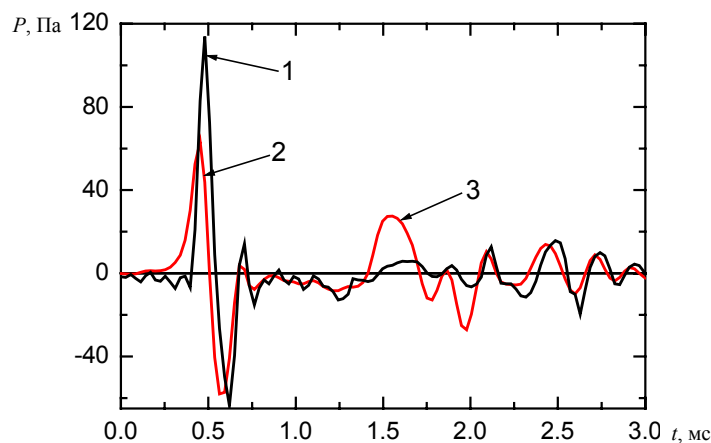


Рис. 3. Результат восстановления ОА-отклика отдельного ОП: $d = 141$ м; 1 – после компенсации; 2, 3 – истинный и отраженный сигналы до компенсации

С целью последующей амплитудно-частотной компенсации и восстановления характеристик ОА-сигналов, генерируемых МЛИ, в программе рассчитываются: сферическая или цилиндрическая расходимость АВ; факторы $L_{км}$, L_3 (только для гармонически модулированного МЛИ); L_T , $L_{рв}$, и $L_{рт}$ (только для схем зондирования аэрозольных облаков).

Рис. 3 показывает, что после программной компенсации амплитуда истинного сигнала (кривая 1) стала почти в 2 раза больше (положительная фаза звукового давления), чем до компенсации (кривая 2), а сигнал помехи отражения в районе 1,5 мс (кривая 3 – до компенсации) по амплитуде уменьшился до величины менее 10% от истинного сигнала (кривая 1) и стал практически сравним с уровнем шумов.

Пространственные характеристики ДЛИ определяются в ПЭС по следующему алгоритму: локализация отдельных ОП в ДЛИ; распознавание импульсов, отраженных подстилающей поверхностью согласно геометрии проведения измерений;

расчет коэффициента отражения для всех импульсов ОП, с учетом исходных данных о параметре σ ; очистка «звуковых дорожек» от импульсных помех отражения.

Технические параметры регистрирующего акустического оборудования заложены в алгоритм работы ПЭС в виде амплитудно- и фазочастотных характеристик. Для измерения этих характеристик в широком (до 1 МГц) диапазоне звуковых давлений необходимы прецизионные калибраторы, которые промышленно не производятся. С этой целью был разработан и изготовлен плазменный излучатель АВ, который позволил выполнить амплитудную калибровку по звуковому давлению нестандартного широкополосного оборудования в диапазоне частот до 1 МГц и получить результаты, представленные в § 2.2 и § 7.3. Плазменный излучатель АВ имеет недостижимую для известных способов генерации ширину полосы воспроизводимых частот при незначительных нелинейных и амплитудно-частотных искажениях.

Показанное на рис. 4 распределение плотности энергии МЛИ по сечению пучка восстановлено по результатам обработки термоакустических сигналов, генерируемых каналом МЛИ и регистрируемых удаленным на расстояние 30 м приемником, с учетом цилиндрической расходимости АВ и поглощения звука: 1 ÷ 4 – пуски МЛИ; 5 – гауссов пучок с энергией 800 Дж и шириной, соответствующей параметрам фокусировки МЛИ. В частности, при уменьшении энергии МЛИ (кривые 1 ÷ 4) диаметр пучка не изменяется, а неоднородность распределения энергии по сечению пучка уменьшается. Основной максимум соответствует размерам тонкой структуры пучка, а зависимость его амплитуды от полной энергии МЛИ имеет явно нелинейный характер. Наличие именно таких максимумов в пучке МЛИ приводит к оптическому пробую и образованию высокоионизированных каналов.

Пример результата экспериментального исследования процесса формирования ДЛИ в канале МЛИ на горизонтальной трассе при высоком содержании крупной фракции твердофазного аэрозоля в воздухе представлен на рис. 5.

Значения акустических давлений получены усреднением по 12 пускам МЛИ: $P_{\text{ОП, max}}$, $P_{\text{ОП, min}}$ – амплитуды звуковых давлений, генерируемых наиболее крупными и наиболее мелкими ОП соответственно (d – расстояние от фокусирующей системы). Излучение CO_2 -лазера фокусировалось на расстоянии 530 ÷ 540 м, а распределение лазерной энергии по сечению пучка качественно соответствовало представленному на рис. 4.

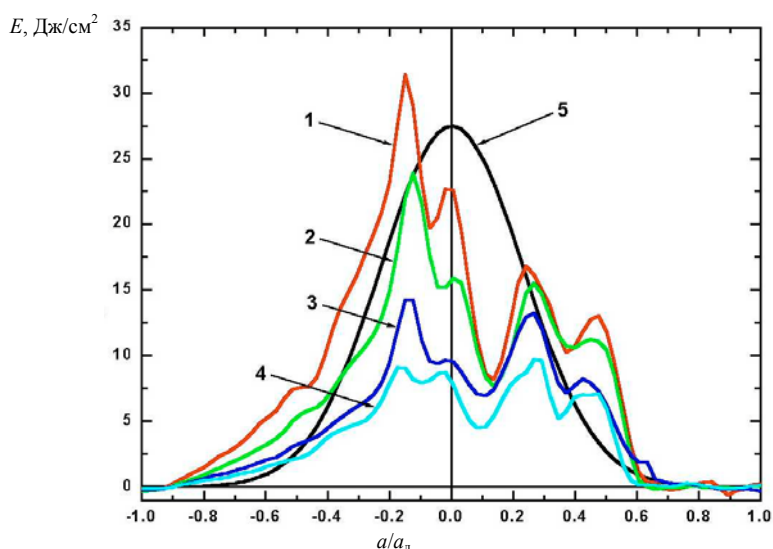


Рис. 4. Восстановленное по данным ОА-измерений распределение энергии по сечению МЛП

Область звуковых давлений, генерируемых отдельными ОП в ДЛИ, находится между кривыми, соответствующими $P_{\text{ОП, max}}$ и $P_{\text{ОП, min}}$, а примеры распределения ОП по размерам $f(d_{\text{PC}})$ представлены на этом же графике для двух дальностей d с продольным разрешением 10 м (d_{PC} – диаметры ОП, восстановленные по измерениям величин P_+ согласно (46)). Порог оптического пробоя при $d = 440$ м – $20 \div 25$ Дж/см².

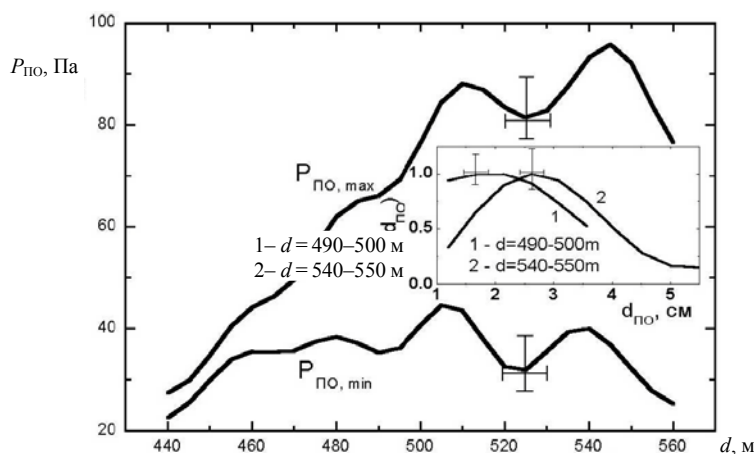


Рис. 5. Амплитудно-пространственное распределение ОП в ДЛИ

Устойчивые продольные флуктуации величин $P_{\text{ОП, max}}$ и $P_{\text{ОП, min}}$ с пространственным масштабом ~ 30 м свидетельствуют о продольных флуктуациях максимальной $E_{\text{л}}$ в пучке МЛИ и характеризуют продольную изменчивость распределения $E_{\text{л}}$ по сечению пучка МЛИ для конкретного оптико-метеорологического состояния атмосферы с учетом характеристик источника МЛИ. Получение данных о продольной изменчивости плотности энергии в МЛП при формировании ДЛИ на таких пространственных масштабах возможно только с помощью ОА-диагностики.

Для компенсации нелинейного поглощения ОА-сигналов в атмосфере по исходным метеоданным в ПЭС предусмотрен отдельный модуль обработки. Однако из-за сложности алгоритма, приводящей к медленному расчету (не в реальном времени), модуль используется для обработки ОА-сигналов от одиночных ОП. Алгоритм компенсации нелинейного поглощения ОА-сигналов целесообразно использовать при величине параметра $N > 1$. Расчеты показывают, что для ОП с $d_{\text{ОП}} \approx 3$ см уменьшение амплитуды акустического отклика за счет нелинейного поглощения меньше нескольких процентов.

В § 7.2 на основе комплексных исследований, включая разработанный акустический метод пассивной дистанционной идентификации физических процессов, инициируемых МЛИ при взаимодействии с частицами поглощающего аэрозоля, выявлены закономерности изменения коэффициента ослабления излучения CO_2 -лазера, зависящие от микрофизических параметров атмосферного аэрозоля и энергетических параметров МЛП. Анализ этих закономерностей позволил предложить модель инженерной оценки пропускания МЛИ для конкретной оптико-метеорологической ситуации в атмосфере. Основой методологии разработки модели являлась уверенность в адекватности физических процессов взаимодействия МЛИ с аэрозолем в лабораторных и природных условиях, установленная с помощью дистанционных акустических измерений. Апробация модели на приземной трассе в реальной атмосфере проведена для оптико-метеорологических ситуаций, обеспечивающих исходную оптическую толщину вплоть до равной 5.

Ошибка в определении коэффициента передачи МЛИ приземной горизонтальной трассой не превышает 25% и уменьшается с увеличением времени существования метеообразований. Показано, что существуют критические плотности энергии, превышение которых ведет к существенному нелинейному ослаблению МЛИ. Величина критической плотности энергии возрастает с увеличением оптической толщи трассы распространения. Максимальные значения критической плотности энергии наблюдаются для туманов, минимальные – для слабых дождей и дымок.

Включение материалов § 7.3 в диссертационную работу демонстрирует эффективность ОА-метода в комплексных исследованиях распространения фемтосекундного лазерного излучения в атмосфере.

Целью исследований являлись изучение нелинейно-оптических эффектов, возникающих при распространении в модельном аэрозоле и воздухе лазерных импульсов с интенсивностью, достижимой при сверхкоротких длительностях импульса, а также исследование распространения фемтосекундных лазерных импульсов при реализации филаментации.

Интерес к данной проблеме вызван, в частности, новой технологией мониторинга, применяющей метод абсорбционной спектроскопии с источниками излучения – суперконтинуумом, генерируемым в заданной области атмосферы с помощью фемтосекундных лазерных импульсов высокой мощности, что обеспечивает многокомпонентный анализ газового состава атмосферы с высоким пространственным разрешением.

Источник лазерных импульсов – Ti:Sa-лазер генерировал импульсы с $\lambda = 0,8$ мкм и $\tau_{\text{л}}$, равным 80 фс или 9 нс, при энергии в импульсе до 17 мДж. Распределение интенсивности по сечению пучка близко к гауссову, ширина пучка на уровне $0,135I_{\text{max}}$ – 8 мм. Модельная аэрозольная среда протяженностью 1 см состояла из частиц чистой воды ($a_0 = 2,5$ мкм, $N_n < 10^7 \text{ см}^{-3}$) с добавлением наночастиц серебра. Акустическая часть установки включала два канала регистрации, калиброванных по звуковому давлению, с линейным частотным диапазоном $2 \div 100$ кГц, расширенным до 1 МГц по методике, описанной в § 7.1. Для получения филамента использовалось фокусирующее зеркало с $F = 120$ или 85,6 см. Пропускание аэрозольного слоя измерялось на двух длинах волн: воздействующего и зондирующего маломощного непрерывного излучения He-Ne-лазера с $\lambda = 0,63$ мкм. Контроль изменения энергии фемтосекундного импульса ($\sim 30\%$) осуществлялся по опорному сигналу, по измерениям дополнительного фотодиода и косвенным контролем по одному из микрофонов.

Измерения акустического отклика распространения филамента, сформированного при фокусировке лазерного излучения, указывают на то, что филамент существует, как саморегулирующаяся структура, лишь вблизи фокуса. Расходящийся пучок не подпитывает филамент энергией, достаточной для баланса двух эффектов – нелинейности Керра для его фокусировки и образования плазмы для фокусировки. В эксперименте наблюдался распад филамента, на что указывает и сравнение потерь энергии излучения при различных фокусировках.

Переход от фемтосекундного импульса к наносекундному, при сохранении энергетики импульса, сопровождается уменьшением амплитуды акустического отклика на два порядка, что указывает на дополнительные энергетические потери лазерной энергии фемтосекундной длительности при ее распространении через аэрозольную среду.

Полученная в экспериментах зависимость $P(I) \sim I^{2,756}$ генерации акустического давления при распространении фемтосекундного лазерного излучения в воздухе кардинально отличается от аналогичной зависимости $P(I) \sim I$ при распространении лазерного излучения микро- и наносекундной длительности и иллюстрирует нетривиальные изменения поглощательной способности воздуха.

Результаты проведенных экспериментальных исследований пока не нашли своего строгого теоретического обоснования, а обнаруженные новые физические эффекты нуждаются в дальнейшем экспериментальном исследовании.

В заключении сформулированы наиболее важные результаты и выводы, полученные в диссертационной работе.

Приложение содержит акты использования и внедрения результатов работы на предприятиях и в организациях Российской Федерации.

Основные результаты, полученные в работе

1. ОА-исследованиями обнаружено уменьшение акустического энерговклада при светоиндуцированной взрывной фрагментации водных аэрозолей и установлены пороги взрывного вскипания и разрушения водных капель аэрозоля, хорошо согласующиеся с соответствующими оптическими исследованиями. Определена зависимость амплитуды генерируемого ОА-импульса от плотности энергии воздействующего излучения CO_2 -лазера при поверхностном испарении, взрывном вскипании и разрушении частиц водных аэрозолей, что позволило предложить ОА-способ измерения концентрации частиц водных аэрозолей в атмосфере.

2. Акустические параметры ДЛИ, возникающей в атмосфере при распространении мощного излучения CO₂-лазера микросекундной длительности и состоящей из отдельных ОП, определяются концентрацией аэрозольных твердофазных частиц с размерами выше критического и акустическими характеристиками ОП, зависящими от их размеров.

3. Выявлены и исследованы особенности наиболее значимых факторов искажения амплитудно-частотных характеристик тональных и импульсных звуковых сигналов в атмосфере на приземных трассах протяженностью до 1 км, что позволило предложить методику прогноза полного ослабления ОА-сигналов для исследования процессов, сопровождающих распространение МЛП в атмосфере, а также ряд способов акустического зондирования атмосферы, имеющих прикладное значение.

4. Обнаружен и исследован эффект высотно-частотного распределения акустического шума в атмосфере, который обусловлен влиянием граничных, импедансных свойств подстилающей поверхности и существенно влияет на эффективность систем акустического и ОА-зондирования.

5. Статистические характеристики флуктуации уровня звука на атмосферных трассах до 100 м при влиянии граничных свойств подстилающей поверхности существенно отличаются от соответствующих характеристик при распространении звука в свободном пространстве, однако применение для статистических характеристик масштаба подобия, зависящего от эффективной скорости ветра, поперечной к трассе распространения звука, вполне обоснованно.

6. Исследованы нелинейные искажения мощных звуковых волн на коротких атмосферных трассах, что позволило обосновать использование методики прогноза нелинейного поглощения звука на основе численного решения уравнения Хохлова–Заболотской–Кузнецова.

7. ПЭС «Атмосферная оптоакустика», методики и сопутствующее им математическое обеспечение, разработанные в процессе выполнения исследований, образуют в совокупности метод исследования распространения МЛП в атмосфере и аэрозольных компонент атмосферы, который можно использовать для исследований трансформации характеристик аэрозольных ансамблей различного происхождения под воздействием МЛИ, в том числе фемтосекундной длительности.

Список основных публикаций по теме диссертации

1. Бочкарев Н.Н., Красненко Н.П., Муравский В.П. Экспериментальное исследование ослабления приземной звуковой волны // *Акустический журнал*. 1984. Т. 30. Вып. 2. С. 171–176.

2. А. с. № 1083143. МКИ: G 01 W 1/00. Способ определения температуры атмосферы / Богушевич А.Я., Бочкарев Н.Н., Красненко Н.П. Оpubл. в БИ. 1984. № 12.

3. А. с. № 1101017. МКИ: G 01 W 1/00. Способ измерения скорости ветра / Бочкарев Н.Н., Красненко Н.П., Шаманаева Л.Г. Оpubл. в БИ. 1984. № 24.

4. А. с. № 1105847. МКИ: G 01 W 1/00. Способ акустического зондирования атмосферы / Бочкарев Н.Н., Красненко Н.П. Оpubл. в БИ. 1984. № 28.

5. А. с. № 1135318. МКИ: G 01 W 1/00. Способ определения внешнего масштаба турбулентности в атмосфере / Бочкарев Н.Н., Красненко Н.П. Оpubл. в БИ. 1985. № 2.

6. А. с. № 1289236. МКИ: G 01 W 1/00. Способ определения параметров атмосферы / Бочкарев Н.Н., Красненко Н.П., Шаманаева Л.Г. Оpubл. в БИ. 1987. № 5.

7. Бочкарев Н.Н., Землянов А.А., Красненко Н.П., Погодаев В.А., Рождественский А.Е. Акустический отклик аэрозольной среды при импульсном оптическом воздействии // *Письма в ЖТФ*. 1988. Т. 14. Вып. 1. С. 25–29.

8. Бочкарев Н.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Красненко Н.П. Режимы генерации звука жидкокапельным аэрозолем различного типа под действием лазерного излучения // *Оптика атмосферы*. 1988. Т. 1. № 10. С. 111–112.

9. Бочкарев Н.Н., Красненко Н.П., Нетреба П.И., Тоболкин А.С. Плазменный излучатель звука в задачах атмосферной акустики // *Распространение звуковых и оптических волн в атмосфере: Сб. статей*. Томск: Изд-во Том. филиала СО АН СССР, 1988. С. 93–96.

10. Бочкарев Н.Н., Клочков В.А., Красненко Н.П., Фомичев А.А. Мощная акустическая решетка для атмосферных исследований // *Распространение звуковых и оптических волн в атмосфере: Сб. статей*. Томск: Изд-во Том. филиала СО АН СССР, 1988. С. 101–104.

11. Bochkarev N.N., Zuev V.V., Krasnenko N.P. Optical sound generation in the atmosphere // *Proc. of the 5th Inter. Sch. on Quant. Electr. «Lasers-Physics and Applications»*. Bulgaria. Sunny Beach: World Scientific (editor: A.V. Spasov). 1988. P. 818–821.

12. Бочкарев Н.Н. Исследование кинетики очагов оптического пробоя атмосферы по акустическому отклику // *Актуальные вопросы теплофизики и физической газодинамики*. Новосибирск: Изд-во ИТФ СО АН СССР, 1988. С. 118–123.

13. А. с. № 1494744. МКИ: G 01 W 1/00. Способ приема акустических сигналов в атмосфере / Бочкарев Н.Н., Красненко Н.П. Оpubл. в БИ. 1989.

14. Бочкарев Н.Н., Красненко Н.П., Сорокин Ю.М. Оптоакустические эффекты в аэрозолях // *Оптика атмосферы*. 1990. Т. 3. № 6. С. 563–578.

15. Бочкарев Н.Н., Коняев П.А. Численное решение нелинейного уравнения звукового пучка в атмосфере // *Оптика атмосферы*. 1990. Т. 3. № 6. С. 668–670.

16. А. с. № 1672811. МКИ: G 01 N 15/02. Способ измерения объемной концентрации аэрозольных частиц / Землянов А.А., Гейнц Ю.Э., Кабанов А.М., Бочкарев Н.Н., Красненко Н.П., Погодаев В.А., Рождественский А.Е. Оpubл. в БИ. 1991. № 31.

17. Бочкарев Н.Н., Кабанов А.М., Погодаев В.А. Временные характеристики акустического сигнала, генерируемого малым объемом жидкости в мощном световом поле // *Оптика атмосферы и океана*. 1994. Т. 7. № 9. С. 1233–1235.

18. Бочкарев Н.Н. Оптимизация мощных рупорных излучателей звука // *Оптика атмосферы и океана*. 1996. Т. 9. № 8. С. 1137–1140.

19. Бочкарев Н.Н. Распространение мощного звукового пучка на короткой трассе в атмосфере: численное решение, эксперимент // *Акустический журнал*. 1996. Т. 42. № 5. С. 706–707.

20. Бочкарев Н.Н., Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Кабанов А.М., Погодаев В.А. Оперативная оценка ослабления мощного излучения импульсного CO₂-лазера на приземных атмосферных трассах // *Оптика атмосферы и океана*. 1998. Т. 11. № 7. С. 700–707.

21. Бочкарев Н.Н., Кабанов А.М., Погодаев В.А. Исследование динамики объема аэрозольных частиц, облучаемых лазерным импульсом, по временным характеристикам акустического отклика // *Оптика атмосферы и океана*. 2000. Т. 13. № 5. С. 487–491.

22. Zemlianov A.A., Bochkarev N.N., Kabanov A.M., Pogodaev V.A. Generation of acoustic pulses on the natural centers of absorption with propagation CO₂-laser radiation on atmospheric paths // *Proc. SPIE* (edited by G.G. Matvienko and G.M. Krekov). 2000. V. 4341. P. 202–209.

23. Бочкарев Н.Н., Землянов А.А., Кабанов А.М., Погодаев В.А. Акустическая диагностика очагов пробоя в атмосфере // *Оптика атмосферы и океана*. 2001. Т. 14. № 12. С. 1141–1144.

24. Zemlianov A.A., Bochkarev N.N., Kabanov A.M., Pogodaev V.A. Acoustic Responce of Nonlinear-Optical Effect of Interaction of High Power Laser Radiation with Aerosol Paticles // Proc. Inter. Conf. on «Lasers-2000» (edited by V.J. Corcoran and T.A. Corcoran). STS Press, 2001. P. 68–74.
25. Zemlianov A.A., Bochkarev N.N., Kabanov A.M., Pogodaev V.A. Laser spark in the problem of outflow of lightning discharges // Proc. SPIE (edited by G.G. Matvienko and V.P. Lukin). 2002. V. 4678. P. 190–194.
26. Бочкарев Н.Н., Кабанов А.М., Погодаев В.А. Оптоакустика канала распространения мощного лазерного излучения в атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 2003. Т. 16. № 9. С. 816–821.
27. Bochkarev N.N., Kabanov A.M., Pogodaev V.A. Acoustic method in the forecast of efficiency of transportation of powerful laser radiation in an atmosphere // Proc. SPIE (edited by G.G. Matvienko and G.M. Krekov). 2003. V. 5396. P. 183–190.
28. Бочкарев Н.Н., Землянов А.А., Землянов Ал.А., Кабанов А.М., Карташов Д.В., Кирсанов А.В., Матвиенко Г.Г., Степанов А.Н. Экспериментальное исследование взаимодействия фемтосекундных лазерных импульсов с аэрозолем // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17. № 12. С. 971–975.
29. Bochkarev N.N., Kabanov A.M., Pogodaev V.A. Atmospheric optoacoustics of power parameters of a high-power laser beam // Proc. SPIE (edited by G.G. Matvienko and G.M. Krekov). 2004. V. 5743. P. 187–193.
30. Bochkarev N.N., Zemlyanov A.A., Zemlyanov Al.A., Kabanov A.M., Kartashov D.V., Kirsanov A.V., Matvienko G.G., Stepanov A.N. Experimental investigation into interaction of femtosecond laser pulses with aerosol // Proc. SPIE (edited by G.G. Matvienko and G.M. Krekov). 2004. V. 5743. P. 199–204.

Список цитируемой литературы

1. Гейнц Ю.Э., Землянов А.А., Зуев В.Е., Кабанов В.А., Погодаев В.А. Нелинейная оптика атмосферного аэрозоля. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 256 с.
2. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука, 1984. 223 с.
3. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
4. Красненко Н.П. Акустическое зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1986. 166 с.
5. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
6. Осташев В.Е. Распространение звука в движущихся средах. М.: Наука, 1992. 206 с.
7. Наугольных К.А., Островский Л.А. Нелинейные волновые процессы в акустике. М.: Наука, 1990. 235 с.
8. Бахвалов Н.С., Жилейкин Я.М., Заболотская Е.А. Нелинейная теория звуковых пучков. М.: Наука, 1982. 174 с.
9. Жаров В.П., Летохов В.С. Лазерная оптико-акустическая спектроскопия. М.: Наука, 1984. 320 с.