

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКИ

Под общей редакцией академика В. Е. Зуева

Том 6

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ

Том 1

СТАТИСТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТЕМПЕРАТУРЫ И ГАЗОВЫХ КОМПОНЕНТ
АТМОСФЕРЫ

Том 2

ОПТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ АТМОСФЕРЫ

Том 3

СПЕКТРОСКОПИЯ АТМОСФЕРЫ

Том 4

ОПТИКА АТМОСФЕРНОГО АЭРОЗОЛЯ

Том 5

ОПТИКА ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЫ

Том 6

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА АТМОСФЕРЫ

Том 7

ОБРАТНЫЕ ЗАДАЧИ ОПТИКИ АТМОСФЕРЫ

Том 8

ДИСТАНЦИОННОЕ ОПТИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ

Том 9

ОПТИКА АТМОСФЕРЫ И КЛИМАТ

АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКИ

Том 6

В. Е. Зуев, А. А. Землянов,
Ю. Д. Копытин

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА
АТМОСФЕРЫ



ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1989

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук О. А. Волковицкий (Институт экспериментальной метеорологии НПО «Тайфун»); д-р физ.-мат. наук В. П. Кандидов (Московский государственный университет).

Изложена специфика распространения в атмосфере мощного лазерного излучения. Дан краткий анализ и приведены энергетические пороги возникновения основных нелинейно-оптических явлений.

Детально рассмотрены низкопороговые эффекты теплового самовоздействия и оптического пробоя лазерного излучения в газах и аэрозолях атмосферы.

Обобщены первые результаты натурных экспериментов по распространению пучков высокоинтенсивного лазерного излучения на приземных трассах. Проиллюстрированы принципиальные возможности использования нелинейных и когерентных взаимодействий в качестве физической основы новых методов лазерного и оптико-акустического зондирования атмосферы.

Книга предназначена для широкого круга исследователей и разработчиков лазерных технологических и оптико-локационных систем.

The monograph entitled "Nonlinear Optics of the Atmosphere" by V. E. Zuev, A. A. Zemlyanov and Yu. D. Koputin presents the specific properties of high-power laser radiation propagation through the atmosphere. The book gives a short analysis as well as description of energy thresholds of initiation of basic nonlinear-optical phenomena. The low-threshold effects of thermal self-action and optical breakdown of lasing in atmospheric gases and aerosols are considered in detail. The first results of field experiments on propagation of beams of high-power lasing along the ground paths are generalized. The basic feasibilities of the use of nonlinear and coherent interactions as a physical origin of new methods of laser and optoacoustic sounding of the atmosphere are illustrated. The monograph is intended for a wide range of specialists and researchers in the field of laser technological and optical sounding systems.

3 $\frac{1805040400-012}{069(02)-89}$ 12-88

ПРЕДИСЛОВИЕ

В настоящее время бурное развитие переживает новое направление атмосферно-оптических исследований — нелинейная оптика атмосферы. Его актуальность обусловлена расширяющимся использованием лазерных источников с повышенной энергетикой в устройствах оптической связи, навигации, дальнометрирования и лазерного мониторинга окружающей среды, что приводит к качественному возрастанию потенциала указанных систем. Все это стимулирует потребность разработчиков в прогнозировании влияния нелинейных оптических эффектов в реальной атмосфере на точностные и энергетические характеристики проектируемых оптико-электронных систем и устройств. С другой стороны, открылись заманчивые перспективы использования специфического и весьма обширного класса нелинейных и когерентных взаимодействий в качестве физической основы методов лазерного зондирования тех из параметров атмосферы, которые не могут быть эффективно измерены традиционными методами линсевой оптики и другими известными методами.

Монография является очередным томом в серии книг по современным проблемам оптики атмосферы. В ней с единых методических позиций изложены физические основы процессов самовоздействия интенсивных оптических волн в атмосфере Земли как многокомпонентной, рассеивающей, стохастически неоднородной нелинейной среды.

Рассмотрены наиболее существенные механизмы оптической нелинейности, обусловленные воздействием интенсивного света как непосредственно на поляризацию среды, так и опосредованно — через тепловое и пондеромоторное действие излучения на газы и частицы аэрозолей в канале пучка.

Даны приложения результатов исследований к проблеме диагностики светоиницированных и естественных аэрозольно-газовых аномалий атмосферы.

Монография состоит из шести глав.

В главе 1 вводятся основные понятия и уравнения нелинейной оптики атмосферы, сформировавшейся как научное направление на стыке физики атмосферы и лазерной физики. Дана общая характеристика и энергетические пороги проявления основных нелинейных оптических эффектов в газах и аэрозолях атмосферы.

Главы 2 и 3 содержат последовательное изложение составных разделов проблемы теплового самовоздействия лазерных пучков

в незамутненной атмосфере. В том числе, в главе 2 рассматриваются процессы термоакустического расплывания пучков импульсного излучения и нестационарной самофокусировки ИК-излучения при кинетическом охлаждении. Обобщены первые результаты исследований пространственной статистики излучения при импульсном нагреве турбулизованной атмосферы, а также неустойчивостей, возникающих при самовоздействии пучков частично-когерентного излучения. В главе 3 систематизированы многочисленные результаты исследований проблемы стационарного теплового самовоздействия. Дается классификация и описание стационарных тепловых искажений лазерных пучков с различными геометрией и распределением поля на апертуре; а также частично когерентных пучков. Рассматривается самовоздействие лазерных пучков на вертикальных атмосферных трассах и в турбулентной атмосфере. Приведены результаты численного моделирования задач оптимизации транспортировки лазерной энергии в атмосфере.

В главе 4 систематизированы современные знания по проблеме нелинейного распространения лазерного излучения в аэрозольной атмосфере (облаках, туманах, твердофазных дымках) в условиях проявления эффектов регулярного и взрывного разрушения капель и нагрева межкапельной среды, эффектов нелинейного светорассеяния в пылевых дымках и химически реагирующем углеродном аэрозоле.

В главе 5 проведен последовательный анализ проблемы дистанционного оптического пробоя и создания с помощью лазеров областей искусственной ионизации воздушной среды. Наибольшее внимание уделено низкопороговому механизму пробоя на частицах твердофазного и водного аэрозолей в ИК-области спектра. Обобщены результаты лабораторных и натуральных экспериментальных исследований характеристик протяженной лазерной искры и обусловленного очаговым пробоем эффекта блокированием излучения в канале пучка. Рассмотрены возможные физические механизмы образования в запыленной воздушной среде искусственных слабоионизованных образований и каналов электрической проводимости.

Глава 6 посвящена прикладным вопросам использования нелинейных и когерентных оптических эффектов в качестве физической основы новых методов лазерного зондирования и повышения эффективности лазерно-навигационных систем. Приведены результаты исследований границ применимости уравнений локации, а также закономерностей нелинейных искажений эхо-сигналов в традиционных схемах зондирования с лазерными источниками повышенной мощности. Изложены результаты разработки нового типа лидаров для дистанционного экспресс-анализа атмосферы методами когерентной и нелинейной оптики.

Динамизм и незавершенность исследований многих нелинейных оптических явлений, в особенности специфики их проявления для условий реальной атмосферы, объективно обуславливают неравнозначность отдельных разделов книги в информационном отношении. Тем не менее во всех случаях авторы стремились отразить наибо-

лее крупные результаты исследований по проблеме, полученные в Институте оптики атмосферы СО АН СССР, а также в других советских и зарубежных научных центрах, осуществляющих научные программы по оптике и физике атмосферы.

Авторы выражают искреннюю благодарность рецензентам д-ру физ.-мат. наук О. А. Волковицкому и д-ру физ.-мат. наук В. П. Кандидову за ценные замечания и пожелания, которые способствовали значительному улучшению содержания книги.

ГЛАВА 1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОРОГИ НЕЛИНЕЙНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В АТМОСФЕРЕ

1.1. Основные понятия и соотношения

1.1.1. Классификация нелинейно-оптических эффектов в атмосфере

Особенность лазерного излучения, заключающаяся в его рекордно высоких параметрах (монохроматичность, направленность, когерентность, яркость), обеспечивает создание в атмосфере условий для возникновения многих нелинейных эффектов вдоль дистанции распространения лазерного пучка [46].

Свойства лазерного пучка испытывают сложные преобразования в процессе нелинейного взаимодействия со средой и, таким образом, условия возникновения нелинейных эффектов изменяются. Происходит взаимовлияние излучения и среды друг на друга. Исследование процесса нелинейного преобразования лазерного излучения в условиях атмосферы, сложной динамической среды, составляет главное содержание нелинейной оптики атмосферы.

В лазерной физике рассматривают четыре основных типа преобразований лазерного пучка [42]. Применительно только к нелинейным эффектам эти преобразования будут представляться следующим образом.

Частотное преобразование охватывает группу нелинейных явлений, связанных с генерацией гармоник, смещением частот, вынужденных рассеяний. При амплитудном преобразовании изменяется характер ослабления света в среде, что соответствует эффектам нелинейного поглощения и просветления, самоиндуцированной прозрачности. Пространственному преобразованию отвечают эффекты самофокусировки, самодефокусировки, самоканализации, когда в процессе нелинейного взаимодействия происходит изменение диаграммы направленности и яркости пучка. Наконец, временные преобразования связаны с изменением структуры лазерного импульса. Нелинейные эффекты, в которых происходит самодефокусировка, самофокусировка, самоканализация, компрессия и деконпрессия импульса, образование солитонов, называют эффектами самовоздействия [9]. В реализации этих эффектов частота излучения практически не изменяется.

По физическим механизмам взаимодействия лазерного излучения с веществом можно выделить две группы нелинейно-оптических процессов. К первой группе относятся резонансные процессы (спектроскопический эффект насыщения [42], эффект кинетического охлаждения [35], вынужденное комбинационное рассеяние [1], эффекты лазерной химии [66] и др.). Вторая группа включает

в себя так называемые нерезонансные взаимодействия (тепловые нелинейные эффекты в газах и аэрозолях [46], эффект Керра [58, 76], электрострикция [70, 76], оптический пробой [47], термохимические эффекты [27], нерезонансные спектроскопические эффекты [2] и др.).

Все, о чем говорилось выше, в равной степени относится как к проблемам нелинейной оптики однородных сред [13], так и к проблемам нелинейной оптики атмосферы [46]. Однако существует специфика атмосферных нелинейно-оптических задач. Для них характерны многофакторность и мультипликативность (неаддитивность) процессов. Пространственная неоднородность, временная изменчивость метеопараметров атмосферы приводит к различию условий достижения заданного нелинейного эффекта в различных точках трассы.

1.1.2. Уравнения процесса

Распространение лазерного излучения в условиях действия нелинейно-оптических эффектов описывается системой уравнений Максвелла [23]:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{\mathcal{H}} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \\ \operatorname{rot} \vec{\mathcal{E}} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \vec{D} &= 0, \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь $\vec{\mathcal{E}}$ и $\vec{\mathcal{H}}$ — напряженности электрического и магнитного полей, \vec{D} и \vec{B} — электрическая и магнитная индукция, \vec{j} — плотность тока. Уравнения Максвелла дополняются материальными уравнениями. В случае изотропной среды без дисперсии они имеют вид:

$$\vec{D} = \epsilon \vec{\mathcal{E}}, \quad \vec{B} = \vec{\mathcal{H}}, \quad \vec{j} = \sigma \vec{\mathcal{E}}, \quad (1.2)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость (магнитная проницаемость считается равной 1), σ — проводимость среды. Для напряженности электрического поля из (1.1) получаем векторное волновое уравнение наиболее общего вида

$$\Delta \vec{\mathcal{E}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon \vec{\mathcal{E}}) = -\nabla (\vec{\mathcal{E}} \nabla \ln \epsilon) + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial (\sigma \vec{\mathcal{E}})}{\partial t}. \quad (1.3)$$

С учетом факторов малости изменение ϵ и σ за период световой волны для монохроматических полей

$$\vec{\mathcal{E}} = \frac{1}{2} \vec{E}(\vec{r}, t) e^{-i\omega t} + \text{к.с.} \quad (1.4)$$

Из (1.3) следует

$$\Delta \vec{E} + k_0^2 \hat{\varepsilon} \vec{E} = -\nabla (\vec{E} \nabla \ln \varepsilon) - \frac{2ik_0 \varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + i \frac{4\pi\sigma}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (1.5)$$

где

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon + i \frac{4\pi\sigma}{\omega} = \varepsilon + i \frac{\alpha}{k_0} \quad (1.5a)$$

— комплексная диэлектрическая проницаемость, α — коэффициент поглощения среды, $k_0 = \omega/c$ — волновое число в вакууме. Для слабопоглощающей среды ($\varepsilon \gg \sigma/\omega$), в случае когда эффекты поляризации волны не существенны, из (1.5) получим

$$\Delta \vec{E} + k_0^2 \hat{\varepsilon} \vec{E} = -\frac{2ik_0 \varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (1.6)$$

Окончательно примем для дальнейшего рассмотрения уравнение для \vec{E} в виде

$$\Delta \vec{E} + k_0^2 \hat{\varepsilon} \vec{E} = 0, \quad (1.7)$$

где пренебрегается правой частью (1.6) вследствие выделения ситуаций, когда время изменения \vec{E} значительно превышает период световой волны.

В нелинейной среде комплексная диэлектрическая проницаемость зависит от интенсивности волны $I = \frac{c \sqrt{\varepsilon_0}}{8\pi} |\vec{E}|^2$:

$$\hat{\varepsilon} = \hat{\varepsilon}(I) = \hat{\varepsilon}_0 + \hat{\varepsilon}_N(I). \quad (1.8)$$

Вид этой зависимости и определяет конкретный тип нелинейного взаимодействия — нелинейный отклик среды. В (1.8) индексом «0» обозначено невозмущенное значение $\hat{\varepsilon}_0 = \varepsilon_0 + i \frac{\alpha_0}{k_0}$, а индексом «N» — соответствующее приращение за счет нелинейного взаимодействия.

Обобщением уравнения (1.7) на случай распространения излучения в аэрозольной среде является введение в (1.8) соответствующего слагаемого [47]

$$\hat{\varepsilon}_a = \sum_{v=1}^N \hat{\varepsilon}_{av}(\vec{r} - \vec{r}_v), \quad (1.9)$$

являющегося суммой возмущений комплексной диэлектрической проницаемости от отдельных центров. Значение $\hat{\varepsilon}_a$ равно значению комплексной диэлектрической проницаемости частицы и ее ореола, когда точка наблюдения находится внутри локализованной не-

однородности, и равно нулю в противном случае. Ореолы вокруг частиц представляют собой возмущения диэлектрической проницаемости, вызванные температурными, паровыми либо плазменными неоднородностями, возникающими вследствие нелинейного взаимодействия лазерного излучения с веществом частиц. Вектор \vec{r}_v определяет положение частицы в пространстве, N — полное число частиц.

Решение уравнения (1.7) можно упростить, если применить метод медленно меняющихся амплитуд [28]. Согласно этому методу поле волны представляется в виде произведения медленно меняющейся на длине волны амплитуды $E(\vec{r})$ на быстроосциллирующую экспоненту, определяющую распространение волны:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{a}E(\vec{r}, t) e^{-i\vec{k}\vec{r}}. \quad (1.10)$$

В (1.10) \vec{a} — вектор поляризации, \vec{k} — волновой вектор, $|\vec{k}| = \sqrt{\epsilon} \frac{\omega}{c}$, $\vec{r} = (x, y, z)$ — радиус-вектор точки пространства. Для лазерных остронаправленных пучков, распространяющихся, например, в направлении оси z , фазовый член трансформируется к виду $\exp(ikz)$. В случае среды со слабыми оптическими неоднородностями ($k \simeq \epsilon_0^{1/2} \frac{\omega}{c}$), размеры которых превышают длину волны и поэтому выполняются условия $|\frac{\partial E}{\partial z}| \ll kE$, $|\frac{\partial^2 E}{\partial z^2}| \ll k|\frac{\partial E}{\partial z}|$, из (1.7) следует параболическое, уравнение для комплексной скалярной амплитуды поля

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_{\perp} E + k^2 \epsilon_0^{-1} \hat{\epsilon}_N(|E|^2) E + ik\alpha_0 E = 0, \quad (1.11)$$

где $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ — поперечный лапласиан.

Граничное условие для (1.11) соответствует заданию при $z=0$ амплитуды поля

$$E(\vec{R}, z=0, t) = E_0(\vec{R}, t).$$

Метод уравнения квазиоптики является наиболее мощным в теории самовоздействия. С его помощью удастся осуществить численные и аналитические расчеты задач распространения, исследовать тонкую структуру распределения светового поля в среде, провести статистическое моделирование волновых процессов в случайно-неоднородных средах при достаточно широком диапазоне пространственных частот оптических неоднородностей.

В настоящее время для численного исследования самовоздействия лазерного излучения широко используются метод конечных элементов [53], метод быстрого преобразования Фурье [70], метод

расщепления по физическим факторам [32]. В [38] для построения разностной схемы использовался переход к лагранжевым координатам, подобно массовым переменным в газовой динамике. Такой подход позволил исследовать поведение пучка в режиме сильных нелинейных искажений.

Одним из приближенных методов решения нелинейно-оптических задач является безабберационное приближение и его модификации [28]. Для симметричного случая безабберационное приближение определяет класс решений нелинейного уравнения квазиоптики, называемых автомодельными решениями. Применение вариационного метода [32], в котором параметры пучка выбираются так, чтобы минимизировать ошибку аппроксимации пучка гауссовой формой, позволяет более корректно, чем в безабберационном приближении, описывать изменение усредненной интенсивности в пучке, дает правильное значение критической мощности нелинейных эффектов.

В задачах самовоздействия получили широкое применение лучевые методы исследования волновых процессов: метод геометрической оптики [28, 32, 70], метод уравнения переноса яркости [47]. С их помощью удастся построить эффективные численные алгоритмы решения многомерных задач, что особо важно для задач атмосферной нелинейной оптики.

1.1.3. Принципы определения порогов нелинейно-оптических эффектов

Энергетическим порогом возникновения нелинейно-оптического эффекта в среде назовем реализацию условий для интенсивности (мощности, энергии) лазерного пучка, при которых вызванное нелинейными эффектами изменение какого-либо параметра пучка или компонента светового поля (амплитуда, эффективный размер пучка, длительность импульса, интенсивность рассеянного света на смещенной частоте и т. п.) превысит заданное значение.

При амплитудных нелинейных преобразованиях пучка порог эффекта устанавливается из соотношения

$$\alpha(|E|^2) = \alpha^*, \quad (1.12)$$

где α^* — заданное значение коэффициента поглощения (ослабления).

Для эффектов самовоздействия вводится понятие длины нелинейного взаимодействия L_N . Например, для эффектов рефракционного типа (самофокусировка, самодефокусировка) под длиной нелинейности подразумевается дистанция, на которой приращение площади пучка равно ее невозмущенному значению.

Порог обсуждаемого эффекта находится из соотношения

$$L_N(|E|^2) = L_{\parallel}, \quad (1.13)$$

где $L_{\parallel} = \min \{L, L_d, \dots\}$ — минимальный продольный масштаб задачи. Им может оказаться длина трассы L , дистанция дифракции

пучка L_d , длина экстинкции L_{ext} , дистанция фокусировки пучка L_F и т. п. С длиной нелинейности связывается угол нелинейной рефракции пучка

$$\theta_N = R_0/L_N,$$

где R_0 — размер пучка. В теории самовоздействия вводится число

$$\mathcal{P} = \theta_N/\theta_d \quad (1.14)$$

(так называемый параметр нелинейности), представляющее собой отношение угла нелинейной рефракции θ_N к углу дифракции пучка $\theta_d = R_0/L_d \sim \lambda/R_0$. Из соотношения $\mathcal{P} = 1$ находится критическая мощность эффекта самовоздействия (например, эффекта самофокусировки) $P_{кр}$.

Если мощность пучка $P_0 > P_{кр}$, то это означает превышение нелинейной рефракцией дифракционной расходимости пучка. Вместе с тем условие $P_0 > P_{кр}$ является лишь достаточным для возникновения указанного нелинейного эффекта. Необходимое же условие находится из соотношения (1.13).

Определение порогов других нелинейных эффектов рассматривается в последующих разделах главы.

1.2. Нетепловые механизмы нелинейности показателя преломления атмосферы

1.2.1. Эффект Керра

Эффект Керра связан с нелинейным откликом атомов и молекул среды на интенсивное световое поле. Различают электронный эффект Керра, возникающий за счет наведенной полем деформации распределения электронной плотности, практически мгновенно следующей за изменением поля, а также ориентационный эффект Керра. Он обусловлен электронно-ядерной частью нелинейной поляризуемости. Время релаксации данного эффекта для атмосферного воздуха при нормальных условиях составляет 10^{-13} с.

Эффект Керра приводит к зависимости диэлектрической проницаемости от поля световой волны вида

$$\epsilon_N = \epsilon_2 |E|^2. \quad (1.15)$$

Соотношение (1.15) определяет нелинейность керровского типа.

В [29] на основе измерения нелинейной поляризуемости воздуха показано, что вклад электронного механизма в нелинейную поляризацию воздуха пренебрежимо мал, а значение константы ϵ_2 для воздуха равно $5 \cdot 10^{-16}$ ед. СГСЭ. Для пучков гауссова типа и платообразных пучков эффект Керра приводит к самофокусировке света, предсказанной в [9], экспериментально обнаруженной в [67] и детально исследованной в [5, 38, 58].

Длина нелинейного взаимодействия (самофокусировки) гауссова пучка радиусом R_0

$$L_N = \frac{R_0}{\sqrt{\varepsilon_2} |E|^2} = R_0 \left(\frac{8\pi\varepsilon_2}{c\sqrt{\varepsilon_0}} I \right)^{-1/2}, \quad (1.16)$$

откуда следует, что реализация эффекта на дистанции L_{\parallel} возможна, если интенсивность

$$I_{\text{пор}} \geq \frac{c\sqrt{\varepsilon_0}}{8\pi} \frac{R_0^2}{\varepsilon_2 L_{\parallel}^2}. \quad (1.17)$$

$I_{\text{пор}} \approx 10^{10}$ Вт·см⁻² для $R_0 = 0,1$ и $L_{\parallel} = 10^3$ м. Если $L_{\parallel} = 10^5$ м, то $I_{\text{пор}} \approx 10^8$ Вт·см⁻². Для $\lambda = 10,6$ мкм критическая мощность самофокусировки ($L_{\parallel} = L_d$)

$$P_{\text{кр}} = \pi R_0^2 I_{\text{пор}} = \frac{c\sqrt{\varepsilon_0}}{8k^2\varepsilon_2} = 1,7 \cdot 10^{11} \text{ Вт}. \quad (1.18)$$

Соответственно для $\lambda = 1,06$ мкм, $P_{\text{кр}} = 1,7 \cdot 10^9$ Вт.

Значения пороговой интенсивности проявления эффекта керровской самофокусировки в атмосфере для импульсов длительностью $t_{\text{II}} \geq 10^{-9}$ с близки к порогу пробоя воздуха, либо превышают его (см. [47]). Известно [47], что с уменьшением длительности импульса пороги пробоя возрастают, и проявление эффекта Керра в самовоздействии лазерного пучка в допробойном режиме распространения становится возможным для более коротких импульсов ($t_{\text{II}} \leq 10^{-9}$ с).

1.2.2. Эффект электрострикции

К нелинейности керровского типа (см. (1.15)) приводит также эффект электрострикции [46, 70, 71, 76]. Возникающее за счет деформации среды в интенсивной световой волне давление, пропорциональное $\varepsilon_2 |E|^2$, изменяет плотность среды и, следовательно, диэлектрическую проницаемость. Электрострикция является инерционным эффектом.

Скорость отклика определяется скоростью распространения акустической волны c_s через поперечное сечение пучка. Время установления стационарного значения нелинейности показателя преломления $t_s = R_0/c_s$.

Стационарное решение волнового уравнения для приращения плотности среды позволяет определить стрикционную добавку к показателю преломления. Так, для немодулированной волны [76]

$$\varepsilon_N = \varepsilon_2 |\vec{E}|^2, \quad \varepsilon_2 = \frac{\varepsilon_0}{8} \frac{\beta}{\pi} \left(\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)^2,$$

где $\beta = 1/\rho c_s^2$ — коэффициент объемного сжатия, ρ — плотность среды. Для воздуха при нормальных условиях $\varepsilon_2 \approx 2 \cdot 10^{-14}$ ед. СГСЭ. Следовательно, значение критической мощности для электрострикции почти на два порядка ниже, чем для эффекта Керра.

Конкурирующим с эффектом электрострикции является нагрев воздуха лазерным пучком. Оценим характерный момент времени t^* , когда эффект электрострикции компенсируется тепловым расплыванием пучка, учитывая конечность времени t_1 перехода поглощенной световой энергии в тепловую за счет колебательно-поступательной релаксации. При выполнении неравенства [70]

$$t \geq t^* = \left(\frac{3(\epsilon_0 - 1)}{c\alpha_g(\gamma - 1)} t_1 \right)^{1/2} \quad (1.19)$$

эффект теплового расплывания становится преобладающим. Для атмосферного воздуха при нормальных условиях и излучения с $\lambda = 10,6$ мкм $t_1 \approx 10^{-6}$ с и $t^* \approx 3,9 \cdot 10^{-7}$ с.

1.3. Нелинейные спектроскопические эффекты в газовой атмосфере

1.3.1. Нелинейные оптические эффекты при резонансном взаимодействии лазерного ИК-излучения с газовой атмосферой

В процессе резонансного поглощения лазерного излучения ИК-диапазона молекулярными газами атмосферы происходит перераспределение молекул по энергетическим уровням внутренних степеней свободы. Изменяется коэффициент поглощения газа за счет насыщения поглощения [42]. Изменение заселенностей уровней смеси газов приводит к нарушению термодинамического равновесия между колебаниями молекул и их поступательным движением, в результате чего происходит кинетическое охлаждение среды [35]. Образование и накапливание возбужденных молекул азота вследствие резонансной передачи возбуждения от молекул CO_2 приводит к изменению поляризуемости среды [16]. Все эти эффекты, возмущая комплексную диэлектрическую проницаемость среды, способны существенно преобразовать энергетику импульсов ИК-лазеров в атмосфере [64].

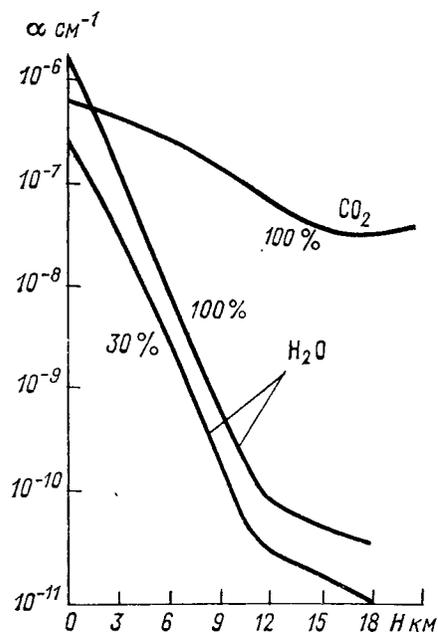
В качестве важного примера рассмотрим роль резонансных спектроскопических эффектов в формировании нелинейного отклика газовой атмосферы для излучения импульсного CO_2 -лазера.

При анализе условий возникновения нелинейных эффектов в атмосфере необходимо принимать во внимание высотный ход функций, определяющих процесс. На рис. 1.1 приводится высотная зависимость коэффициента поглощения углекислого газа и водяного пара [87]. Для излучения CO_2 -лазера коэффициент поглощения атмосферой есть

$$\alpha_g = \alpha_{\text{CO}_2} + \alpha_{\text{H}_2\text{O}} \quad (1.20)$$

В условиях, характерных для лета средних широт, $\alpha_g(H=0) = 2,4 \cdot 10^{-6}$ см $^{-1}$, из которых $0,8 \cdot 10^{-6}$ см $^{-1}$ приходится на CO_2 , остальное — на водяной пар [74]. На больших высотах происходит быстрое падение влажности и коэффициент поглощения в значи-

тельной степени определяется углекислым газом. Здесь поведение углекислого газа является решающим фактором в формировании оптической нелинейности среды. В нижних слоях атмосферы проявление кинетических эффектов в CO_2 , приводящих к возникновению нелинейных эффектов, существенно зависит от влажности



Для описания релаксации поглощенной энергии в смеси $\text{CO}_2\text{--N}_2\text{--H}_2\text{O}$, взаимодействующей с лазерным излучением, используют 3-модовую модель кинетических процессов [35]. На рис. 1.2 приведена схема нижних энергетических уровней CO_2 и N_2 в основном электронном состоянии.

Рис. 1.1. Высотная зависимость коэффициента поглощения углекислого газа и водяного пара (при влажности 30 и 100 %).

Рассматривается кинетика трех уровней: 10^0 , 00^1 (CO_2) и $v=1$ (N_2). Процессы обмена, которые учитываются в этой модели,

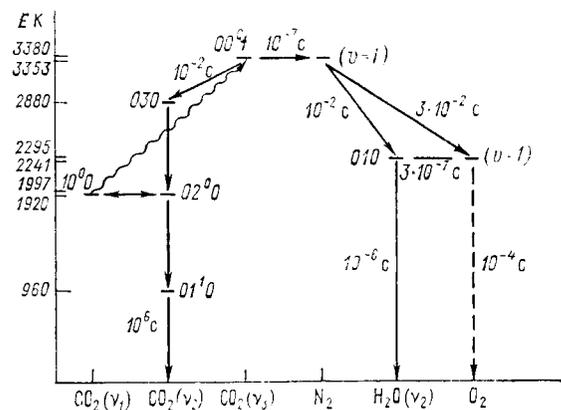


Рис. 1.2. Схема нижних колебательных уровней CO_2 , N_2 , O_2 и H_2O с временами релаксации соответствующих переходов.

указаны на рис. 1.2 стрелками с соответствующими временами релаксации [56]. Наличие атмосферных компонент O_2 и H_2O учитывается при определении скорости колебательно-поступательной релаксации N_2 .

Кинетика относительных заселенностей определяется следующей системой балансных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dx_1}{dt} &= -\beta(\omega + 2gP_{10})x_1 + \beta\omega x_2 + 2\beta gP_{10}x_1^0, \\ \frac{dx_2}{dt} &= \omega x_1 - (\omega + Q + P_{20})x_2 + Qx_3 + P_{20}x_2^0, \\ \frac{dx_3}{dt} &= \delta Qx_2 - (\delta Q + P_{30})x_3 + P_{30}x_3^0. \end{aligned} \quad (1.21)$$

Здесь $x_1 = N_{100}/N_{\text{CO}_2}$, $x_2 = N_{001}/N_{\text{CO}_2}$, $x_3 = \delta N_{N_2}/N_{\text{CO}_2}$; N_{100} , N_{001} — заселенность уровней 10^0 и 00^1 (CO_2); N_{N_2} — заселенность уровня $v=1$ (N_2); N_{CO_2} — концентрация молекул CO_2 ; δ — отношение общих концентраций CO_2 и N_2 в атмосфере ($\delta = 3,85 \cdot 10^{-4}$); x_1^0 , x_2^0 , x_3^0 — равновесные относительные значения заселенностей при температуре газа T :

$$x_1^0 = \exp(-E_1/T), \quad x_2^0 = x_3^0 = \exp(-E_2/T);$$

E_1 , E_2 — энергия (К) уровней 10^0 и 00^1 (считаем энергию кванта N_2 равной E_2); P_{10} , P_{20} , P_{30} — вероятности (с^{-1}) столкновительной дезактивации уровней 10^1 , 00^1 (CO_2) и $v=1$ (N_2); Q — вероятность (с^{-1}) резонансной передачи в реакции $\text{CO}_2 \rightarrow N_2$; ω — вероятность (с^{-1}) оптического возбуждения CO_2 ; $g=3$ — статистический вес уровня 02^0 ; $\beta = (1+g)^{-1} = \frac{1}{4}$. Коэффициент поглощения излучения молекулами CO_2

$$\alpha_{\text{CO}_2} = \sigma(x_1 - x_2)N_{\text{CO}_2}. \quad (1.22)$$

Зависимость величины σ от термодинамических параметров среды выражается формулой [59]

$$\sigma = \sigma_0 \frac{p}{p_0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{1/2}, \quad (1.23)$$

где T и p — температура и давление, σ_0 — сечение резонансного поглощения при $T=T_0$, $p=p_0$.

В результате резонансного поглощения излучения населенность нижнего уровня 10^0 (CO_2) становится меньше, а населенность уровня 00^1 — больше равновесной. Равновесие восстанавливается за счет колебательно-поступательной релаксации (VT -релаксации) и межмодовой колебательно-колебательной релаксации (VV' -релаксации), перераспределяющих энергию между колебательными и поступательными степенями свободы молекул. Выравнивание населенностей уровней 10^0 и 00^1 приводит к насыщению поглощения.

Пороговое значение интенсивности насыщения поглощения колебательно-вращательного перехода, соответствующее уменьшению коэффициента поглощения в 2 раза, для атмосферного CO_2 состав-

ляет $I_{\text{нас}} \approx (2 \div 5) \cdot 10^5$ Вт·см⁻² [59] (длительность импульса $t_{\text{п}}$ удовлетворяет условию $t_R \ll t_{\text{и}} < t_{VT}$, где t_R и t_{VT} времена вращательной и колебательно-поступательной релаксации).

Процесс восстановления термодинамического равновесия характеризуется быстрым обменом уровня 10⁰ с основным состоянием и сравнительно медленной релаксацией верхнего уровня 00¹. Это может привести к оттоку энергии с поступательных степеней свободы на колебательные и к охлаждению среды.

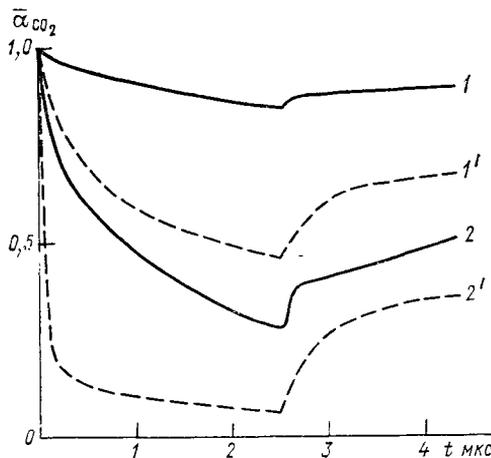


Рис. 1.3. Временная зависимость относительного коэффициента резонансного поглощения излучения ($\lambda=10,6$ мкм) углекислым газом для прямоугольного импульса $t=2,5$ мкс.

Кривая	1	1'	2	2'
I Вт·см ⁻²	10^5	10^5	10^6	10^6
H км	0	10	0	10

Рисунок 1.3 иллюстрирует поведение относительного коэффициента поглощения α_{CO_2} , нормированного на линейный коэффициент поглощения на соответствующей высоте H , рассчитанного по (1.21). Высотные распределения давления и температуры выбраны в соответствии со среднеширотной моделью атмосферы [51]. Расчет выполнен для следующих значений: $E_1=2000$ К, $E_2=3380$ К, $P_{10}=10^5$ с⁻¹·атм⁻¹, $P_{20}=P_{30}=10^2$ с⁻¹·атм⁻¹, $Q=10^7$ с⁻¹×атм⁻¹, $\sigma_0=5,2 \cdot 10^{-20}$ см².

При резонансном взаимодействии интенсивного излучения CO₂-лазера с газовой средой изменяется и действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости:

$$\varepsilon_N = \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \Delta \rho + \frac{\partial \varepsilon}{\partial \chi} \Delta \chi, \quad (1.24)$$

где $\Delta \rho$ и $\Delta \chi$ — возмущение плотности и поляризуемости среды.

Изменение плотности вызывается нагревом либо охлаждением газа в процессе поглощения лазерной энергии молекулярным газом. Объемная плотность тепловых источников выражается следующим образом:

$$q_T = a_{H_2O} I + q_{T_{CO_2}}; \quad (1.25)$$

$$q_{T_{CO_2}} = E_1 P_{10} (N_{100} - N_{100}^0) + E_2 P_{20} (N_{001} - N_{001}^0) + E_2 P_{31} (N_{N_2} - N_{N_2}^0). \quad (1.26)$$

Как видно из (1.25), первый член в этом выражении описывает выделение тепла за счет поглощения световой энергии водяным паром, второй член определяет поток энергии на поступательные степени свободы вследствие колебательной релаксации CO_2 и N_2 .

Условие

$$\alpha_{\text{H}_2\text{O}}^0 < (E_1/(E_2 - E_1)) \alpha_{\text{CO}_2}^0 = 1,44 \alpha_{\text{CO}_2}^0 \quad (1.27)$$

соответствует развитию эффекта кинетического охлаждения. При этом мощность тепловых источников в (1.26) становится отрицательной. Нагрев газа водяным паром не компенсирует его охлаждение углекислым газом. Эффект кинетического охлаждения исчезает при некоторой критической интенсивности [35]. Это связано с тем, что при больших интенсивностях излучения поток энергии из поступательных степеней свободы в колебательные, отвечающий за существование эффекта кинетического охлаждения, достигает своего максимального значения и перестает зависеть от мощности падающего излучения. Но поток энергии на поступательные степени свободы за счет поглощения излучения парами воды, ведущий к нагреву газа, остается пропорциональным мощности излучения. Поэтому, начиная с некоторой критической мощности, нагрев газа будет преобладать над его охлаждением для любого момента времени.

В [16] рассмотрен механизм самофокусировки излучения CO_2 -лазера в воздухе за счет увеличения концентрации имеющих большую поляризуемость колебательно-возбужденных молекул азота, которые создаются и накапливаются в процессе резонансной передачи возбуждения с уровня 00^0_1 (CO_2) на уровень $v=1$ (N_2). В [16] установлено, что характерный угол самофокусировки для импульса с плотностью энергии ω_0 связан с изменением диэлектрической проницаемости среды следующим образом:

$$\theta_N \simeq (4\pi\omega_0\alpha_g \Delta\chi_1/\hbar\omega)^{1/2}, \quad (1.28)$$

где $\Delta\chi \approx 3 \cdot 10^{-26} \text{ см}^3$ — разность поляризуемости колебательно-возбужденного и основного состояния молекулы азота. Для $\omega_0 \approx \approx 250 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ значение $\theta_N \approx 10^{-4} \text{ рад}$.

1.3.2. Динамический эффект Штарка

Динамический эффект Штарка проявляется в виде уширения контура линии поглощения и уменьшения значения коэффициента поглощения за счет смещения энергетических уровней молекул под действием поля светового импульса. Характерная интенсивность проявления эффекта Штарка [22]

$$I_{\text{пор}} \approx c\hbar^2 |M_j|^2 T_2, \quad (1.29)$$

где $|M_j|^2$ — квадрат матричного элемента дипольного момента перехода, T_2 — время фазовой релаксации. Характерная интенсивность лазерного излучения, при которой проявляется эффект Штарка для молекул типа HCl и CO , которым соответствует

значение матричного элемента дипольного момента перехода, равное примерно 10^{-19} ед. СГСЭ, оценена в [37] и составляет примерно 10^8 Вт·см⁻². Штарковское смещение в зависимости от типа перехода имеет значение 1—3 Гц·Вт⁻¹·см² и может увеличиваться на порядок и более при наличии в молекулах эквидистантной колебательной структуры между резонансными уровнями.

Для более сложных молекул типа Н₂О, СО₂ с учетом того, что значение матричного элемента дипольного момента перехода в СО₂ и Н₂О надлинах волн соответственно 10,6 и 0,69 мкм составляет 10^{-20} ед. СГСЭ и менее, значения $I_{\text{пор}}$ превышают 10^8 Вт·см⁻².

1.3.3. Резонансная двухфотонная спектроскопия колебательно-вращательных переходов молекул

Одним из типов резонансных взаимодействий излучения и среды являются нелинейные многофотонные процессы. Наибольшим сечением обладает эффект двухфотонного поглощения на колебательно-вращательных переходах молекул. Так, оценка вероятности двухфотонного поглощения излучения СО₂-лазера в полосе 010 водяного пара имеет вид [15]

$$P_{ij}^{(2)} \approx 8\pi\alpha^2 I^2 \omega^2 |A_{ij}|^2 \delta(\tilde{P}_{ij}^{(2)}), \quad (1.30)$$

где

$$|A_{ij}|^2 = \frac{2\pi^2\mu^4}{\Delta E (\omega_{ij} + \omega)^2},$$

ω_{ij} и ω — частоты перехода и излучения лазера, α — коэффициент одноквантового поглощения, δ — коэффициент ангармонизма, μ — дипольный момент, ΔE — энергия перехода.

Подстановка параметров в формулу дает при $I = 10^7$ Вт·см⁻² значение $P_{ij}^{(2)} \approx (1 \div 1,5) \cdot 10^9$ с⁻¹, что на несколько порядков величины меньше вероятности однофотонного процесса.

Следует отметить, что роль многофотонных процессов, как и спектроскопического эффекта насыщения поглощения, будет повышаться с высотой над уровнем моря за счет снижения вероятности столкновительной дезактивации возбужденных состояний.

В [7, 39] рассмотрены резонансные двухфотонные процессы колебательных переходов молекул при четырехфотонном смещении частот. Процесс является более общим случаем эффекта типа генерации третьей гармоники. Если одновременно на среду подаются интенсивные пучки ИК и видимого (зондирующего) излучений с частотами соответственно $\omega_{\text{ИК}}$, $\omega_{\text{в}}$, то возможна генерация стоксовой и антистоксовой частот $\omega = \omega_{\text{в}} \pm 2\omega_{\text{ИК}}$ в результате двухфотонного ИК поглощения. Интенсивность сигнала выражается в виде [39]

$$I_S \approx I(\omega_{\text{в}}) I^2(\omega_{\text{ИК}}) L^2 N^2 \chi^{(3)}, \quad (1.31)$$

где L — длина области взаимодействия излучения в газе с концентрацией молекул N ; $\chi^{(3)}$ — кубическая нелинейная восприимчивость.

Эксперименты проводились в коллиментарной геометрии с лазерными источниками на CO_2 ($W_0=2$ Дж, $t_{\text{и}}=80\div 300$ нс) и YAG:Nd в режиме генерации второй гармоники ($\lambda=532$ нм, $W_0=40$ мДж, $t_{\text{и}}=10$ нс); $L=1,5\div 30$ см; $p=0,13\div 5$ мбар. Измерения выполнялись с газами SF_6 , BCl_3 , CF_3Br , CF_3I . В случае с SF_6 в частности оказалось, что интенсивности сигналов I_s сопоставимы по порядку величины в стоксовой и антистоксовой областях. Сигнал I_s в диапазоне плотностей воздействующего излучения CO_2 -лазера — $\omega = 3\div 50$ Дж·см⁻² определялся как произведение эффектов насыщения населенностей $\omega(t)$ и эффекта, обусловленного двухфотон-

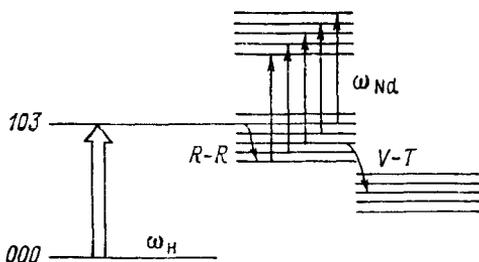


Рис. 1.4. Схема двухступенчатого возбуждения молекулы H_2O .

ным процессом с зависимостью вида (1.31), который был пропорционален квадрату интенсивности $I^2(\omega_{\text{ИК}})$ в момент прохождения зондирующего излучения на частоте ω_3 . В экспериментах при перечисленных уровнях мощности излучений было надежно зарегистрировано резонансное возрастание сигнала по сравнению с нерезонансным фоном сигнала I_s на 1—2 порядка величины при настройке частоты ИК-излучения на Q -ветвь двухфотонного колебательного перехода многоатомных молекул.

В [73] наблюдался эффект двухфотонного поглощения в парах воды в видимом оптическом диапазоне. Использовалась сверхчувствительная методика внутривибраторной спектроскопии. Селективное двухступенчатое возбуждение осуществлялось путем воздействия на содержимое газовой внутривибраторной кюветы ($L=20$ см; $p=17$ мбар) внешнего излучения лазера на рубине с $I_{\text{H}} \approx 60$ кВт·см⁻², $\omega_{\text{H}}=14401$ см⁻¹ и лазера на стекле с Nd ($\omega_3=8600$ см⁻¹; $I_{\text{Nd}} \approx 10^3$ Вт·см⁻²), на базе которого функционировал внутривибраторный спектрометр с шириной спектра рабочего диапазона $\Delta\omega \approx 100$ см⁻¹, пороговой чувствительностью 10^{-7} см⁻¹ и разрешением $0,08$ см⁻¹. Внешний лазер был настроен в резонанс с переходом $5_{-4}-4_{-3}$ полосы 103 водяного пара. Из-за быстрой вращательной $R-R$ -релаксации ($t_p \approx 10^{-11}$ с·атм) полосы 103 водяного пара по сравнению с временем термализации ($2 \cdot 10^{-7}$ с·атм) в спектре двухфотонного поглощения наблюдались линии с переходами по энергетике более низкими, чем частота точного двухфотонного колебательного резонанса $\omega = \omega_{\text{H}} + \omega_{\text{Nd}} \approx 23000$ см⁻¹.

Схема реализованного двухступенчатого возбуждения H_2O приведена на рис. 1.4.

1.4. Нелинейная спектроскопия комбинационного рассеяния света

Различают несколько основных типов вынужденного рассеяния света, которое привлекало исследователей в основном в приложении к оптически плотным конденсированным средам и сжатым газам [1, 20, 46]:

— вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) на молекулах среды;

— вынужденное рассеяние Мандельштама—Бриллюэна (ВРМБ) на акустических волнах;

— вынужденное рассеяние на температурных возмущениях среды (ВТР);

— вынужденное рассеяние крыла линии Рэля (ВРКР), обусловленное взаимодействием поля с анизотропно-поляризуемыми молекулами или эффектами деформации электронной оболочки;

— вынужденное концентрационное рассеяние (ВКЦР) на флуктуациях концентрации молекул.

Процесс вынужденного рассеяния (ВР) обусловлен когерентной раскачкой затравочных флукуационных колебаний соответствующего параметра среды в результате воздействия на эти колебания падающей и рассеянной волн.

Пороговая плотность мощности излучения I_{Π} выражается через пороговый инкремент M_{Π} усиления мощности спонтанного шума $G = G_{\Pi} \exp(M_{\Pi})$ по формуле

$$I_{\Pi} = M_{\Pi} \int_0^x g(x') dx', \quad (1.32)$$

где $g(x)$ — коэффициент усиления на единице длины трассы (приведенный инкремент). Для условий приземной атмосферы $M_{\Pi} \approx 30$.

При ВКР независимо от направления рассеяния частотный сдвиг Ω по отношению к излучению-накачке ω_0 определяется частотой Ω_0 соответствующего активного в комбинационном рассеянии перехода молекул: $\Omega = \omega - \omega_0 = \Omega_0$. При обратном ВРМБ $\Omega_0 = 2kc_s$, где c_s — скорость звука в среде. При обратном ВТР, ВРКР, ВКЦР удобно считать $\Omega \approx 0$, так как небольшое смещение максимума спектра рассеянного поля можно отразить частотой модуляции поля рассеянной волны.

Экспериментальные и детальные теоретические исследования эффектов ВР в газах при атмосферном давлении отсутствуют. Согласно результатам [1, 20], наименьшими энергетическими порогами в реальной атмосфере обладают следующие типы ВР: ВРМБ, ВКР с возбуждением колебательных уровней молекул азота (КВКР); ВКР с возбуждением вращательных уровней молекул азота и кислорода (ВВКР). В приземной атмосфере при $\lambda = 0,53$ мкм для рассеяний типа ВВКР и КВКР в поле когерентного излучения, согласно оценкам, приведенный инкремент $g \approx 0,5 \cdot 10^{-5}$ см·МВт⁻¹, в то время как для остальных типов ВР $g \leq 10^{-8}$ см·МВт⁻¹. Для ВРМБ

$g \lesssim 10^{-6}$ см·МВт⁻¹. Времена установления и релаксации эффектов $t_p \approx 10^{-9} \div 10^{-10}$ с. Для $t \ll t_p$ или в случае некогерентной накачки (когда ширина спектра падающего поля превышает ширину линии спонтанного рассеяния) величина g существенно уменьшается. Колебательное ВКР наиболее сильно проявляется в переходах Q -ветви молекул азота ($\Omega_0 \approx 2330$ см⁻¹). При ВВКР в азоте в спектре рассеяния присутствуют две относительно мощные линии, сдвинутые в стоксовую область на 76 и 90 см⁻¹.

Следует отметить, что, как и в линейном случае, сечение ВКР может существенно возрасти при совпадении частоты накачки с одной из частот переходов атмосферных газов. Согласно [1], максимальное относительное снижение порога резонансного ВКР по сравнению с нерезонансным случаем оценивается как произведение $\Omega_{31}^2 \beta \cdot t_{31} t_{32}$. Здесь Ω_{31} — частота оптически активного перехода с временем релаксации t_{31} , t_{32} — время релаксации перехода уровня с энергией $\hbar\omega_{31}$ на комбинационно-активный уровень с энергией $\hbar\omega_{21}$; β — масштабный коэффициент ($\beta \leq 1$).

В [17] проведены оценки влияния ВТР на нелинейное уширение излучений импульсных лазеров в атмосфере с газовым поглощением. За счет изменения поглощения вследствие лазерного нагрева возможно усиление затравочного излучения, распространяющегося под углом θ к волне накачки. Характерное время развития эффекта $t_{ВТР} \sim c_s k_T / 2$, где $k_T = 2\pi\theta/\lambda$ — модуль волнового вектора температурной волны. Для $\theta = 0,5$ мрад, $\lambda = 10,6$ мкм получаем [17] $t_{ВТР} \approx 5$ мкс, что намного меньше характерного времени t_s релаксации давления в масштабе пучка R_0 (например, при $R_0 \approx 3$ см, $t_s \approx 100$ мкс).

Оценочная формула для приведенного инкремента нестационарного ВТР в монохроматическом поле накачки имеет вид

$$g^2 \approx 2k(n-1) \frac{\gamma-1}{\gamma p_\infty} \alpha_g \omega_0 [1 + O(t_{ВТР}/t) + O(t\chi_T k_T^2)], \quad (1.33)$$

где $k = 2\pi/\lambda$; $(n-1) \approx 3 \cdot 10^{-4}$; γ , χ_T и α_g — показатель адиабаты, температуропроводность и коэффициент поглощения воздуха; ω_0 — плотность энергии лазерного импульса, соответствующая одной продольной моде. Для $\theta \sim 2\theta d = 2/kR_k$ (R_k — радиус когерентности пучка) можно положить пороговый инкремент $M_\pi \approx \theta/\theta_d \approx 4$, поскольку в качестве затравки может выступать не спонтанный шум (для которого $M_\pi = 30$), а «крылья» углового спектра излучения реального лазера. Эффективная длина ВТР-самовоздействия когерентного пучка

$$L_{ВТР} \approx (W_{ВТР}/W_0)/k; \quad (1.34)$$

где $W_{ВТР}$ — погоровая плотность энергии ВТР:

$$W_{ВТР} \approx (M_\pi/2)^2 \frac{\gamma p_\infty}{\gamma-1} \frac{1}{k(n-1)}; \quad (1.35)$$

Так, для излучения СО₂-лазера на основном изотопе и $R_k = R_0$ получаем $W_{ВТР} \approx 0,8$ Дж/см².

Как отмечено в [17], на практике излучение CO_2 -лазера состоит из набора продольных мод, время $V-T$ -релаксации поглощающих молекул CO_2 достаточно велико (например 10^{-4} с), что приводит к увеличению порога ВТР.

Перечисленные эффекты вынужденного рассеяния света безупречно требуют дальнейшего теоретического анализа и экспериментального исследования применительно к лазерным источникам частично когерентного излучения и условиям распространения в реальной атмосфере.

1.5. Селективные лазерохимические процессы в воздушной среде

Распространение мощного лазерного излучения может сопровождаться фотодиссоциацией и ускорением химических реакций за счет селективного воздействия излучения на валентные связи молекул атмосферных газов. Это в свою очередь приведет к нелинейному изменению спектральной прозрачности атмосферного канала на протяженной трассе.

В [66] показано, что наибольший интерес лазерохимия озона представляет как один из определяющих нелинейных процессов в стратосфере. В нижней атмосфере, как правило, преобладают другие нелинейные оптические эффекты, обусловленные лазерным нагревом, спектроскопией насыщения поглощения и взаимодействием с атмосферным аэрозолем.

Максимумы коэффициентов молекулярного поглощения озона 10^0-10^2 $\text{см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ приходятся в ИК-области на полосу 9,6 мкм (область генерации CO_2 -лазера), а УФ-области на полосу Гартли 0,2—0,31 мкм, где имеются линии генерации мощных лазеров на эксимерах и четвертой гармоники YAG : Nd^{3+} -лазера.

Как в УФ, так и в ИК-областях спектра основным нелинейным процессом в озоне является фотодиссоциация молекул в поле излучения (формирование волны самопросветления озонного слоя). Причем, в УФ-области фотодиссоциация — одноквантовый процесс, а в ИК-области этот процесс обусловлен многоступенчатым возбуждением. Многоступенчатое возбуждение имеет и самостоятельное значение, так как повышает реакционную способность молекул.

Следуя результатам [66], рассмотрим эффект УФ-фотодиссоциации озона. Область аномальных концентраций озона $[\text{O}_3] \approx 10^{12}-10^{13}$ см^{-3} сосредоточена на высотах 15—40 км. В максимуме полосы ($\lambda \approx 0,2553$ мкм) сечение поглощения озона σ_3 достигает примерно 10^{-17} см^2 .

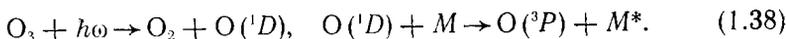
Эффективность фотодиссоциации, определяющей глубину просветленного слоя, выражается отношением скоростей реакций фотораспада озона и его рекомбинации

$$\Gamma \approx I\sigma_3(I)/(k_p[\text{O}_2][M]), \quad (1.36)$$

где k_p — константа рекомбинации; $[O_2]$ и $[M]$ — концентрации молекул O_2 и буферного газа M . Характерное время достижения стационарного уровня просветления озона равно

$$t_{\text{но}} \approx (I\sigma_3)^{-1} \Gamma(1 + \Gamma)^{-1}. \quad (1.37)$$

При $\Gamma \gg 1$ указанное время не превышает десятков микросекунд. Примером реакций фотораспада и дезактивации при $\lambda \leq 0,31$ мкм являются



Следует отметить, что помимо реакций озона в канале пучка осуществляется целый ряд как вторичных реакций, индуцирован-

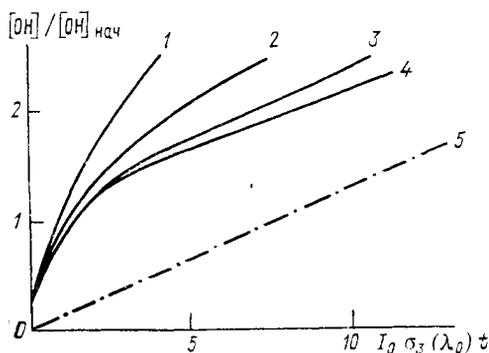


Рис. 1.5. Относительное изменение концентрации радикала ОН на высоте $H=20$ км в результате вторичных реакций при лазерном фотолизе озона (1—4) и за счет первичных реакций (5) для $\lambda = 268,5$ нм и $\Gamma = 5,3$.

Кривая 1 2 3 4
 I кВт·см⁻² 0,1 0,5—1 10 100

ных фотолизом озона в газах ОН, HO_2 , Н, NO_2 (при $\lambda \leq 0,3$ мкм) и HNO_2 (при $\lambda > 0,3$ мкм), так и первичных реакций непосредственного фотолиза газов HO_2 , H_2O_2 , HNO_3 , NO_2 , N_2O_5 и HNO_2 (при $\lambda > 0,3$ мкм) [35, 66, 69]. Относительная роль реакций варьирует в зависимости от параметров излучения и высоты над уровнем моря. Причем если вклад вторичных реакций насыщается с ростом интенсивности излучения из-за ограниченности концентрации продуктов реакции фотолиза озона — $O(^1D)$, $O(^3P)$, то скорость первичных реакций фотолиза упомянутых газов монотонно возрастает в широком диапазоне увеличения I . Относительная роль вторичных реакций в изменении концентрации радикала ОН на высоте 20 км иллюстрируется рис. 1.5.

ИК-лазерохимия малых многоатомных молекул, в первую очередь озона, основывается на возбуждении колебательно-вращательных переходов. Результатом такого возбуждения является стимулирование химических реакций путем преодоления их эндотермизма и активационного барьера (см., например, [35, 66]). Так, например, скорость реакции вида $O_3 + NO \rightarrow NO_2^* + O_2$ возрастает на порядок величины, если возбудить колебательный переход $000 \rightarrow 001$ озона в полосе 9,6 мкм. Выход реакции заметно увеличивается, начиная с порога примерно $3,2 \cdot 10^{-2}$ Вт·см⁻² × (мм рт. ст.)⁻² [35]. Как результаты расчетов, так и пока

немногочисленные данные лабораторных экспериментов позволяют выделить два энергетических интервала нелинейных взаимодействий излучения с молекулой озона и других малых многоатомных молекул (CO_2 , N_2O и др.) в отличие от физико-химических превращений больших многоатомных молекул типа SF_6 , UF_6 , OSO_4 и др. (для которых широко используются статистические модели). Первый энергетический интервал взаимодействий соответствует $I = 10 \div 10^6$ Вт·см⁻² в диапазоне парциальных давлений озона 0,13—1,3 мбар. При этом применима двухмодовая модель, описывающая энергообмен нижних колебательных уровней с дважды вырожденной комбинационной модой ω_{13} . При больших интенсивностях излучения (до единиц ГВт·см⁻²) реализуется чисто каскадное возбуждение колебательных уровней, происходит разогрев и неравновесная диссоциация O_3 -газа (диссоциативная модель нелинейного взаимодействия).

Результатов прямых экспериментов по лазерохимии атмосферы в печати нет.

1.6. Классификация и пороги эффектов теплового расплывания лазерных пучков в атмосфере

Физический механизм, обуславливающий явление теплового расплывания (разрушения структуры) лазерного пучка на протяженной трассе с газовым поглощением, заключается в перераспределении плотности воздуха в области лазерного нагрева и возникновении вследствие этого регулярных и случайных газовых линз. Характеристики газовых линз, а вместе с ними и конкретные эффекты проявления теплового расплывания зависят от режима теплопереноса в среде, длительности воздействия, а также профиля плотности мощности излучения в сечении пучка. Математическая постановка задачи [9, 13, 36, 46, 47, 62, 63, 70, 72, 80, 86] сводится к системе уравнений, включающей уравнение квазиоптики для медленно меняющейся по сравнению с частотой излучения комплексной амплитуды поля E (см. 1.10):

$$2ik \partial E / \partial z + \Delta_{\perp} E + k^2 \tilde{\epsilon} (EE^*) E + ik \alpha_g E = 0 \quad (1.39)$$

и систему уравнений термогидродинамики поглощающей атмосферы:

$$\partial \rho / \partial t + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0, \quad (1.40)$$

$$\rho [\partial \vec{v} / \partial t + \vec{v} \nabla_{\perp} \vec{v}] = -\nabla_{\perp} p + \rho \vec{g}; \quad (1.41)$$

$$\rho [\partial / \partial t + (\vec{v} \nabla)] H = \text{div}(\lambda_T \nabla T) + dp/dt + \alpha_g I; \quad (1.42)$$

$$p = R_b \rho T; \quad (1.43)$$

$$\tilde{\epsilon} (EE^*) = (d\epsilon/d\rho)(\rho - \rho_{\infty}) \epsilon_0^{-1}. \quad (1.44)$$

Здесь $I = EE^*c\sqrt{\epsilon_0}/8\pi$ — плотность мощности излучения, c — скорость света, ϵ_0 — начальное значение диэлектрической проницаемости воздуха, k — волновое число, $\tilde{\epsilon}$ — относительное изменение диэлектрической проницаемости, ρ — плотность, $\rho = \rho_\infty = \hat{\rho}$ — возмущение плотности, \vec{v} — скорость, p — давление, \vec{g} — ускорение свободного падения, $H = c_p T$ — удельная энтальпия, λ_T — эффективный коэффициент теплопроводности атмосферы, α_g — коэффициент молекулярного поглощения воздуха, R_b — удельная газовая постоянная.

Для газа $H = (p/\rho)\gamma/(\gamma - 1)$, где $\gamma = c_p/c_v$ — показатель адиабаты, c_p, c_v — изобарная и изохорная теплоемкости.

При самовоздействии импульса CO_2 -лазера возможен эффект кинетического охлаждения атмосферы за счет индуцированного излучением быстрого перехода поступательной энергии молекул воздуха в колебательную энергию возбужденных молекул азота. Для учета эффекта охлаждения к уравнениям (1.40)—(1.44) добавляется соотношение, определяющее изменение колебательной энергии среды W^* . Уравнение состояния (1.43) при этом трансформируется к виду

$$H = [\gamma/(\gamma - 1)](p/\rho) + W^*(t). \quad (1.45)$$

Ниже для простоты характерное время термализации энергии колебательного возбуждения молекул воздуха t_E^* будем считать малым по сравнению с длительностью лазерного воздействия t и другими характерными временами процессов в канале пучка (обратный случай рассмотрен в гл. 2). Это позволяет положить $W^* \approx 0$.

Классификация регулярных режимов теплового самовоздействия следует из сопоставления длительности лазерного воздействия t с характерными временами и параметрами подобия в канале пучка:

$$t \leq t_s, \quad M \ll 1, \quad \text{Pe} \ll 1; \quad (1.46)$$

$$t_s \ll t \ll t_v, \quad M \ll 1, \quad \text{Pe} \ll 1; \quad (1.47)$$

$$t \geq t_x, \quad M \ll 1, \quad \text{Pe} \ll 1; \quad (1.48)$$

$$t \geq t_v, \quad M \ll 1, \quad \text{Pe} \geq 1; \quad (1.49)$$

$$t \geq t_v, \quad |M - 1| \rightarrow 0, \quad \text{Pe} \gg 1; \quad (1.50)$$

$$t \geq t_v, \quad M \gg 1, \quad \text{Pe} \gg 1. \quad (1.51)$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$t_s = R_0/c_s, \quad t_v = R_0/v_\perp, \quad t_x = R_0^2/4\chi_{\text{eff}}. \quad (1.52)$$

$$M = t_s/t_v = v_\perp/c_s \text{ — число Маха,}$$

$$\text{Pe} = t_x/t_v = R_0 v_\perp / 4\chi_{\text{eff}} \text{ — число Пекле.} \quad (1.53)$$

χ_{eff} — эффективный, в общем случае зависящий от времени коэффициент температуропроводности турбулизованной атмосферы [11]:

$$\chi_{\text{eff}} \approx \chi_T + \begin{cases} t_L \langle u_1^2 \rangle, & t \gg t_L; \\ t \langle u_1^2 \rangle, & t \ll t_L, \end{cases} \quad (1.54)$$

где χ_T — коэффициент молекулярной температуропроводности; $\langle v_1^2 \rangle$ — средний квадрат флуктуаций скорости ветра, t_L — лагранжево время корреляции флуктуаций скорости ветра.

Под временем t воздействия на среду импульсно-периодического излучения в соотношениях (1.46) — (1.51) следует понимать длительность отдельного импульса в серии при периоде следования импульсов $t_r \gg \min\{t_v, t_x\}$ или суммарное время работы лазера при $t_r \ll \min\{t_v, t_x\}$.

Специфику нелинейных искажений для каждого из перечисленных режимов удобно проанализировать на примере осесимметричного пучка одномодового излучения.

В результате нагрева атмосферы цилиндрически симметричным лазерным пучком наведенные в среде газовые линзы будут иметь также осевую симметрию в режимах вида (1.46) — (1.48). Причем области (1.46) и (1.47) соответствуют независимому распространению отдельных импульсов излучения. Формирование газовых линз определяется термо-акустическими возмущениями среды (давление $p \neq \text{const}$) и процессами изобарного теплового расширения ($p = p_0 = \text{const}$) соответственно без участия ветрового и диффузионного механизма теплопереноса.

Режим самовоздействия типа (1.48) возможен для пучков квазинепрерывного ($t_r \leq \min\{t_v, t_x\}$) и непрерывного излучений и характеризуется проявлением зон «покоя» при ориентации оси пучка по ветру или достижением на участке трассы линейной скорости сканирования, совпадающей по модулю и направлению с боковым ветром. Самовоздействие пучка в указанных случаях наиболее существенно, так как унос тепла за счет относительного движения среды и пучка отсутствует и газовая линза формируется механизмами теплообмена следующего порядка малости. В условиях реальной атмосферы — это механизм турбулентной температуропроводности с характерным временем t_{eff} .

В режимах (1.49) — (1.50) тепловые газовые линзы приобретают асимметрию в направлении бокового ветра, что является причиной самоотклонения мощного пучка как целого. Знак отклонения зависит от профиля интенсивности излучения в сечении пучка и числа Маха M . Так, для пучка с максимумом поля на оси и $M \ll 1$, случай (1.49), происходят смещение пучка навстречу набегающему ветровому потоку и одновременно его дефокусировка вдоль каждой из осей. Отклонение оси, например, гауссового пучка максимально при $Re \approx 0,3$; для случая (1.50) при больших числах Пекле оно уменьшается пропорционально $(Re)^{-1}$. Эффект дефокусировки монотонно снижается с увеличением Re . Уменьшение дефокусировки вдоль оси, совпадающей с боковым ветром, пропорционально зна-

чению Pe , а в перпендикулярном направлении — значению $(Pe)^2$. Следовательно, гауссов пучок в процессе ветрового сноса одновременно вытягивается поперек ветра в форме полумесяца. Пучки многомодового излучения в присутствии бокового ветра распадаются более сложным образом. Так, для пучка с кольцевым вырезом центр тяжести его сечения при малых значениях дальности смещается по ветру, а затем при больших значениях смещение меняется на обратное.

Отметим, что при периоде следования импульсно-периодического излучения $t_r \approx (3/2)t_v$ возможен эффект подфокусировки подветренной части пучка тепловым профилем предшествующего лазерного импульса. В случае (1.51) при гиперзвуковых линейных скоростях сканирования пучка в пространстве ($M \gg 1$) дефокусировка сохраняется в направлении, перпендикулярном направлению сканирования, в то время как по оси в направлении сканирования газовая линза становится фокусирующей.

В случае (1.50), в области перехода от дозвукового к сверхзвуковому сканированию ($|M - 1| \rightarrow 0$), возникает аномальное накопление гидродинамических возмущений показателя преломления. Нелинейные искажения структуры пучка в данном случае существенно возрастают, как и в случаях ветровых зон «покоя» вида (1.48).

При отсутствии сканирования или бокового ветра асимметрия газовой линзы может обуславливаться неоднородным нагревом пучком без центра симметрии или эффектом фотоабсорбционной конвекции в области лазерного нагрева со скоростью $v_g \lesssim 3 \div \div 30 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ (характерное время $t_g \approx R_0/v_g$).

Таким образом, приведенный выше качественный анализ режимов регулярного теплового самовоздействия пучков указывает на две группы эффектов, влияние которых необходимо учитывать. Для первой группы режимов, определяемых условиями (1.46) — (1.48), самовоздействие выражается в симметричном и абберационном расстройении пучка. Причем при одинаковом энергокладе искажения будут наименьшими в режиме (1.46). Для второй группы (1.49) — (1.51) помимо нелинейных искажений структуры пучка имеет место его самоотклонение по оси, совмещенной с боковым ветром или направлением сканирования. Эффекты отклонения наиболее существенны вблизи зон «покоя» ($v_{\perp} \rightarrow 0$ или $|M - 1| \rightarrow 0$).

Сопоставление режимов теплового самовоздействия по степени проявления нелинейности можно провести в терминах пороговой мощности $G_{\text{п}}$, эффективной длины тепловой рефракции (самовоздействия) $L_T = L_d (G_{\text{п}}/G)^{-1/2}$ или параметра нелинейности $R^N = G/G_{\text{п}}$, которые используются в научной литературе по обсуждаемой проблеме. Здесь L_d — параметр дифракции, равный kR_0^2 и $kR_0R_{\text{к}}$ соответственно для пучков когерентного и частично когерентного излучения (с радиусом пространственной когерентности $R_{\text{к}}$). Чем ниже пороговая мощность $G_{\text{п}}$ или чем короче эффективная длина теплового самовоздействия L_T для фиксированной мощности

лазерного источника G , тем существеннее нелинейные искажения пучков. Асимптотическая оценка нелинейной угловой расходимости θ^N при $G > G_n$ имеет вид $\theta^N \approx (G/G_n - 1)^{1/2}/kR_K$.

Соответствующие режимам (1.46)–(1.51) пороговые мощности для пучка с колоколообразным профилем интенсивности по порядку величины оцениваются следующими выражениями:

$$G_n(1) \approx k_1 W_n (t_s^2/t^3), \quad (1.55)$$

$$G_n(2) \approx k_2 W_n/t, \quad (1.56)$$

$$G_n(3) \approx k_3 W_n/\min\{t_{\text{eff}}, t_g\}, \quad (1.57)$$

$$G_n(4) \approx k_4 W_n/\min\{t_{\text{eff}}, t_v\}, \quad (1.58)$$

$$G_n(5) \approx k_5 W_n/t_v, \quad (1.59)$$

$$G_n(6) \approx k_6 W_n (t_s^2/t_v^3). \quad (1.60)$$

Здесь k_j — константы порядка единицы, зависящие от начального профиля интенсивности в сечении пучка; W_n — пороговая энергия изобарного теплового самовоздействия коллимированного пучка, достаточная для накопления на длине дифракции L_d нелинейной расходимости, уширяющей пучок в 2 раза:

$$W_n \approx 4 \frac{\pi \varepsilon_0^{1/2} c_p \rho N_K^2}{k^2 \alpha_g |d\varepsilon/dT|}, \quad (1.61)$$

где $|d\varepsilon/dT| = |d\varepsilon/d\rho| (\gamma - 1)/c_s^2$; $N_K = R_0/R_K$.

Так, для пучка когерентного излучения CO_2 -лазера на основном изотопе ($R_K = R_0$, $\lambda = 10,6$ мкм) на уровне моря для стандартных метеоусловий получаем, что $W_n \approx 160$ Дж.

Из сравнения (1.55)–(1.60) с учетом (1.61) видно, что при фиксированной энергетике пучка тепловое самовоздействие наиболее существенно в режимах (1.56) и (1.57) соответствующих зонам «покоя» на трассе распространения.

Для нестационарных режимов (1.46) и (1.47) самодефокусировка пучка проявляется в большей степени в случае (1.47).

1.7. Механизмы оптической нелинейности аэрозолей

Предметом исследования нелинейной оптики атмосферного аэрозоля являются эффекты, возникающие при взаимодействии мощного лазерного излучения с аэрозольным компонентом атмосферы, а также распространение излучения в условиях действия данных эффектов. Специфика обсуждаемых задач состоит в широком разнообразии нелинейных эффектов в аэрозолях, с одной стороны, в чрезвычайной изменчивости микрофизическим и оптических характеристик аэрозолей, а также метеоусловий, с другой стороны.

Среди известных эффектов наименьшими энергетическими порогами обладают эффекты испарения, сублимации, горения. Наибольшие пороги имеют эффекты взрыва, пробоя. В результате нелинейного взаимодействия происходит существенная перестройка оптических свойств дисперсной среды. Это приводит к нелинейным эффектам переноса излучения: эффектам просветления, замутнения, нелинейной рефракции.

В данной главе мы рассмотрим явления испарения, взрыва жидких частиц, горения и пробоя аэрозолей, а также пондеромоторное воздействие на частицы. Результаты комплексных исследований распространения мощного лазерного излучения в аэрозолях при условиях проявления указанных эффектов подробно рассмотрены в главе 4.

1.7.1. Регулярное испарение капель

Проблеме испарения капель под действием лазерного излучения посвящено значительное число работ. Результаты теоретических и экспериментальных исследований систематизированы в монографиях и обзорах [6, 31, 47, 49]. В настоящее время проведено детальное изучение процесса испарения капель в поле лазерного излучения. Теоретические модели получили экспериментальное подтверждение. Современное состояние проблемы исследований позволяет описать все режимы испарения капель единым образом на основе системы уравнений для радиуса капли и температуры ее поверхности:

$$\rho_L \frac{da}{dt} = - \frac{D(\rho_n^H(T_{\text{пов}}) - \rho_{\text{по}})}{1 + \frac{\alpha_K}{1 - \frac{\alpha_K}{2}} \frac{u_T}{4} a},$$

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{1}{3} c_{pL} \rho_L (T_{\text{пов}} - T_0) a^3 \right] = \rho_L Q_e(T_0) a^2 \frac{da}{dt} +$$

$$+ \frac{c_{pH} \rho_L (T_{\text{пов}} - T_0) a^2 (da/dt)}{1 - \exp\left(\frac{c_{pH} \rho_L}{\lambda_n} a \frac{da}{dt}\right)} + \frac{1}{4} a^2 I(t) K_n(a, \lambda, m) -$$

$$- \nu \sigma_B a^2 (T_{\text{пов}}^4 - T_0^4),$$

$$a(T_0) = a_0, \quad T_{\text{пов}}(0) = T_0. \quad (1.62)$$

Уравнения справедливы для описания испарения в квазистационарных условиях, когда скорость нагрева близка к скорости оттока энергии от капли за счет испарения, теплопроводности и теплового излучения.

Здесь T и a — температура и радиус капли; ρ_L , c_{pL} и Q_e — плотность, изобарная удельная теплоемкость и теплота испарения жидкости; K_n — фактор эффективности поглощения излучения; $T_{\text{пов}}$ —

температура пара у поверхности капли; $c_{рп}$, $\lambda_{п}$ и v_T — изобарная удельная теплоемкость, теплопроводность и среднеарифметическая скорость молекулы пара; $\rho_{п}^n$, $\rho_{по}$ — плотность насыщенного пара и плотность пара у поверхности; $\alpha_{к}$ — коэффициент конденсации; D — коэффициент диффузии пара; σ_B — постоянная Стефана—Больцмана; ν — коэффициент серости воды.

Успеху исследований в значительной степени способствовала разработка теории асимптотических режимов испарения капель [49], численное исследование неізотермических фазовых переходов

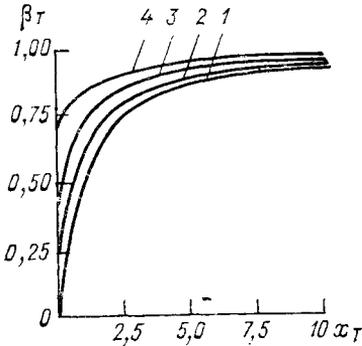


Рис. 1.6. Зависимость дифференциального КПД процесса испарения β_T от энергетического параметра x_T для $\alpha_k=1$ при различных значениях T_0 .

Кривая	1	2	3	4
T_0 К	233	253	273	293

капель в оптических полях [6], построение концепции «эффективных» режимов испарения [31].

В практических расчетах широко используется приближение «эффективного» режима испарения капель. Согласно данному приближению задача (1.62) сводится к следующей:

$$\frac{da}{dt} = -\beta_T(a, I_0, T_0) \frac{IK_{п}(a, \lambda)}{4Q_e \rho_L}, \quad (1.63)$$

где $\beta_T = Q_e/Q$ — дифференциальный КПД процесса испарения; Q — теплога процесса, идущая на испарение капли. Значение β_T зависит от начальной температуры среды T_0 и характерной интенсивности I_0 .

На рис. 1.6 представлена зависимость β_T от энергетического параметра $x_T = 0,725 K_{п} a I$ при различных значениях начальной температуры.

При использовании для $K_{п}$ аппроксимационной формулы Шифрина [77]

$$K_{п}(a, \lambda, m) = \exp[-0,2(|m| - 1)] \left[1 - \exp\left(-\frac{8\pi k a}{\lambda}\right) \right],$$

где $m = p + ix$ — комплексный показатель преломления вещества, из (1.63) получаем

$$a = \frac{\lambda}{8\pi k} \ln \left[1 + e^{Bw} (e^{8\pi k a_0 / \lambda} - 1) \right],$$

где

$$B = 2\pi k \beta_T e^{-0,2(|m| - 1)} / \lambda \rho_L Q_e.$$

1.7.2. Взрывной режим испарения капель

Взрыв радиационно нагретых капель обуславливает существенно нелинейный характер взаимодействия лазерного излучения с аэрозолем. Причины взрыва — фазовый переход жидкости в пар в местах диссипации электромагнитной энергии в тепло, внутри капли.

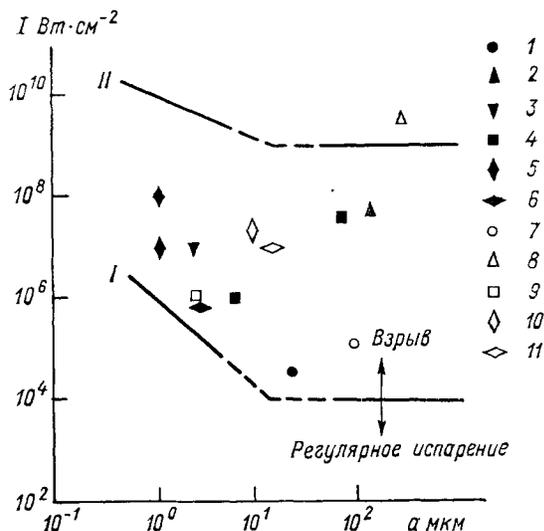


Рис. 1.7. Зависимость I от радиуса капель a в поле мощного излучения ($\lambda = 10,6$ мкм) по данным различных работ.

Точка	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Работа	[53]	[44]	[54]	[19]	[45]	[21]	[85]	[81]	[84]	[83]	[82]

Проведенные экспериментальные исследования обнаружили существование взрывного испарения капель под действием мощного лазерного излучения для широкого диапазона их размеров ($a_0 \approx 1 \div 10^3$ мкм), перекрывающего размеры частиц реальных метеорообразований, как при импульсных, так и непрерывных режимах работы лазерных источников с интенсивностями в области воздействия от 10^4 до 10^9 Вт·см⁻², а также с различными длинами волн ($\lambda = 10,6, 2,36, 1,06, 0,69$ мкм) [47].

На рис. 1.7 приведены экспериментальные данные по взрыву водных капель под действием излучения CO₂-лазеров: показана зависимость характерной интенсивности излучения от среднего для заданного эксперимента радиуса капель. Здесь же графически представлены теоретические пороги различных режимов взрыва. Кривая I соответствует критерию стационарного нагрева поглощающей области до температуры взрывного вскипания непрерывным излучением или прямоугольным импульсом. Выше этой

кривой реализуются существенно нестационарные процессы нагрева жидкости до метастабильного состояния. Кривая II характеризует порог закритического взрыва.

Исследовалась также энергетика излучения, обеспечивающего полное разрушение частиц. На рис. 1.8 показана экспериментальная зависимость поглощенной энергии, приводящей к полному разрушению капель с различной поглощательной способностью.

Для мощных коротких импульсов излучения видимого и ближнего ИК-диапазонов разрушение обусловлено пробоем материала

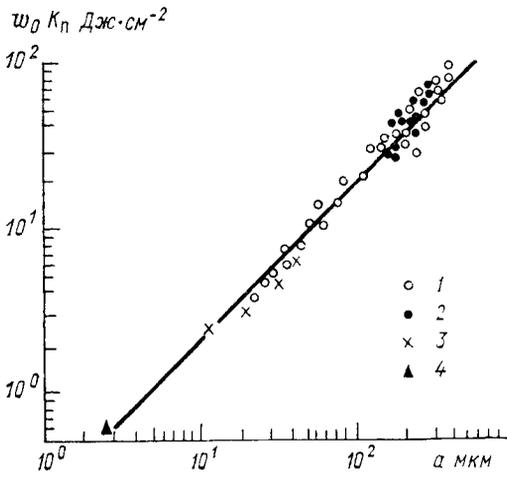


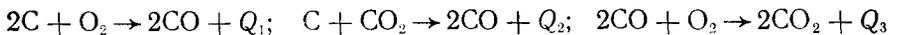
Рис. 1.8. Зависимость поглощенной энергии, необходимой для полного разрушения капли, от ее начального радиуса для $\lambda=0,69$ мкм [47] при $\kappa_a=10^{-6}$ (1) и $\kappa_a=10^{-4}$ (2); для $\lambda=10,6$ мкм по [54] (3) и по (4) [45].

частиц в местах внутренних фокусировок светового поля. Экспериментальная зависимость порога разрушения прозрачных частиц показана на рис. 1.10. Как уже отмечалось, здесь порог разрушения совпадал с порогом пробоя частиц.

1.7.3. Горение аэрозолей

Воздействие высокоинтенсивного лазерного излучения на частицы аэрозоля, подверженные термохимическим реакциям в атмосфере кислорода, может способствовать воспламенению частиц и, как следствие, изменению их оптических характеристик за счет выгорания вещества частицы и образования светорассеивающих теломассореолов в зоне реакции. Наибольший интерес представляет задача взаимодействия излучения с углеродистыми частицами, широко представленными в составе атмосферных образований искусственного и естественного происхождения.

Процесс горения углеродистой частицы описывается системой уравнений аэротермохимии с учетом протекания следующих основных химических реакций:



где Q_h ($k=1, 2, 3$) — удельный тепловой эффект соответствующей реакции. Первая и третья реакции — экзотермические, вторая — эндотермическая.

Для случая горения твердых частиц в воздухе из уравнения баланса энергии следует выражение для порога горения

$$I_r^* = \frac{4\lambda_r^*(T_r - T_0)}{a_0 K_n(a_0, \lambda, m)} + \frac{4c_p \rho (T_r - T_0) a_0}{3K_n(a_0, \lambda, m)}, \quad (1.64)$$

где ρ — плотность, c_p — удельная теплоемкость, T_r — температура возгорания вещества частицы, λ_r^* — характерное значение теплопроводности воздуха. Для частиц углерода ($T_r=1240$ К) с $m=2,4-1,1 i$, $a_0=3$ мкм, взаимодействующих с излучением CO_2 -лазера, $I_r^*=3 \cdot 10^4$ Вт·см⁻².

1.7.4. Сублимация аэрозолей

Под действием лазерного излучения может происходить переход вещества твердой аэрозольной частицы непосредственно (без плавления) в газообразное состояние. Для негорючих твердых частиц сублимация предшествует плавлению. Для горючих частиц сублимация сопровождает горение.

Пороговые интенсивности излучения, необходимые для достижения температуры сублимации T_s , для горючих частиц

$$I_s^* = \frac{1}{K_n(a_0, \lambda, m)} \left[\frac{\lambda_r^*(T_s - T_0)^r}{a_0} - Q_0 \left| \frac{da}{dt} \right|^* \right], \quad (1.65)$$

для негорючих частиц

$$I_s^* = \frac{4\lambda_s^*(T_s - T_0)}{a_0 K_n(a_0, \lambda, m)} + \frac{4c_p \rho (T_s - T_0) a_0}{3K_n(a_0, \lambda, m)},$$

где Q — теплота экзотермической реакции окисления вещества частицы, $|da/dt|^*$ — характерная скорость горения.

Для углерода $|(da/dt)^*| \approx 45$ см·с⁻¹, $Q=10^4$ Дж·г⁻¹, $T_s \approx 5000$ К, $\lambda_r^*=10^{-3}$ Вт·см⁻¹·К⁻¹, $\rho=2,26$ г·см⁻³ и для частицы с $a_0=3$ мкм $I_s^*=5 \cdot 10^5$ Вт·см⁻². Для негорючих частиц, например Al_2O_3 ($T_s \approx 3600$ К), при $a_0=3$ мкм $I_s^* \approx 1,5 \cdot 10^4$ Вт·см⁻².

1.7.5. Ионизация и оптический пробой

Частицам аэрозоля принадлежит важная роль затравочных центров ионизации и развития волны пробоя в окружающий воздух. В результате воздействия мощного излучения осуществляется высокотемпературное испарение твердых частиц и инициирование в атомных парах низкорогового оптического пробоя. Энергетические пороги пробоя в аэрозоле существенно (на 1—2 порядка величины) ниже, чем в технически чистом воздухе.

На рис. 1.9 систематизированы данные о пороговой плотности энергии пробоя для излучения CO_2 -лазера в зависимости от длительности импульса [47].

В [86, 65, 60, 40, 41, 30] выполнены исследования порогов плазмообразования в газодисперсных средах различного химического состава под действием излучения лазера на стекле с неодимом ($\lambda = 1,06$ мкм).

Из рис. 1.9 видно, что так же, как и в случае излучения CO_2 -лазеров, имеет место существенное (на 2—3 порядка величины) снижение $I_{\text{п}}$ по сравнению с незапыленным воздухом. Для

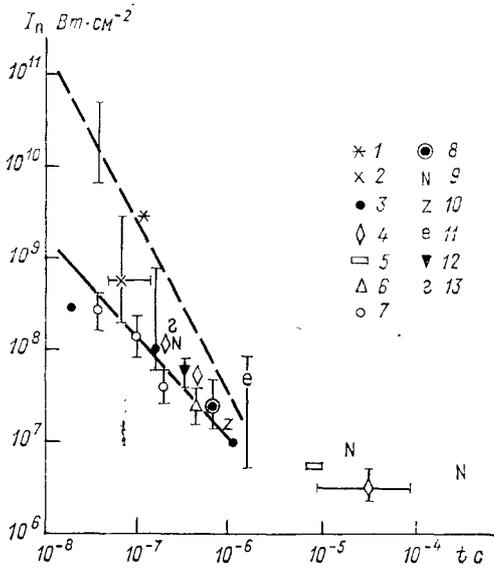


Рис. 1.9. Зависимость от длительности лазерного воздействия t для $\lambda = 10,6$ мкм порогов пробоя на частицах твердofазного аэрозоля (точки 3—9) и вблизи поверхности макромешной (точки 10—13) по данным разных авторов, обобщенным в [47].

I — пробой в очищенном от пылинок воздухе; 2 и 3—9 — пробой в воздухе с неконтролируемым, а также заданным химическим и дисперсным составом в диапазоне размеров частиц 3—70 мкм; 7 и 8 — данные авторов, соответствующие лабораторному (7) и натурному (8) экспериментам.

II — оценочный расчет по теории порогов изохорной каскадной ионизации в парах частицы корунда ($a = 5$ мкм), III — экспериментально измеренный порог пробоя на длине волны 1,06 мкм.

относительно коротких импульсов ($t_{\text{и}} \leq 5 \cdot 10^{-8}$ с) порог пробоя в 10^2 раз выше, чем на $\lambda = 10,6$ мкм, что согласуется с теоретической частотной зависимостью вида $\sim \omega^{-2}$ для эффективности ионизирующих электрон-атомных столкновений при каскадном процессе развития первичного оптического пробоя парогазовой среды [46].

При увеличении длительности оптического воздействия $t_{\text{и}}$ разрыв между пороговыми интенсивностями для двух рассматриваемых длин волн сокращается, что связано с возрастанием влияния на пороги пробоя наряду с каскадной ионизацией общих для обеих длин волн термогидродинамических процессов в окрестности поглотящих излучение частиц.

В работе [30] изучена зависимость $I_{\text{п}}$ на длине волны 1,06 мкм ($t_{\text{и}} \approx 40$ нс) от фокального объема и протяженности каустики лазерного пучка. Измерения показали, что с увеличением длины каустики от $5 \cdot 10^{-2}$ до $6 \cdot 10^2$ см порог пробоя $I_{\text{п}}$ лабораторного воздуха уменьшается от 10^{11} до $4 \cdot 10^8$ Вт·см $^{-2}$. В специально очищенном от частиц аэрозоля воздухе это снижение было незначительно. При фиксированной длине каустики (~ 2 см) изменение фокального объема в интервале 10^{-2} — $6 \cdot 10^{-1}$ см 3 не приводило к изменению $I_{\text{п}}$. Полученные результаты уменьшения $I_{\text{п}}$ с увеличением длины ка-

устики объяснены самофокусировкой лазерного излучения, обусловленной увеличением поляризуемости молекул воздуха, возбуждаемых электронами в окрестности поглощающих частиц аэрозоля при допороговых уровнях интенсивности излучения.

Опубликованные в печати результаты анализа влияния химического состава материала твердофазных мишеней и частиц аэрозолей на пороги плазмообразования [46, 3, 33, 47] показали, что в случае пробоя микросекундными импульсами CO_2 -лазера наблюдается тенденция к падению $I_{\text{п}}$ с уменьшением отношения ϵ_i/A ,

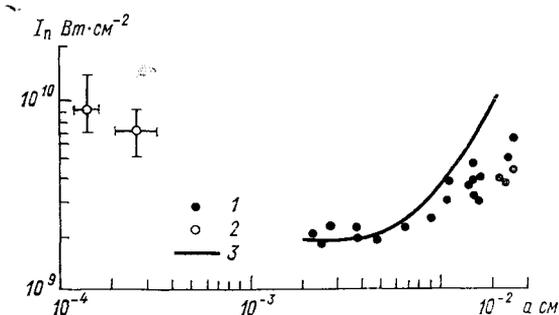


Рис. 1.10. Зависимость порога оптического пробоя воздуха вблизи поверхности (1) и внутри капель (2, 3) воды от радиуса частицы для моноимпульса с $\lambda=0,69$ мкм, $t \approx 40$ нс.

где ϵ_i и A — средние энергия ионизации и атомная масса частиц облучаемой мишени.

В экспериментах [33] с давлением газа над мишенью около 10^{-4} тор обнаружен периодический характер зависимости $I_{\text{п}}$ от атомного номера вещества мишени A_N с разбиением, аналогичным имеющим место в таблице химических элементов. Эффект наблюдается лишь на этапе начальной одномерной стадии движения плазменного факела и связывается с существованием для каждого вещества иона кратности $z^i(A_N)$, относительно устойчивого для этапа последующей кратности ионизации. Экспериментальные зависимости $I_{\text{п}}$ от A_N аппроксимируются выражением

$$I_{\text{п}} \sim (A_N - A_{N1} + 3/2) \epsilon_1,$$

где A_{N1} — атомный номер первого элемента рассматриваемого периода таблицы химических элементов, а $\epsilon_1 \approx 1,5 \div 2,5$.

Для случая низкорогового коллективного разряда в газодисперсной среде [41] найдено, что $I_{\text{п}} \sim \epsilon_i (K_B T_B)^{-1}$, где T_B — температура кипения вещества частиц.

Зависимость пороговых характеристик пробоя от размера частиц аэрозоля исследовалась экспериментально в [86, 65, 14, 47] и недавно опубликованных работах [68, 60, 18].

На рис. 1.10 приведены зависимости [68] порогов пробоя внутри и на границе капель дистиллированной воды под действием излучения лазера на рубине ($\lambda=0,69$ мкм, $t=40$ нс). Особенности экспериментальных зависимостей объяснены эффектом повышения вероятности первичного пробоя в областях дифракционных

максимумов светового поля внутри прозрачных капель. Интенсивность излучения в указанных областях может на порядок величины и более превышать среднюю интенсивность на внешней границе капель (см., например [47]). Последующей стадией является выход плазменного фронта на границу раздела частица — воздух. Для крупных капель ($a \geq 10^{-2}$ см) пороговые интенсивности излучения, обеспечивающие выход волны пробоя за пределы частицы, являются более высокими по сравнению с пороговыми значениями пробоя.

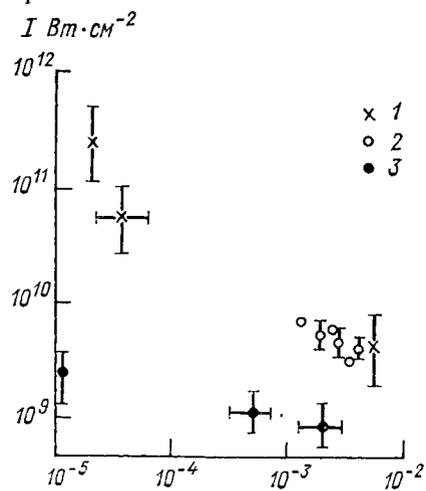


Рис. 1.11. Результаты лабораторных измерений пороговой интенсивности оптического пробоя на частицах аэрозоля разных размеров для излучения Nd-лазера ($\lambda=1,06$ мкм; $t \approx 40$ нс).

1 — частицы углерода [86], 2 — частицы корунда [59], 3 — частицы корунда в дистиллированной воде [59].

Эксперименты [8] по пробую излучением с $\lambda=0,69$ мкм водных растворов электролитов NaCl, KNO_3 , NaI показали, что имеется характерная область концентраций, равная $1,5-2,5$ моль \cdot л $^{-1}$ (совпадающая с границей полной сольватации раствора), с превышением которой порог пробоя снижается примерно в 3 раза.

На рис. 1.11 приведены данные [60, 86] для $\lambda=1,06$ мкм о порогах пробоя различных частиц аэрозолей. Измеренные задержки времени между моментами образования очага пробоя внутри капли и распространения волны пробоя по воздуху, которые определяются глубиной его расположения и скоростью роста плазмы в воде, составили в среднем 5—20 нс для $\lambda=0,69$ мкм [68] и 1 нс для $\lambda=1,06$ мкм [60].

Зависимости порогов пробоя твердофазных аэрозолей на длине волны 10,6 мкм от размера частиц [48] приведены на рис. 5.6. Как и в случае излучения на длине волны 1,06 мкм, имеет место тенденция к уменьшению пороговой плотности энергии пробоя $W_{\text{п}}$ при переходе от субмикронной к грубодисперсной фракции аэрозолей. Причем значения порога для всего интервала размеров частиц более чем на порядок величины ниже по сравнению с порогом на $\lambda=1,06$ мкм.

Следует отметить, что пороги пробоя вблизи макромисней при повторном воздействии излучения импульсного CO_2 -лазера могут

существенно (в 2 раза и более) повышаться за счет эффекта «лазерной очистки» поверхности [33]. Эффект связывается с устранением микродефектов поверхности, требующих меньших энергозатрат на их нагрев до предпробойного состояния паров по сравнению с нагревом слабопоглощающих массивных образцов, а также с десорбцией слабоионизируемых веществ. Отметим также возможность возникновения «поджигающих» точек в результате интерференционных ударных волн вблизи неоднородной поверхности.

Эксперименты [47, 43] по воздействию импульсов CO_2 -лазера на водные капли облачных размеров и дождя показали, что порог пробоя в указанном случае несколько снижается по сравнению с незапыленным воздухом и составляет примерно $5 \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Однако значения порога остаются существенно выше по сравнению с пробоем на твердых тугоплавких частицах аналогичных размеров ($0,5 \div 1,5$) $\cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Капли воды на длине волны 10,6 мкм имеют значительное поглощение. Рассматриваемые эксперименты [47, 43] свидетельствуют об отсутствии пробоя на начальной стадии взрывного испарения капли. Начало интенсивного свечения воздуха вблизи капли, которое служило индикатором пробоя, совпадало с моментом возникновения первичной ударной волны при взрывном расширении вещества частицы в результате ее импульсного перегрева.

В работах [14, 40] обнаружен и исследован механизм коллективного низкочастотного пробоя, который реализуется при повышенных концентрациях грубодисперсного поглощающего аэрозоля и лазерных импульсах миллисекундной длительности. Измерения проводились с лазером на Nd-стекле в режиме свободной генерации. При интенсивностях излучения около $1 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$ и концентрации частиц размером 5—10 мкм, превышающей 10^3 см^{-3} , развивалась температурная неустойчивость с $T_c = (5 \div 15) \cdot 10^3 \text{ К}$, обуславливающая изотермическую ионизацию парогазовой среды. При этом фронт плазмы распространялся с дозвуковой скоростью (режим «медленного горения» разряда).

1.8. Пондеромоторное действие лазерного излучения на атмосферный аэрозоль

В интенсивных световых полях лазерных источников важное значение приобретают процессы радиационного давления на атомы, молекулы и макроскопические неоднородности среды, вызванные обменом импульсом между электромагнитным полем и рассеивателем.

С действием радиационного давления в газовых и конденсированных средах связаны эффекты вынужденного рассеяния Мандельштама—Бриллюэна, стрикционный механизм самофокусировки лазерного пучка, пленение, нагревание и охлаждение резонансно взаимодействующих атомов и молекул в поле стоячей световой волны, селекция возбужденных и невозбужденных атомов

применительно к проблеме разделения изотопов и ряд других. Соответствующая библиография содержится в [49, 52].

Силы радиационного давления могут играть существенную роль и при распространении интенсивного света в дисперсной среде, вызывая ускорение, радиальные перемещения и левитацию частиц [49, 78, 77].

В [4, 10, 25, 26] рассмотрены осевые и радиальные перемещения частиц под действием светового давления и светореактивной силы, а также влияние этого процесса на прозрачность среды.

Наибольший практический интерес представляют последствия пондеромоторного воздействия интенсивного излучения в области длин волн, соответствующих окнам спектральной прозрачности материалов частиц аэрозоль с $\kappa_a = 10^{-7} \div 10^{-8}$ (κ_a — мнимая часть комплексного показателя преломления). Для водных капель и частиц некоторых минералов указанное условие выполняется практически во всей видимой и ближней ИК-областях спектра вне полюс поглощения.

Детальный теоретический расчет и результаты измерений светового давления, действующего на частицу в интенсивном поле, приведены в [49, 77].

В практически важном случае, когда пространственным изменением средней амплитуды поля на радиусе частицы можно пренебречь, выражение для силы светового давления принимает следующий простой вид [77]:

$$\vec{F}_{сд} = \vec{j} \pi a^2 \frac{|E|^2}{8\pi} k_{сд}, \quad (1.66)$$

где $\vec{j} = \vec{k}/k$; $k_{сд}$ — безразмерное сечение светового давления, определяемое как разность импульсов полученного и отданного частицей при рассеянии света:

$$k_{сд} = k_{ос} - k_s \overline{\cos \theta} = k_n + k_s (1 - \overline{\cos \theta}), \quad (1.67)$$

где $k_{ос}$, k_s , k_n — факторы эффективности (безразмерные сечения) соответственно, ослабления, рассеяния и поглощения света частицей, $\overline{\cos \theta}$ — косинус угла рассеяния, средневзвешенный с учетом яркости рассеяния. Значения $k_{сд}$ протабулированы в зависимости от $\rho' = ka$, $m_a = n_a - i\kappa_a$, λ .

На рис. 1.12 приведены результаты оценок сил действующих на непоглощающие водные капли разных размеров. Оценивались сила светового давления $\vec{F}_{сд}$, светореактивная \vec{F}_R и радиометрическая \vec{F}_μ силы. Последние обусловлены процессами неоднородного нагрева поверхности крупных ($\rho' \gg 1$) капель и оценивались по данным работ [10, 26, 61]. Из сравнения кривых, приведенных на рисунке, видно, что для непоглощающих капель дистиллированной воды в видимой области спектра ($\kappa_a \approx 10^{-8}$) световое давление в широком диапазоне размеров частиц является преобладающим эффектом.

В предельном случае малых по сравнению с λ капель для поперечника светового давления справедливо, что $k_{сд} \approx k_{ос}$.

При этом достигаемые значения числа Рейнольдса в представляющем практический интерес диапазоне интенсивностей излучения ($10 \text{ мВт} \cdot \text{см}^{-2}$) не превышают единицы, а выражение для скорости движения капли принимает вид

$$v \approx \frac{2k^4 I_0}{3\eta_{\text{в}}} \left| \frac{m_a^2 - 1}{m_a^2 + 2} \right|^2 a^5 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{t_a}\right) \right], \quad (1.68)$$

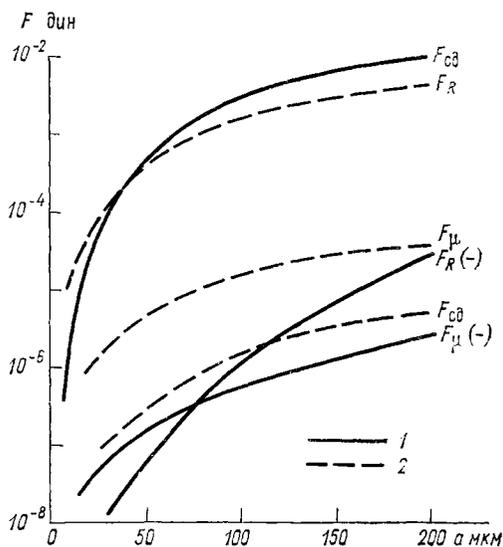


Рис. 1.12. Оценочные расчеты сил, действующих на прозрачные $\kappa_a=10^{-8}$ (1) и поглощающие $\kappa_a=10^{-4}$ (2) капли при $\lambda=0,69$ мкм и $I=0,1 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$.

Знак (-) обозначает направление действующей силы в противоположную сторону от направления волнового вектора \vec{k} .

где $\eta_{\text{в}}$ — коэффициент динамической вязкости воздуха, $t_a = 2a^2 \rho_a / 9\eta_{\text{в}}$, ρ_a и a — плотность и радиус капли.

Случай ускорения частиц крупнокапельного аэрозоля в интервале изменения параметров $a=1 \div 100$ мкм, $I_0=10^4 \div 10^7 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$, $\lambda=0,5 \div 2$ мкм (исключая полосы поглощения) рассмотрен в [49]. Так, при $I_0=0,1 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$, $a=15$ мкм получаем, что $v \approx 10 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$.

Расчеты зависимости объемного коэффициента аэрозольного ослабления α от начальной оптической дистанции в системе коагулирующих капель показали, что, например, при $\lambda=0,53$ мкм, $a_m=12$ мкм, $N=10^3 \text{ см}^{-3}$; $I_0=0,5 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$ за время воздействия на аэрозоль в течение нескольких секунд пропускание света мутной средой возрастает более чем в 2 раза [49].

Из расчетов динамики модального радиуса a_m функции распределения частиц по размерам для различных начальных оптических дистанций [49] следует, что, в отличие от теплового действия поглощающегося излучения, в первой стадии процесса воздействия светового давления наблюдается возрастание a_m до некоторого максимального значения, более резко выраженного для малых начальных оптических дистанций. На следующей стадии происходит уменьшение радиуса a_m с последующим асимптотическим стремлением его к нулю. Наличие максимума модального радиуса обуслов-

ливаются, с одной стороны, влиянием процесса укрупнения капель за счет их коагуляции и, с другой стороны, неравномерностью скорости капель разного размера.

Таким образом, расчеты указывают на необходимость учета процессов ускорения и коагуляции аэрозолей световым давлением при средних интенсивностях непрерывного (квазинепрерывного) излучения видимого диапазона $I_0 \geq 0,1$ МВт·см⁻², которые могут реализоваться, например, в областях перетяжки мощных световых пучков систем формирующей оптики.

Одним из механизмов нелинейности аэрозоля, обусловленной световым давлением излучения, является регуляризация ориентации хаотичных ансамблей частиц неправильной (асферической) формы при их радиационном ускорении в вязкой воздушной среде [49].

Оценки пороговой интенсивности излучения $I_{п}$, найденной из условия превышения скорости фотофореза в лазерном пучке по сравнению с броуновской, приведены в п. 6.6.2. В этом же разделе приводится анализ нелинейного рассеяния света на резонансных колебаниях форм частиц, обусловленных пондеромоторным действием модулированного излучения.

В заключение укажем на ряд дополнительных еще не исследованных возможностей по стимулированию лазерным излучением процессов радиоизлучения и изменения электрических свойств дисперсной среды. Эти возможности связаны с эффектами пондеромоторного, радиометрического и светореактивного ускорений частиц среды излучением, скорости которых могут достигать 10^2 — 10^5 см×с⁻¹ [49]. При этом за счет разности скоростей частиц различных размеров (обладающих зарядами) в момент их коагуляции следует ожидать явление радиоизлучения как за счет электрического разряда в момент столкновения разноименно заряженных капель, так и в результате механизма генерации радиоизлучения во внешнем электрическом поле при колебаниях крупных капель в момент их коагуляции. Отметим также, что по аналогии с известным явлением зарядки капель при свободном падении в воздухе может быть предложен механизм стимулированной зарядки капель путем их радиационного ускорения в канале интенсивного лазерного излучения.

ГЛАВА 2. ТЕРМОАКУСТИЧЕСКОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ПУЧКОВ ИМПУЛЬСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

2.1. Формирование нестационарной газовой линзы

Рассмотрим неустановившиеся режимы самовоздействия, удовлетворяющие ограничениям вида (1.46) и (1.47). В указанных режимах процесс накопления возмущений диэлектрической проницае-

мости не компенсирован выносом тепла боковым ветром, фотоабсорбционной конвекцией или турбулентной температуропроводностью. Так, для $R_0 = 10 \div 10^2$ см и $v_{\perp} = 10$ м · с⁻¹ получаем, что указанные режимы самовоздействия имеют в атмосфере место при $t_{\text{и}} < t_v = R_0/v_{\perp} = 10^{-2} \div 10^{-1}$ с.

Формирование газовой линзы в пучке описывается полученным из (1.40) — (1.44) линеаризованным уравнением термоакустики. Для изменения диэлектрической проницаемости $\varepsilon_N = (d\varepsilon/d\rho) \delta\rho$ уравнение имеет вид [17]:

$$\begin{aligned} & \left(\partial^2/\partial t^2 - \gamma \chi_{\text{eff}} \nabla_{\perp}^2 \partial/\partial t - c_s^2 \nabla_{\perp}^2 + c_s^2 \chi_{\text{eff}} \nabla_{\perp}^4 \int_0^t dt' \right) \varepsilon_N(\vec{r}_{\perp}, z, t) = \\ & = (d\varepsilon/d\rho) \left[(\gamma - 1) \int_0^t \nabla_{\perp}^2 q_{\text{п}} dt' - \nabla_{\perp}^2 p_c + \gamma \chi_{\text{eff}} \int_0^t \nabla_{\perp}^2 p_c dt' \right] \times \\ & \quad \times [1 + O(t^*/t)]. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Здесь $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$; γ — показатель адиабаты; χ_{eff} — эффективный коэффициент турбулентной температуропроводности и c_s — скорость звука в воздухе; $q_{\text{п}} = |E|^2 (\alpha_g \sqrt{\varepsilon_0 c/4\pi}) \exp(-2\alpha_g z)$ — функция источника и $p_c \approx (\rho d\varepsilon/d\rho) (1/16\pi) |E|^2 \exp(-2\alpha_g z)$ — давление, обусловленное электрострикцией; α_g — коэффициент газового поглощения лазерного излучения с комплексной амплитудой электрического вектора $E(z, \vec{r}_{\perp}, t)$; t^* — время термализации [6].

Из [24] известно, что в условиях реальной атмосферы нелинейность среды за счет молекулярного поглощения превышает электрострикцию, начиная с длительностей лазерного воздействия $t \gtrsim (\rho d\varepsilon/d\rho) [c \cdot \sqrt{\varepsilon_0} (\gamma - 1) \alpha_g]^{-1} \approx 0,5 \cdot 10^{-14} / \alpha_g$, где α_g в см⁻¹.

Решение уравнения (2.1) для произвольной пространственно-временной зависимости $|E(z, \vec{r}_{\perp}, t)|^2$ находится методом интегральных преобразований Фурье и Лапласа:

$$\begin{aligned} \varepsilon_N(s, \vec{r}_{\perp}, t) &= [(2\pi)^{-3}/i] \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \kappa \int_{-i\infty + \delta}^{i\infty + \delta} dp \varepsilon_{\text{фп}}(z, \vec{\kappa}, p) \times \\ & \quad \times \exp(pt - i\vec{\kappa} \vec{r}_{\perp}). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Для коллимированного гауссового пучка на границе среды $|E|^2 = E_0^2(t) \exp(-r_{\perp}^2/R_0^2)$ выражение для $\varepsilon_{\text{ф, п}}$ принимает следующий вид [5]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{ф, п}} &= \pi R_0^2 n_2 (\kappa c_s)^2 \exp(-\kappa^2 R_0^2/4) [F(p) - F(p)/\tau_{\text{эп}} p] \times \\ & \quad \times [p^3 + \gamma p^2/\tau_{\text{Тк}} + p/\tau_{\text{сх}}^2 + \tau_{\text{Тк}}^{-1} \tau_{\text{сх}}^{-2}]^{-1}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

где

$$\begin{aligned} \tau_{Tz} &= (\chi^2 \chi_{\text{eff}})^{-1}, \quad \tau_{sz} = (c_s \chi)^{-1}, \quad n_2 = (\rho d\varepsilon/d\rho)^2 (16\pi\rho_\infty \sqrt{\varepsilon_0} c_s^2)^{-1}, \\ \tau_{\text{вж}} &= [4\alpha_g c (\gamma - 1) \sqrt{\varepsilon_\infty} / (\rho d\varepsilon/d\rho) + \gamma / \tau_{Tz}]^{-1}, \\ F(p) &= \int_0^\infty E_0^2(t) \exp(-pt) dt. \end{aligned}$$

В асимптотических случаях «короткого» и «длинного» световых режимов самовоздействия, соответствующих (1.46) и (1.47) и удовлетворяющих изохронным и изобарным условиям, решения уравнения в квадратурах [17] принимают следующий простой вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon_N(z, \vec{r}_\perp, t) &\approx \\ &\approx \frac{4\pi \sqrt{\varepsilon_0}}{k^2 W_\Pi} \left\{ c_s^2 \int_{-\infty}^{t_0} dt'' \int_{-\infty}^{t''} (t'' - t') \nabla_\perp^2 I dt' \left[1 + O\left(\frac{t_0^2}{t_s^2}\right) \right], \right. \\ &\left. \int_{-\infty}^{t_0} I dt' \left[1 + O\left(\frac{t_s^2}{t_0^2}\right) \right], \right. \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$(2.5)$$

где W_Π — пороговая энергия изобарной тепловой дефокусировки, рассчитываемая по формуле (1.61): $t_0 = t - z/c$;

$$I = (c \sqrt{\varepsilon_0} / 8\pi) |E|^2. \quad (2.6)$$

2.2. Тепловое расплывание пучка в газовой среде с детерминированной нелинейностью

Аналізу задачи теплового расплывания высокоэнергетических лазерных импульсов на основе нелинейного параболического уравнения посвящен ряд обзорных публикаций [7, 12, 13, 17, 25, 26, 29].

Наиболее простые решения получены в безабберационном (параксиальном) приближении с использованием вытекающих из (1.39) и (2.1) дифференциальных уравнений для интегральных параметров пучков — безразмерной ширины $f(z, t) = R(z, t)/R_0$ и средневзвешенного радиуса кривизны фазового фронта $F(z, t)$.

Для гауссового пучка на границе среды уравнения для f и F были получены вариационным методом из условия минимума энергетического функционала для класса решений

$$E = E_0(t) \exp \left[-\frac{r_\perp^2}{2R_0^2 f^2} + \frac{ikr_\perp^2}{2F} - \tau_g(z) \right]; \quad (2.7)$$

при $\tau_g(z) \ll 1$ они имеют следующий вид:

$$d^2 t / dz^2 = L^{-2} f^{-3} - f L_T^{-2}, \quad (2.8)$$

$$F = f / (df/dz). \quad (2.9)$$

Граничные условия: $F(0, t) = F_0$, $f(z, 0) = 1$.

Здесь $L_d = kR_0R_K$ — дифракционная длина пучка с радиусом амплитудного профиля R_0 и радиусом пространственной когерентности R_K , $\tau_g(z) = \int_0^z \alpha_g(z') dz'$, L_T — текущее по трассе z — значение эффективной длины теплового самовоздействия: $2L_T^{-2} = [\Delta_{\perp}^2 \varepsilon_N(z, \vec{r}_{\perp}, t)]_{r_{\perp}=0}$. Для асимптотик (2.4) и (2.5) соответственно получаем

$$L_T^{-2} = \frac{4\pi \sqrt{\varepsilon_0} e^{-2\tau_g(z)}}{W_n L_d^2} \begin{cases} \frac{2c_s^2}{R_0^2} \int_{-\infty}^{t_0} I_0 f^{-6} (t-t')^2 dt', & (2.10) \\ \int_{-\infty}^{t_0} I_0 f^{-4} dt', & (2.11) \end{cases}$$

где

$$I_0 = (c \sqrt{\varepsilon_0} / 8\pi) E_0^2.$$

Если в L_T подставить некоторое среднее значение осевой интенсивности I_0 , тогда уравнение (2.8) имеет простое аналитическое решение:

$$f^2(z, t) \approx \text{ch}^2(z/L_T(I_0)) + L_T^2(I_0) L_d^{-2} \text{sh}^2(z/L_T(I_0)), \quad (2.12)$$

где ch , sh — гиперболические косинус и синус.

Наиболее существенные тепловые искажения пучка происходят в изобарном режиме нагрева (1.47). В указанном режиме при $(L_d^2/L_T^2) \gg 1$ и $\tau_g \ll 1$ решение уравнения (2.8), полученное методом разделения переменных, имеет вид [23]:

$$f(z, t) = f(z, t=0) \exp[-(L_d/L_T)^2/16 \sqrt{\varepsilon_0}], \quad (2.13)$$

где

$$f(z, t=0) = (1 + z/F_0)^2 + (z/L_d)^2.$$

В другом предельном случае, когда интенсивность в линейной среде уменьшается в основном за счет поглощения ($\alpha_g F_0 \gg 1$) и $(L_d/L_T)^2 \ll 1$, угловая расходимость «длинного» лазерного импульса с учетом выноса тепла турбулентной теплопроводностью определяется следующей простой формулой [7]:

$$\theta = R_0 (df/dz) \approx (R_0/F_0) + \frac{2G_0 R_0}{\alpha_g W_n L_d^2} [4\chi_{\text{eff}}/R_0^2 + 1/2t]^{-1} \times \\ \times [1 - \exp(-\tau_g(z))]. \quad (2.14)$$

Численное моделирование упрощенных уравнений для интегральных параметров пучка (2.8) — (2.9) проведено в работах [23, 18].

Границы применимости безабберационного приближения иллюстрируются на рис. 2.1 в сопоставлении с численным решением ис-

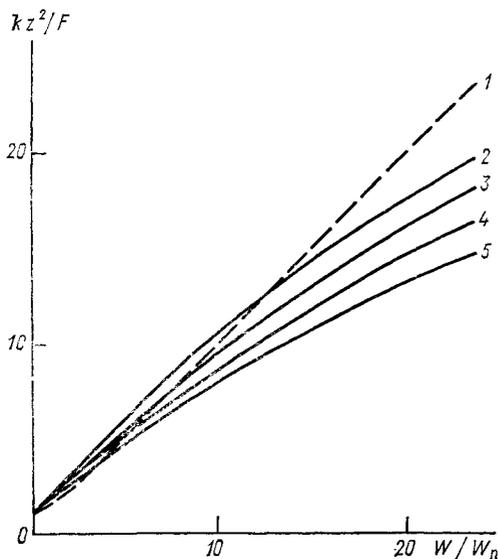
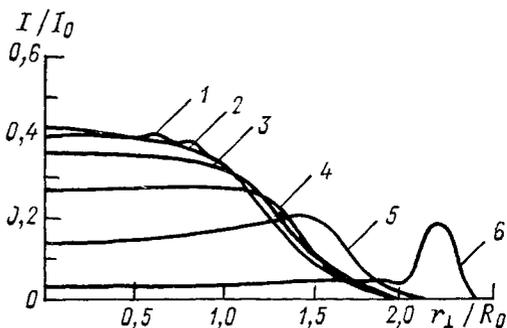


Рис. 2.1. Эффективная ширина диаграммы направленности лазерного пучка в среде с тепловой нелинейностью вида (2.11) при расчете в безабберационном приближении (1) и при численных расчетах на основе параболического уравнения: для значений z/L_d , равных 0,05 (2), 0,11 (3), 0,15 (4) и 0,2 (5).

ходного параболического уравнения. Результаты моделирования на ЭВМ исходного параболического уравнения, приведенные в [12, 13, 22, 20, 25], показали, что абберационная структура распределения интенсивности в сечении пучка проявляется наиболее существенно

Рис. 2.2. Эффект теплового искажения плотности мощности излучения в поперечном сечении гауссова пучка, распространяющегося по наклонной трассе (модель стандартной летней атмосферы средних широт) при численном расчете в приближении «длинного» импульса для $z=3$ км, $t=t_n$, $L_{NP}(0)=3,6$ км, $L_{NP}/L_d=0,024$ и различных зенитных углах θ .



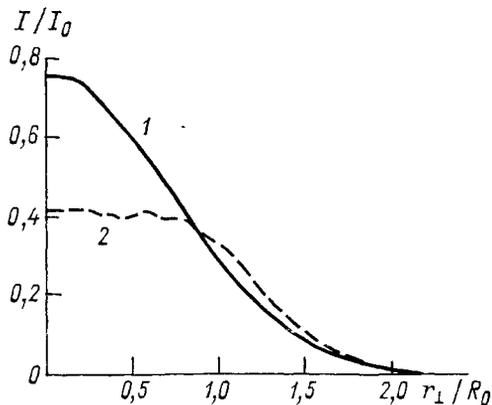
Кривая 1 2 3 4 5 6
 θ° 0 15 30 45 60 75

в случае «тонкой» тепловой линзы, сосредоточенной в начале трассы, и обусловлена отклонением профиля $\epsilon_N(z, \vec{r}_\perp, t)$ от идеального параболического).

Примером «тонкой» линзы может служить модель стандартной летней атмосферы для случая, близкого к вертикальному распространению светового пучка снизу вверх (рис. 2.2 и 2.3). Расчеты проведены для коллимированного гауссового пучка, распространяю-

щегося по вертикальной и наклонным под углами к зениту θ трассам в приближениях «длинного» (1.47) и «короткого» (1.46)

Рис. 2.3. Распределение плотности мощности в поперечном сечении гауссового пучка, распространяющегося на вертикальной атмосферной трассе ($\theta=0$; $z=3$ км), в режимах «короткого» (1) и «длинного» (2) импульсов для одинаковых значений R_0 , W_0 и $t=t_{\text{н}}$ при $L_{NV}(0)=52,7$ км и $L_{NV}(0)/L_d=0,356$; $L_{NP}(0)=3,6$ км и $L_{NP}(0)/L_d=0,024$.



импульсов. В подписи к рисункам приняты следующие обозначения [12]: Для «длинного» импульса: $L_{NP}(z) = \pi c_p \rho R_0^4 |d\varepsilon/dT| \alpha_g W_0 / 2$. Для «короткого» импульса: $L_{NV}(z) = \pi R_0^6 (d\varepsilon/d\rho) (\gamma - 1) \alpha_g t_{\text{н}}^2 W_0 / 2$.

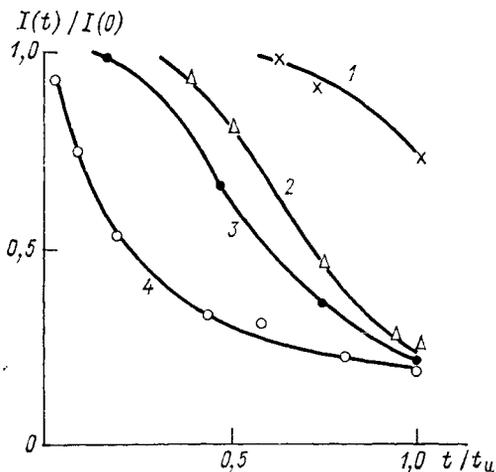


Рис. 2.4. Нелинейные изменения относительной интенсивности излучения на оси пучка Nd-лазера с перестраиваемой длительностью генерации $t_{\text{н}}$ (эксперимент в кювете с поглощающим газом).

Кривая 1 2 3 4
 $t_{\text{н}}/t_s$ 0,3 1 2 10

Основные результаты лабораторных экспериментов по тепловой дефокусировке лазерных импульсов содержатся в [4, 13, 17, 28, 29] и удовлетворительно согласуются с теоретической моделью, основанной на численном решении системы уравнений квазиоптики и термогидродинамики.

На рис. 2.4 представлены данные эксперимента [28] с гауссовым пучком импульсного лазера на стекле с неодимом: $\lambda=1,06$ мкм, $t_{\text{н}}=3 \div 100$ мкс, $W=57$ Дж, $R_0=0,74 \div 0,24$ см, $z=100$ см; $\alpha_g=8 \times$

$\times 10^{-4}$ см⁻¹. Кривые на рисунке соответствуют измерениям для различных значений отношения длительности импульса $t_{\text{и}}$ к характерному времени выравнивания давления в пучке $t_s = \bar{R}_0/c_s$. Для коротких импульсов эффект самодефокусировки проявлялся слабее, чем для длинных импульсов ($t \geq t_s$).

2.3. Пространственная статистика импульсного излучения при тепловом самовоздействии в турбулизованной атмосфере

На протяженной трассе нелинейность и турбулентность атмосферы оказывают неаддитивное влияние на когерентные свойства высокоэнергетических лазерных импульсов [17]. С одной стороны, турбулентное уширение пучка приводит к снижению эффекта лазерного нагрева, уменьшая нелинейную рефракцию [1, 17]; с другой стороны, образование спекл-структуры вследствие рассеяния света на турбулентных неоднородностях, обуславливает изменение пространственной статистики излучения в процессе теплового самовоздействия. Так, относительно слабая тепловая нелинейность приводит к сглаживанию неоднородной структуры пучка — его стабилизации [1, 17, 24] — вследствие возникновения локальных дефокусировок в местах «пучностей» светового поля.

При больших значениях самонаведенных в среде набегов фазы $S \gg 1$, наоборот, в пучке развиваются параметрические неустойчивости. Пучок приобретает случайную мелкомасштабную структуру, теряя свои когерентные свойства [15, 26]. Наиболее наглядно указанный эффект проявляется в средах с дискретными центрами тепловыделения, роль которых выполняют поглощающие частицы аэрозолей и макронеоднородности их концентрации [18, 21].

Распространение излучения от когерентного лазерного источника в турбулентной атмосфере описывается параболическим уравнением для комплексной амплитуды поля $E(z, \vec{r}_{\perp}, t) = E_0 \exp(\Phi(z, \vec{r}_{\perp}, t))$ вида (1.39). Если считать, что относительные флуктуации диэлектрической проницаемости воздуха $\epsilon_1(z, \vec{r}_{\perp})$ и вызываемые ими флуктуации набегов фазы малы ($|\Phi + \Phi^*| \ll 1$), тогда уравнение для фазы в первом приближении метода плавных возмущений с учетом (2.4) и (2.5) принимает следующий вид:

$$2ik \frac{\partial \Phi}{\partial t} + \Delta_{\perp} \Phi + k^2 \epsilon_1 = -8\pi \sqrt{\epsilon_0} \langle W_{\text{п}} \rangle^{-1} \left[1 + \frac{\alpha'_g}{\langle \alpha_g \rangle} \right] e^{-\langle \tau_g \rangle} \times$$

$$\times \left\{ \begin{array}{l} c_s^2 \int_{-\infty}^{t_0} dt' \int_{-\infty}^{t'} dt'' (t' - t'') I_0 \Delta_{\perp} (\Phi + \Phi^*) [1 + O(t_0^2/t_s^2)]; \\ \int_{-\infty}^{t_0} dt' I_0 [\Phi + \Phi^*] [1 + O(t_s^2/t_0^2)]. \end{array} \right. \quad (2.15)$$

Скобки $\langle \dots \rangle$ означают знак усреднения по пространственным реализациям соответствующего параметра; $\alpha'_g = \alpha_g - \langle \alpha_g \rangle$.

Приближенный анализ статистической задачи в режимах «короткого» и «длинного» импульсов, когда турбулентность можно считать «замороженной», выполнен в [1, 14, 20].

Из (2.15) для трансформанты χ_{xp} по Фурье и Лапласу логарифму амплитуды $\chi(z, r_{\perp}, t) = \text{Re}(\Phi)$ следуют уравнения:

$$\begin{aligned} & (\partial^2/\partial z^2 + \kappa^4/4k^2)\chi_{xp}(z, \vec{\kappa}, p) - \varepsilon_{xp}k^2/4 = \\ & = g_0^2\chi_{xp}(z, \vec{\kappa}, p) \left\{ \begin{aligned} & (c_s^2\kappa^4/p^3)[1 + O(t_0^2/t_s^2)], & (2.16) \\ & (\kappa^2/p)[1 + O(t_s^2/t_0^2)]. & (2.17) \end{aligned} \right. \end{aligned}$$

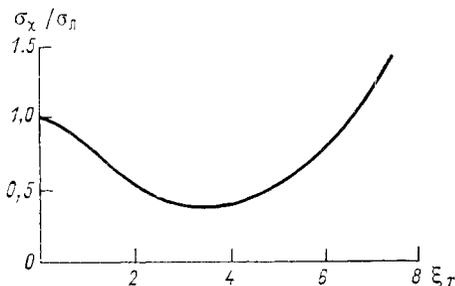


Рис. 2.5. Изменение дисперсии флуктуации интенсивности при изобарном тепловом самовоздействии лазерного импульса в турбулентной атмосфере в зависимости от параметра нелинейности ξ_T .

Здесь $g_0^2 = -(d\varepsilon/dT)\langle \alpha_g \rangle I_0/c_p\rho$, где $I_0 = \text{const}$ — средняя плотность мощности падающего излучения.

В [1] на основе (2.17) для режима «длинного» импульса проведены приближенные расчеты дисперсии флуктуаций логарифма амплитуды $\sigma_x^2(z, r_{\perp} = 0, t)$, нормированной на ее значение в линейной среде σ_l в зависимости от параметра тепловой нелинейности $\xi_T = \kappa_m g_0 z t$, где κ_m — пространственная частота, связанная с внутренним масштабом атмосферной турбулентности $\kappa_m \approx 5,92/l_0$. Спектральная плотность флуктуации диэлектрической проницаемости воздуха в инерционном интервале задавалась формулой

$$F_\varepsilon(\kappa) = 0,033C_\varepsilon^2\kappa^{-11/3}, \quad (2.18)$$

где C_ε^2 — структурная постоянная. Результаты указанного расчета приведены на рис. 2.5.

Из представленной зависимости следует важный вывод о существовании области значений параметра $\xi \leq 3,5$, в которой возможно заметное ослабление флуктуаций интенсивности. Начиная с $\xi_T > 3,5$ флуктуации нарастают. Причем в обсуждаемом режиме распространения «длинного» импульса при $\xi_T \gg 1$ они растут как $\sim \exp(z^{2/3})$ при $z \ll k/\kappa_m^2$ и как $\sim \exp(z^{1/2})$ при $z \gg k/\kappa_m^2$, когда существенна дифракция [1]. Зависимости, представленные на рис. 2.5, подтверждаются расчетами на основе численного моделирования исходного параболического уравнения методом статических испытаний, выполненными в [20].

Наглядное представление об эволюции в течение лазерного импульса спектральной плотности пространственных флуктуаций логарифма амплитуды $F_{\chi}(z, \vec{\chi}, t)$ дают результаты расчетов [1], представленные на рис. 2.6. Видно, что при малых значениях ξ_T (кривые 1—3) тепловая нелинейность подавляет высокочастотную часть спектра, в то время как при $\xi_T = 8$ (кривая 4) флуктуации, наоборот, нарастают.

Режим «короткого» импульса, который описывается уравнением вида (2.16), детально исследовался в [14]. Характерным параметром задачи является $\beta = 4g_0 t_{ин}^3 (kc_s)^2$.

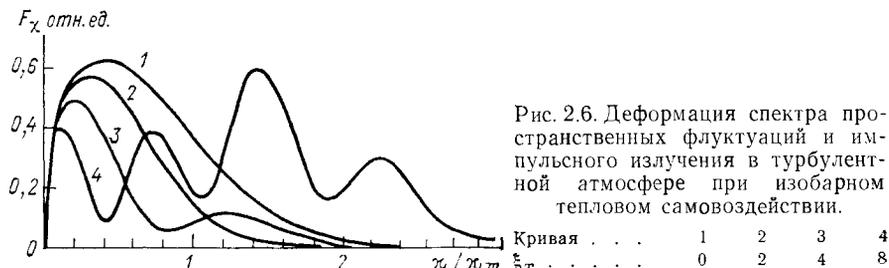


Рис. 2.6. Деформация спектра пространственных флуктуаций и импульсного излучения в турбулентной атмосфере при изобарном тепловом самовоздействии.

На малых дистанциях распространения $z \leq z_N = k\chi_m^2 \beta^{-1}$ роль нелинейности сводится к относительному ослаблению флуктуаций по сравнению с линейной средой, которое имеет порядок величины $\sim \beta$.

Для дистанций $z > z_N$ происходит параметрическое усиление неустойчивости в высокочастотной области спектра пространственных частот χ . Оценка нормированной дисперсии флуктуаций интенсивности определяется суммой дисперсий вследствие линейного рассеяния на турбулентных неоднородностях и усиления нелинейных случайных искажений поля высокоэнергетического лазерного импульса

$$\sigma_{\chi}^2 \approx \sigma_{л}^2 + 0,3C_{\epsilon}^2 k^{7/6} z^{11/6} \beta^{5/6} \exp \{3,2(z/z_N)^{1/4}\}, \quad (2.19)$$

где

$$\sigma_{л}^2 = 0,033C_{\epsilon}^2 k^{7/6} z^{11/6}.$$

Вопрос о влиянии пространственно неоднородного поглощения в сечении мощного лазерного пучка, учитываемого в уравнении (2.15) множителем вида $[1 + a'_g / \langle a_g \rangle]$, рассмотрен в литературе лишь для случая дискретных центров поглощения [18, 21]. Практически важным примером консервативной среды с дискретными случайно расположенными центрами поглощения являются пылевые частицы аэрозоля в диапазоне умеренных плотностей мощности излучения $T_0 \leq 10^3 + 10^5$ Вт·см⁻², когда несущественно изменение их агрегатного состояния. Присутствие в среде случайно расположенных поглощающих центров приводит к специфическому эф-

фекту — индуцированной мелкомасштабной стохастизации среды [18] с неоднородностями, размер которых ($l_{op} \approx 2\sqrt{\chi r t}$) меньше внутреннего масштаба атмосферной турбулентности l_0 .

Влияние указанного эффекта на интегральные параметры пучка (диаграмму направленности и среднюю интенсивность) детально обсуждается в главе 3. В настоящем разделе, следуя [18, 21], кратко рассмотрим вопрос о статистике пространственных флуктуаций когерентного пучка в среде со светоиндуцированными тепловыми неоднородностями. Уравнение, описывающее флуктуации логарифма интенсивности лазерного пучка и соответствующее первому приближению метода плавных возмущений, имеет вид

$$2ik \partial \Phi / \partial z + \Delta_{\perp} \Phi + 2 \nabla_{\perp} \Phi_0 \nabla_{\perp} \Phi = -k^2 (\varepsilon / dt) e^{-\tau_0} \times \\ \times \int_0^t \exp(\Phi_0 + \Phi_0^*) \left\{ \sum_n G_n - \left\langle \sum_n G_n \right\rangle \right\} + \\ + \left[\left\langle \sum_n G_n \right\rangle + \langle \alpha_g \rangle / c_{p\rho} \right] [\Phi + \Phi^*] dt, \quad (2.20)$$

где $\Phi_0(z, \vec{r}_{\perp}, t) = \ln(I)$ — решение нелинейного уравнения для случая использования усредненного в пространстве между частицами профиля нагрева среды в канале пучка $\langle \sum_n G_n \rangle$;

$$G_n(\vec{r} - \vec{r}_n, t) = \frac{a_n^2 K_{II}(a_n, \lambda)}{32\pi c_{p\rho} \chi_T} (t - t_1)^{-3/2} \exp\left(-\frac{|\vec{r} - \vec{r}_n|^2}{4\chi_T(t - t_1)}\right) \times \\ \times [1 + O(a^2/4\chi_T t)], \quad (2.21)$$

K_{II} , a_n , \vec{r}_n — безразмерное сечение поглощения, средний радиус и радиус-вектор центра n -й частицы, через которую посредством молекулярной теплопроводности осуществляется сток энергии в газовую среду.

Решение задачи отыскания Φ_0 в среде с детерминированной по сечению пучка тепловой нелинейностью осуществлялось в безабракасионном приближении на основе численного решения уравнений вида (2.8) и (2.9) путем замены при подстановке (2.11) α_g на α_{II} , τ_g на $\alpha_0 z$, где α_{II} и α_0 — объемные коэффициенты аэрозольного поглощения и ослабления соответственно.

В уравнении (2.20) член $[\sum_n G_n - \langle \sum_n G_n \rangle]$ характеризует поле пространственных флуктуаций температурных возмущений. Для пуассоновской статистики попадания частиц монодисперсного аэрозоля в область светового пучка спектральная плотность нелинейных флуктуаций показателя преломления имеет вид

$$F_T(z, \vec{z}, t) = \frac{\exp(-2\tau_0)}{(2\pi)^3 N} \left\{ \frac{\alpha_{II}}{c_{p\rho}} \int_0^t \frac{dt_1 E_0^2(t_1)}{j^2(z, t_1)} \times \right. \\ \left. \times \exp[-\chi^2 \chi_T (t - t_1) - r_{\perp}^2 / R_0^2 j^2(z, t_1)] \right\}^2. \quad (2.22)$$

Второй член в фигурных скобках под интегралом в (2.20) ответствен за нагрев среды флуктуирующим световым полем. Причем параметр z_N (см. вывод формулы (2.19)) принимает значение в $(\kappa_m^2 \lambda_T t / \tau^2)$ раз меньше по сравнению с незамутненной турбулентной средой, обуславливая параметрическое усиление пространственных флуктуаций поля начиная с более коротких дистанций, удовлетворяющих условию $z \geq z_N$. Однако в первом приближении ролью указанного члена можно пренебречь для среды, содержащей сильно поглощающие частицы ($\text{Im } m_a \approx 10^0 \div 10^1$) и обладающей одновременно малыми объемными коэффициентами аэрозольно-газового поглощения ($\alpha_n + \alpha_g \approx 10^{-5} \div 10^{-7} \text{ см}^{-1}$).

Решение (2.20) в квадратурах при использовании выражения для спектральной плотности в виде (2.22) можно записать, используя стандартный математический аппарат метода плавных возмущений в области параметров $R_0 \gg 2\sqrt{\chi_T t}$:

$$b(\vec{e}_\perp, \vec{r}_\perp, t) = (\pi k)^2 \int_0^z \int_{-\infty}^{\infty} \kappa \{ |H_0|^2 J_0(\kappa p^*) + |H_0|^2 J_0(\kappa p) + J_0(\kappa q) H_0^2 + J(\kappa q^*) H_0^2 \} F_T(z', \kappa, t, [\Phi_0]) dz' d\kappa, \quad (2.23)$$

где $J_0(y)$ — функция Бесселя нулевого порядка;

$$H_0^2 = \exp\left[-\frac{i\zeta(z-z')}{k} \kappa^2\right]; \quad q = \zeta |\vec{e}_\perp|;$$

$$|H_0|^2 = \exp\left[-\text{Im } \zeta \frac{\kappa^2(z-z')}{k}\right];$$

$$p = |(\zeta - \zeta^*) \vec{r}_\perp - \vec{e}_\perp (\zeta + \zeta^*)/2|;$$

$$\vec{r}_\perp = (r'_\perp + r''_\perp)/2; \quad \vec{e}_\perp = (r'_\perp - r''_\perp);$$

$$\zeta = \frac{1 + i \delta f(z', t)}{1 - i \delta f(z, t)}; \quad \delta f = (f - 1)^{1/2},$$

На рис. 2.7 приведены результаты численных расчетов на ЭВМ спектральной плотности индуцированных флуктуаций диэлектрической проницаемости воздуха (рис. 2.7а) и восстановления нормированной корреляционной функции флуктуаций интенсивности с симметричным разносом точек наблюдения относительно оси пучка (рис. 2.7б) при воздействии расходящегося ($F_0 = 10^3 \text{ см}$) пучка CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6 \text{ мкм}$, $R_0 = 1 \text{ см}$) на пылевую дымку с комплексным показателем преломления вещества частиц $m_a = 1,3 - i 0,1$. Смещение максимума спектральной плотности на рис. 2.7а связано с временным расплыванием температурных ореолов за счет молекулярной теплопроводности $\sim 2\sqrt{\chi_T t}$. Уменьшение радиуса когерентности на рис. 2.7б для кривой 1 объясняется влиянием дифракции.

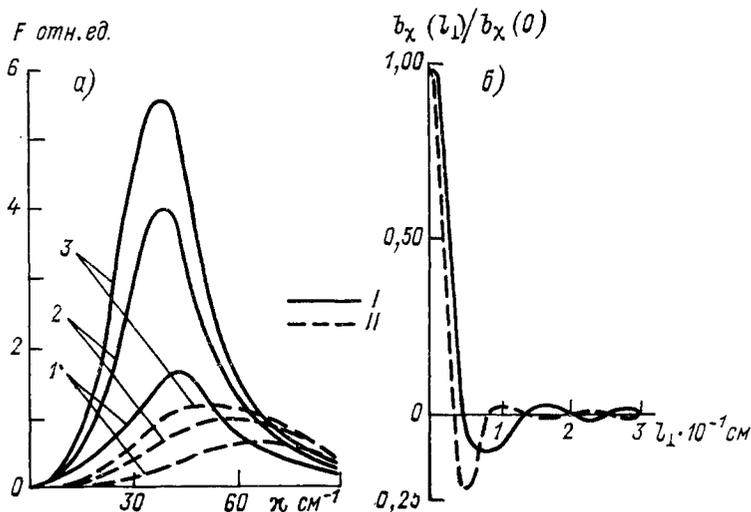


Рис. 2.7. Спектральная плотность светоиндуцированных пространственных флуктуаций диэлектрической проницаемости воздуха в поглощающей пылевой дымке ($N=4 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$, $a=3 \cdot 10^{-4} \text{ см}$, $I_0 \approx 10^4 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$) при t , равном 2 мс (1), 4 мс (2) и 6 мс (3) (а) и нормированная корреляционная функция флуктуаций логарифма амплитуды в приосевой части пучка при $t=2$ мс (б).

I — $z=2 \cdot 10^2 \text{ см}$, II — $z=0,6 \cdot 10^2 \text{ см}$.

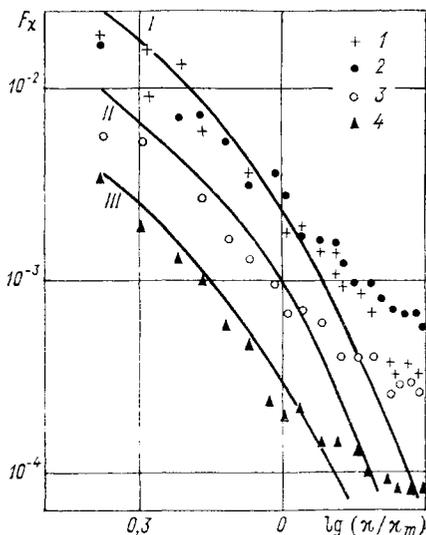


Рис. 2.8. Лабораторные измерения в кювете с турбулизованной жидкостью (точки) и расчеты (кривые) спектров пространственных флуктуаций излучения лазера на рубине.

Точка	1	2	3	4
t/t_H	1/27	1/35	2/5	31/35
W_0 Дж	23	100	100	100

В заключение приведем первые результаты экспериментов [1] по исследованию неаддитивности влияния тепловой нелинейности и турбулентности. Среда моделировалась в кювете слабопоглощающей турбулизованной жидкостью ($C_{\varepsilon}^2 \approx 5,4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-2/3}$; $\kappa_m = 57 \text{ см}^{-1}$, $\alpha_g = 4 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, $z = 25 \text{ см}$). В качестве источника мощного излучения использовался многомодовый лазер на рубине ($W_0 = 30 \div 120 \text{ Дж}$, $\theta_0 \approx 10^{-2} \text{ рад}$, $R_0 \approx 1 \text{ см}$, $\lambda = 0,69 \text{ мкм}$).

На рис. 2.8 приведены результаты измерений одномерных спектров флуктуаций интенсивности в различные моменты времени с начала лазерного воздействия. С учетом частичной когерентности реального источника излучения при выполнении требования $\kappa_m \theta_0 z \gg 1$ в качестве параметра ξ_T , фигурирующего в теоретической модели [1], использовалась величина $(\xi_T)_{\text{eff}} = (g_0 \sqrt{t/t_u})/\theta_0$, которая принимала значения 0, 2 и 3. Расчетные I, II и III на рис. 2.8, соответствующие этим значениям ξ_T , качественно согласуются с измеренными. При этом с увеличением энергии импульсов, как и следует из теории (см. рис. 2.5), флуктуации ослаблялись.

2.4. Развитие неустойчивостей при импульсном тепловом самовоздействии частично когерентного излучения

Пучки высокоэнергетического лазерного излучения являются как правило частично когерентными. В этой связи представляет интерес задача эволюции начальных случайных возмущений излучения с учетом тепловой нелинейности среды. Исследованию этой задачи посвящен ряд публикаций, носящих оценочный характер [8, 9, 14, 15, 19].

В [14, 15] проведен анализ пространственно-временной зависимости начальных возмущений вида

$$E(z=0, \vec{r}_{\perp}, t) = E_0 + E_{\text{сл}}, \quad (2.24)$$

где E_0 и $E_{\text{сл}}$ — комплексные амплитуды регулярной и случайной составляющих с глубиной модуляции $|E_{\text{сл}}/E_0| \ll 1$. Случайные поля $\text{Re } E_{\text{сл}}$ и $\text{Im } E_{\text{сл}}$ предполагаются статистически независимыми и гауссовскими с дисперсиями σ_1 , σ_2 и радиусами пространственной корреляции R_1 , R_2 .

Параметрами, определяющими режимы эволюции спектральных амплитуд начальных возмущений, являются: $z_D = kR_i^2$ — дифракционная длина, где $i=1, 2$; $s = kz(\varepsilon_N/2)$ — самонаведенный набег фазы поля E_0 (или $z_N = s^{-1}$ — характерная длина развития неустойчивости), где ε_N — решения вида (2.4) или (2.5); $\kappa_{\text{ф}} \approx 2\pi/R_i$ — френелевская частота.

Расчет [14, 15] ограничен случаем больших самонаведенных набегов фазы ($s \gg 1$) и базируется на уравнении вида (2.17) при $\varepsilon_{\text{кр}} = 0$ и задании функции $\chi_{\text{кр}}$ в правой части уравнения в приближении заданного случайного поля. Для восстановления дисперсии

пространственных флуктуаций излучения σ_x^2 из решения уравнения (2.16), (2.17) применялись асимптотические методы Лапласа и перевала, что потребовало выделения больших параметров задачи. Так, предполагается одновременное выполнение условий:

$$s_k = (s z_m^2 / \kappa_\Phi^2)^{1/3} \gg 1; \quad D = (\kappa_m / \kappa_\Phi)^2 \leq 1, \quad (2.25)$$

ограничивающих диапазон дистанций распространения, для которых справедливы оценочные решения. Здесь κ_m — характерная ширина спектра пространственных частот начальных возмущений $E_{сл}$.

В режиме изобарного теплового самовоздействия (2.17) плоской волны в случае амплитудной модуляции ($\sigma_1^2 \neq 0$, $\sigma_2^2 = 0$) оценки имеют вид:

$$\sigma_x^2 \sim \sigma_1^2 (Ds)^{-1/4} \left\{ 1 - \cos \left[\frac{2\pi}{3} + \frac{\sqrt{27}}{2} (2Ds)^{1/2} \right] \right\} \exp(2Ds)^{1/2}$$

при $z_N \leq z \leq kR_1^2 s^{1/2}$; (2.26)

$$\sigma_x^2 \sim \sigma_1^2 (2s)^{-1/2} \left\{ 1 + 2D^{-1} \sin \left[-\frac{5\pi}{4} + 6,8s^{1/2} \right] \right\} \exp(8s)^{1/2}$$

при $z_N, kR_1^2 \ll z$. (2.27)

Таким образом, дисперсия σ_x^2 с увеличением энергетики лазерного импульса осциллирует с экспоненциально растущей огибающей, характеризуемой инкрементами $\Gamma = (2Ds)^{1/2}$ в первом случае и $\Gamma = (8s)^{1/2}$ во втором случае. Во втором случае инкремент не зависит от характерного размера неоднородностей R_1 . Если $\sigma_1^2 = 0$, $\sigma_2^2 \neq 0$, тогда для первого типа трассы $\sigma_x^2 \sim \sigma_2^2 (D^7 s^{-1})^{1/4} \left\{ 1 - \cos \left[\sqrt{27}/2 (2Ds)^{1/2} \right] \right\} \exp(2Ds)^{1/2}$, что дает в D^2 раз меньшие значения по сравнению с амплитудной модуляцией. Для второго типа трассы решение отличается от (2.27) лишь знаком минус перед функцией синуса, т. е. вне зависимости от характера исходной модуляции будет происходить экспоненциальный рост дисперсии интенсивности лазерного излучения, что согласуется с результатами численных расчетов, опубликованных в [8].

В режиме изохорного теплового самовоздействия (2.16) за счет влияния смешанных амплитудно-фазовых возмущений $\sigma_1^2 + \sigma_2^2 = \sigma^2$ получено, что величина дисперсии пространственных флуктуаций $\sigma_x^2 \sim \sigma^2 \exp[2,85(z/z_N)^{1/3}]$; это справедливо на расстояниях порядка $kR_1^2 \ll z_N < z$.

Для пространственно-ограниченного коллимированного пучка [14, 15], в отличие от результатов для плоской волны, при радиусе пучка $R_0 \rightarrow 0$ происходит соответствующее уменьшение скорости роста неустойчивостей. Для пространственных частот $\kappa \leq \kappa = kR_0/z$ ограниченность пучка можно не учитывать. Учет

ограниченности пучка приводит к подавлению или спаду скорости роста неустойчивостей в высокочастотной области спектра $\kappa \gg \kappa_0$. Для сфокусированного пучка характерной частотой при $z \gg R_0$ служит $\kappa_0^\Phi \approx (kR_0/z)(1 - z/F_0)$, где F_0 — фокусное расстояние. Всегда есть полоса неустойчивых частот, которая не зависит от ограниченности пучка:

$$\left(\frac{z}{F_0}\right)(2\kappa_\Phi s^{-1/2})[\ln R/(z - F_0)]^{-1} \lesssim \kappa \lesssim \kappa_0^\Phi.$$

Анализ самовоздействия частично когерентного пучка с установлением границ применимости различных физических приближений становится возможным при решении параболического уравнения для начальных случайных реализаций волнового поля с заданными статистическими свойствами и последующем усреднении решений по ансамблю их реализаций, т. е. методом статистических испытаний. Такие исследования осуществлены в ряде работ [2, 3, 9]. В [3] проведено решение задачи самовоздействия пространственно-некогерентных двумерных световых пучков с произвольной шириной частотного спектра на примере среды с локальной кубической флуктуирующей нелинейностью Керровского типа с учетом инерционности последней.

Было установлено, что в пучке широкополосного источника не появляется никаких особенностей при его самофокусировке — он фокусируется как целое, в то же время в пучке узкополосного источника в нелинейной среде появляется дополнительная пространственная модуляция, приводящая к его распаду на фрагменты. В [16] изучалась задача о тепловой дефокусировке импульсного двумерного частично когерентного пучка. Выбиралась следующая физическая модель процесса. В начальной плоскости $z=0$ в течение времени t_n (длительности импульса) амплитуда пучка $E(x, z=0)$ детерминирована, но для каждого импульса принимает случайные значения, распределенные по нормальному закону. Излучение состоит из цуга импульсов, длительность каждого из которых значительно меньше времени теплопроводности на масштабе пучка $t_n \ll R_0^2/4\chi$. Период следования импульсов напротив много больше времени теплопроводности и, таким образом, каждый из импульсов распространяется независимо друг от друга, т. е. является реализацией случайного процесса. Параметрами задачи являются $\mathcal{P}^2 = W_0/W_{кр}$ — число нелинейности, равное отношению энергии импульса к критической энергии нестационарной тепловой дефокусировки; $N_k = R_0^2/R_{к0}^2$ — число пространственных неоднородностей в поперечном сечении пучка ($R_{к0}$ — начальный радиус когерентности волны), $t = t/t_n$ — безразмерное время.

На рис. 2.9 представлены профили мгновенной интенсивности в сечении пучка, соответствующие различным моментам времени. Численные исследования показали, что благодаря наличию абераций, возникающих на дистанции $z > 0,15L_N(t)$, где $L_N(t) = kR_0^2 W_0^{-1/2}(t) W_{кр}^{1/2}$ — длина тепловой дефокусировки, происходит сильная

модуляция пространственной структуры пучка. Это выражается в росте дисперсии флуктуации интенсивности и уменьшении радиуса корреляции волн.

В работе [9] экспериментально и теоретически методами статистических испытаний и возмущений исследована задача о пространственной когерентности при прохождении импульсного случайно-модулированного пучка через нелинейную среду. Установ-

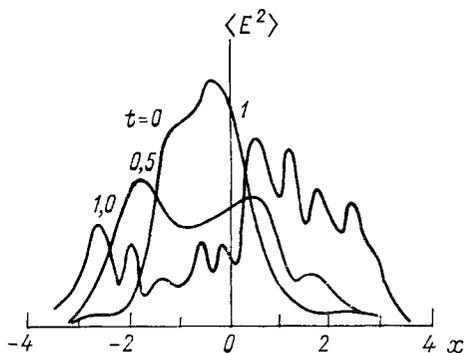


Рис. 2.9. Динамика развития во времени пространственной модуляции пучка с $\mathcal{P}^2=10$ и $N_K=4$.

лена существенная зависимость пространственной когерентности от статистики падающей волны.

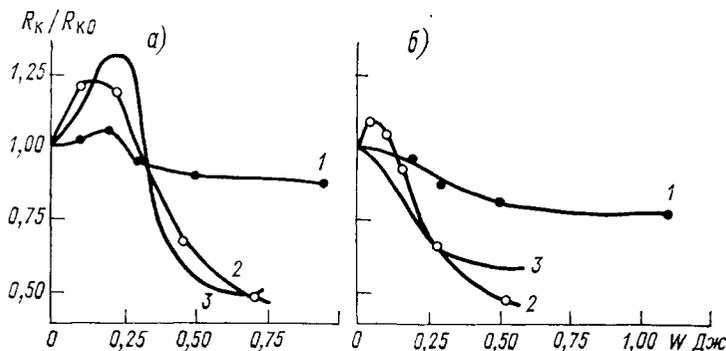


Рис. 2.10. Зависимость отношения R_K/R_{K0} от W для $z_{фв}$, равных 5 (а) и 10 см (б), полученная экспериментально (1), методом статистических испытаний (2) и методом возмущений (3).

В лабораторном эксперименте вариация статистики начального поля обеспечивалась различным расположением фазового экрана, формирующего случайную модуляцию пучка, перед входным окном кюветы с поглощающей жидкостью, имитирующей нелинейную среду. В качестве источника излучения использовался рубиновый лазер. Радиус когерентности в эксперименте R_K находился по значению разноса интерферирующих пучков, когда видность интерференционной картины принимала значение 0,5.

На рис. 2.10 показана зависимость R_K/R_{K0} от энергии в импульсе. Здесь же представлены результаты, полученные для

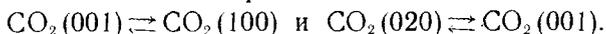
условий эксперимента методами статистических испытаний и возмущений. Из эксперимента следует, что рост и падение R_K в начальные моменты времени для расстояния от экрана до кюветы $z_{\text{фз}}=5$ см (рис. 2.10 а) сменяется монотонным уменьшением при $z_{\text{фз}}=10$ см (рис. 2.10 б). Результаты теоретических расчетов как методами статистических испытаний, так и методом возмущений указывают на такие же закономерности в процессе. Показано, что изменение радиуса когерентности в начале импульса определяется тенденцией изменения взаимной корреляции амплитуды и фазы $B_{A\phi}$ на входе в среду. При $\partial B_{A\phi}/\partial z < 0$ $\partial R_K/\partial t > 0$ и пространственная когерентность в начале импульса улучшается. При $\partial B_{A\phi}/\partial z > 0$ $\partial R_K/\partial t < 0$ и пространственная когерентность уменьшается. В дальнейшем с возрастанием времени во всех случаях происходит падение радиуса когерентности. Этот эффект, как было установлено выше, связан с процессом абберационного расслоения случайно модулированного пучка при его тепловом самовоздействии.

2.5. Эффект самофокусировки излучения CO_2 -лазера в условиях нестационарного кинетического охлаждения

При распространении в атмосфере излучения CO_2 -лазера возможен нестационарный эффект кратковременного (до 10^{-1} с) охлаждения среды за счет особенностей процессов резонансного взаимодействия излучения с молекулами углекислого газа. Указанный эффект представляет интерес с точки зрения создания условий для самофокусировки светового пучка.

Результаты теоретического и экспериментального исследования кинетики охлаждения газов CO_2 , N_2O , CD_4 , CH_3F при импульсном лазерном воздействии обобщены в [6]. Численное моделирование процесса самовоздействия при кинетическом охлаждении для условий земной атмосферы проведено в [11, 16].

Сущность эффекта кинетического охлаждения в атмосфере обусловлена временной задержкой термализации энергии резонансного поглощения излучения в областях 10,6 и 9,4 мкм соответственно на колебательных переходах:



При переходе молекулы CO_2 из первого возбужденного состояния 100 во второе 001 нарушается больцмановское распределение энергии в ансамбле молекул CO_2 . При стремлении к термодинамическому равновесию часть энергии из поступательных степеней свободы передается на уровень 100 за время $5 \cdot 10^{-7}$ с через трансляционные уровни 010 и 020, что приводит в итоге к охлаждению воздуха. Наличие близко расположенного к 001 колебательного уровня азота частотой ω_{N_2} способствует быстрой за время $\sim 10^{-7}$ с дезактивации уровня 100. Поскольку в атмосфере концентрация молекул N_2 примерно в 2500 раз больше, практически вся колебательная энергия молекул CO_2 в условиях локального термодина-

мического равновесия запасается в возбужденных молекулах N_2 . Суммарное время термализации поглощенной энергии лазерного излучения t^* составляет в обычных условиях (на уровне моря) примерно $5 \cdot 10^{-3}$ с; с высотой оно увеличивается.

Конкурирующим с охлаждением эффектом является нагревание за счет поглощения излучения CO_2 -лазера в крыле полосы поглощения паров воды 6,3 мкм; $V-T$ -релаксация этого уровня является малонинерционным процессом и происходит за время примерно 10^{-7} с.

Мощность объемных источников энерговыделения в смеси газов описывается соотношениями вида (1.25) и (1.26). Без учета насыщения поглощения в CO_2 для эффективной длины самовоз-

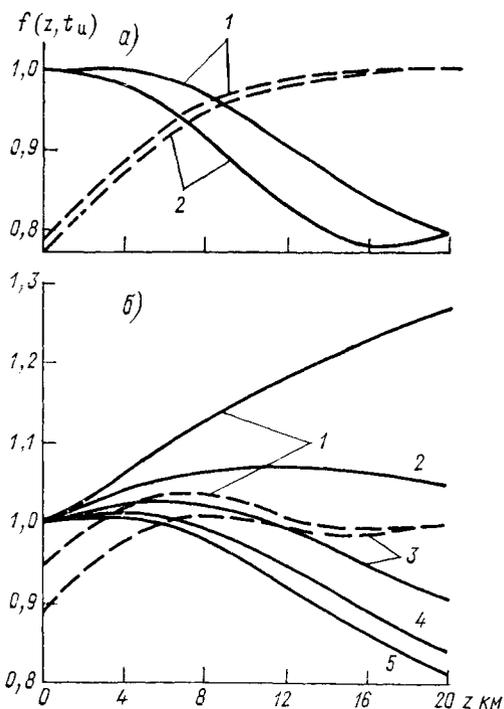


Рис. 2.11. Зависимость безразмерной ширины пучка от дальности на трассах распространения снизу вверх (пунктир) и сверху вниз (сплошные линии) для стандартных моделей зимней (а) и летней (б) атмосферы средних широт.

Кривая	1	2	3	4	5
t^*/t_H	0,25	0,5	1	2	4

действия в области $t^*/t \gg 1$, где t^* — время термализации, справедливо выражения типа (2.10) и (2.11) с заменой:

$$\alpha_g \rightarrow \alpha_\Sigma \approx \alpha_{H_2O} - 1,44\alpha_{CO_2}.$$

Характер изменения структуры коллимированного гауссового пучка детально исследовался в [11] на основе численного моделирования нелинейного параболического уравнения с учетом механизма кинетического охлаждения. Результаты расчетов безразмерной ширины пучка, распространяющегося по вертикальным трассам снизу вверх ($\theta=0^\circ$) и сверху вниз ($\theta=180^\circ$), показаны на рис. 2.11. При распространении излучения по схеме сверху вниз фокусировка пучка выражена наиболее ярко. Причем для модели летней атмосферы более высокие абсолютные концентрации содержания водяного пара способствуют уменьшению роли эффекта кинетического охлаждения. Расчеты показали определяющую роль параметра t^*/t . Так, в случае модели летней атмосферы для

$z=20$ км и схемы распространения снизу вверх распределение в сечении пучка при $t^*/t_n=0,25$ имеет вид «горячего кольца» с провалом на оси, которое характерно для процесса с преобладанием дефокусировки излучения. При $t^*/t_n \approx 1$ кольцевая структура сглаживается и при $t^*/t_n=4$ распределение представляет собой узкий пик на оси пучка. В зимней атмосфере уже при $t^*/t=0,5$ фокусировка пучка является преобладающим эффектом; пиковая интенсивность увеличивается в 1,5—2 раза.

В заключение приведем результаты анализа [14] развития начальных возмущений структуры пучка в условиях эффекта изобарного кинетического охлаждения. В угловом спектре возмущений самофокусирующегося пучка с эффективным фокусным расстоянием F на дистанции $z < F = f/f'$ можно выделить три характерные области пространственных частот, ограниченных параметрами

$$\kappa_n \approx 2\kappa_\phi (z/F) [F/(F-z)]^{1/2} [\ln F/(F-z)^{-1}] s^{-1/2}, \quad (2.28)$$

$$\kappa_{np} \approx 2\kappa_\phi [F/(F-z)]^{1/2} s^{1/4}, \quad (2.29)$$

где s — самоиндуцированный набег фазы в среде с эффективным коэффициентом α_Σ .

В низкочастотной области $\kappa \ll \kappa_n$ нелинейностью κ_{np} можно пренебречь.

В промежуточной области $\kappa_n \ll \kappa \ll \kappa_{np}$ и $s \gg 1$ происходит экспоненциальное возрастание спектральных амплитуд возмущений по закону $\sim \Omega^{-1/2} \exp[3\Omega]$, где $\Omega = (F(F-z)/z^2)^{1/3} [\ln F/(F-z)]^{2/3}$, т. е. в сравнении с эффектом лазерного нагрева нарастание спектральных амплитуд происходит в 2 раза быстрее.

В высокочастотной области $\kappa \gg \kappa_{np}$ спектральные амплитуды нарастают как $\sim s^{-1/4} \exp[(2s)^{1/2}]$ и при одинаковых значениях s не зависят от знака нелинейности и κ .

ГЛАВА 3. СТАЦИОНАРНОЕ ТЕПЛОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НЕЗАМУТНЕННОЙ АТМОСФЕРЕ

Среди нелинейных эффектов теплового самовоздействия самый низкий порог по мощности имеют эффекты стационарного самовоздействия, поэтому их влияние на распространение лазерных пучков в незамутненной атмосфере является наиболее сильным. Характер проявления нелинейных искажений лазерных пучков существенно зависит от режима источников излучения, геометрии пучков, метеорологических условий на атмосферной трассе. Выбор оптимальных условий распространения, применение программного и адаптивного управления параметрами пучка способны существенно улучшить качество передачи лазерной энергии в атмосфере.

3.1. Классификация искажений и критериев качества лазерных пучков

Для теплового самовоздействия непрерывного и квазинепрерывного лазерного излучения в газовой атмосфере характерен изобарный процесс формирования термической линзы, искажающей пучок. Тепловой баланс в среде устанавливается за счет факторов охлаждения, обусловленных вынужденной конвекцией, сканированием, температуропроводностью, свободной конвекцией, турбулентным перемешиванием.

В математическом плане постановка задачи сводится к системе уравнений:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_{\perp} E + k^2 \tilde{\epsilon} (E E^*) E + i k \alpha_g E = 0,$$

$$E_{z=0} = E_0 f(x, y). \quad (3.1)$$

— уравнение квазиоптики для амплитуды волны E с соответствующим граничным условием;

$$\tilde{\epsilon} = -\epsilon_0^{-1} \left| \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right| \tilde{T} \quad (3.2)$$

— соотношение связи;

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + \vec{v} \nabla_{\vec{R}} \tilde{T} = \chi_g \Delta \tilde{T} + \frac{\alpha_g I}{c \rho_0 g} \quad (3.3)$$

— уравнение температуропроводности.

Важнейшими энергетическими характеристиками ограниченного волнового пучка в неоднородной рефракционной ослабляющей среде являются его эффективные параметры:

$$\vec{R}_c(z) = \frac{1}{P(z)} \iint_{-\infty}^{\infty} \vec{R} I(\vec{R}, z) d^2 R \quad (3.4)$$

— центр тяжести пучка;

$$R_e^2(z) = \frac{1}{P(z)} \iint_{-\infty}^{\infty} R^2 I(\vec{R}, z) d^2 R \quad (3.5)$$

— квадрат полной эффективной ширины пучка;

$$R_{e0}^2 = R_e^2 - R_c^2$$

— квадрат относительной эффективной ширины пучка;

$$P(z) = \iint_{-\infty}^{\infty} I(\vec{R}, z) d^2 R$$

— мощность пучка, подчиняющаяся уравнению

$$\frac{\partial P(z)}{\partial z} = -\alpha_g(z) P(z). \quad (3.6)$$

Зависимость $\alpha_g(z)$ отражает факт неоднородности поглощения излучения вдоль направления распространения, что реализуется на вертикальной и наклонной трассах в атмосфере.

Уравнения, описывающие эволюцию эффективных параметров пучка, имеют вид [28]:

$$\frac{d^2 \vec{R}_c}{dz^2} = \frac{1}{P(z)} \iint_{-\infty}^{\infty} \nabla_{\vec{R}} \tilde{\varepsilon}(\vec{R}, z) I(\vec{R}, z) d^2 R, \quad (3.7a)$$

$$\frac{d^3 R_e^2}{dz^3} = \frac{1}{P(z)} \iint_{-\infty}^{\infty} \nabla_{\vec{R}} \tilde{\varepsilon} \vec{I}_{\perp} d^2 R + \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{P(z)} \iint_{-\infty}^{\infty} \vec{R} \nabla_{\vec{R}} \tilde{\varepsilon} I d^2 R \right]. \quad (3.7b)$$

Здесь $\vec{I}_{\perp} = I \cdot \nabla_{\vec{R}} \psi$ — поперечная составляющая вектора Умова — Пойнтинга, ψ — эйконал волны.

Для заданного на входе в среду гауссова пучка

$$E(\vec{R}, z=0) = E_0 \exp \left\{ -\frac{\vec{R}^2}{2R_0^2} - \frac{ik\vec{R}^2}{2F} \right\}$$

граничные условия к (3.7) имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{R}_c(z=0)}{dz} - \vec{R}_c(z=0) &= 0; \quad R_e^2(z=0) = R_0^2; \\ \frac{dR_e^2(z=0)}{dz} &= \frac{2R_0^2}{F}; \quad \frac{d^2 R_e^2(z=0)}{dz^2} = \frac{2R_0^2}{F^2} + \\ &+ \frac{2}{k^2 R_0^2} + \frac{1}{P(0)} \iint_{-\infty}^{\infty} \vec{R} \nabla_{\vec{R}} \tilde{\varepsilon}(z=0) I(z=0) d^2 R. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Здесь R_0 — начальный радиус, F — фокусное расстояние передающей апертуры пучка.

Из (3.7) следует существование двух интегральных масштабов длины, характеризующих поведение пучка в нелинейной среде [28]:

$$L_c = R_0^{1/2} \left[\frac{1}{4P(0)} \left| \iint_{-\infty}^{\infty} \nabla_{\vec{R}} \tilde{\varepsilon}(z=0) I(z=0) d^2 R \right| \right]^{-1/2}, \quad (3.9)$$

$$L_N = R_0 \left[\frac{1}{2P(0)} \left| \iint_{-\infty}^{\infty} \vec{R} \nabla_{\vec{R}} \tilde{\varepsilon}(z=0) I(z=0) d^2 R \right| \right]^{-1/2}. \quad (3.10)$$

Физическое содержание масштабов определяет классификацию искажений геометрии пучка при самовоздействии. Первый масштаб L_c указывает на существенное смещение пучка как целого, когда $|\vec{R}_c| = R_0$, при достижении дистанции

$$z \geq L_c. \quad (3.11)$$

Второй масштаб L_N характеризует угловую расходимость пучка, приводящую к его дефокусировке либо фокусировке. Условие проявления этого эффекта $|R_e^2 - R_0^2| = R_0^2$ выражается неравенствами:

$$z \geq L_N, \quad \theta_N = R_0/L_N \geq \theta_0, \quad (3.12)$$

где θ_0 — начальная угловая дифракционная расходимость пучка, θ_N — нелинейная расходимость пучка.

Из (3.7) следует, что на малых дистанциях $z \ll L_d, L_N, L_c$ эффективная ширина гауссова пучка определится как

$$R_e^2(z) = R_0^2 \left[\left(1 - \frac{z}{F}\right)^2 + (\theta_0^2 \pm \theta_N^0) z^2 \right]. \quad (3.13)$$

Знак перед θ_N в (3.13) совпадает со знаком выражения, стоящего под модулем в (3.10). В случае минуса (3.13) описывает фокусировку пучка, а плюса — дефокусировку. В (3.13)

$$\theta_0 = (kR_0)^{-1}.$$

Конкретные выражения для длин нелинейного взаимодействия можно получить рассматривая тип взаимодействия излучения и среды.

Динамика тепловой линзы определяется режимом нагрева и условиями теплопередачи в среде: теплопроводностью, вынужденной конвекцией (ветер, сканирование пучка), свободной конвекцией.

Будем считать, что ветер постоянен по величине и направлению и ориентирован вдоль оси x .

Значения характерных длин для наиболее важных условий теплопереноса и гауссова пучка сведены в табл. 3.1. В таблице

$$t_v = R_0/v_0, \quad t_k = R_0/v_k, \quad t_x = R_0^2/4\gamma_g$$

— времена установления стационарного градиента температуры в пучке за счет ветрового переноса, свободной конвекции, теплопроводности соответственно;

$$v_k = \left(\alpha_g P_0 g \left| \frac{\partial \rho_g}{\partial T} \frac{1}{\rho_g} \right| / \pi c_p \rho_g \right)^{1/3}$$

— скорость свободной конвекции [21]; g — ускорение свободного падения.

Необходимо отметить, что при определении порогов нелинейных тепловых эффектов по критерию (3.11), (3.12) снимается известная проблема занижения нелинейной длины в 2 раза, что имело место в приближенных методиках оценки порогов (безаберрационное приближение, приближение геометрической оптики [11, 44]).

При изучении влияния атмосферы как ослабляющей и искажающей среды на распространение лазерного излучения и интерпретации экспериментальных данных возникает проблема выбора критерия оценки эффективности использования пучков с различ-

Интегральные масштабы стационарных тепловых искажений гауссова пучка

Условия теплопередачи	Значение масштаба нелинейности	Вид искажения
$t \gg t_v, t_v \ll t_k, t_\chi$	$L_c = \left(\frac{8\pi R_0^4 c_p \rho g}{\left \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right a_g P_0 t_v} \right)^{1/2}$ $L_N = \left(\frac{8\sqrt{2\pi} R_0^4 c_p \rho g}{\left \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right a_g P_0 t_v} \right)^{1/2}$	Ветровое отклонение, дефокусировка
$t \gg t_k, t_k \ll t_v, t_\chi$	$L_c = \left(\frac{8\pi R_0^4 c_p \rho g}{\left \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right a_g P_0 t_k} \right)^{1/2}$ $L_N = \left(\frac{8\sqrt{2\pi} R_0^4 c_p \rho g}{\left \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right a_g P_0 t_k} \right)^{1/2}$	Отклонение пучка навстречу конвективному всплыванию среды (при горизонтальном распространении), дефокусировка
$t \gg t_\chi, t_\chi \ll t_k, t_v$	$L_c = \infty$ $L_N = \left(\frac{8\pi R_0^4 c_p \rho g}{\left \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right a_g P_0 t_\chi} \right)^{1/2}$	Дефокусировка

ными геометрическими и энергетическими характеристиками. Локальной характеристикой качества передачи лазерной энергии является число Штреля St , равное отношению пиковой интенсивности пучка в плоскости наблюдения z к соответствующему значению интенсивности I_d в плоскости z в вакууме [17]:

$$St(z) = \max \{ I(x, y, z) / I_d(x, y, z) \}. \quad (3.14)$$

К интегральным критериям качества, характеризующим поведение пучка в нелинейной среде, относятся: смещение центра тяжести \bar{R}_c , эффективная ширина пучка R_e^2 и мощность, принимаемая на апертуру заданной площади S , расположенную в плоскости наблюдения z :

$$P_S = \int_S I(x, y, z) dS'. \quad (3.15)$$

Для ряда задач атмосферной нелинейной оптики представляет интерес не распределение интенсивности излучения в плоскости

приема, а некоторое среднее значение, характеризующее изменение в нелинейной среде геометрии и энергетики пучка как целого. Рассматривая пучок в целом как переносчик энергии, можно охарактеризовать качество передачи лазерной энергии эффективной интенсивностью пучка [28]

$$I_e(z) = \frac{P(0) e^{-\int_0^z \alpha_g(z') dz'}}{\pi (R_e^2(z) - R_c^2(z))}. \quad (3.16)$$

Введение эффективной интенсивности пучка в виде (3.16) обусловлено неоднородностью поглощения атмосферы, описываемой величиной $\alpha_g(z)$, и нарушением симметрии задачи за счет появления смещения центра тяжести пучка при наличии поперечного движения среды. Эффективная интенсивность позволяет сравнивать как пучки одного класса (например, гауссовы пучки с различным радиусом и мощностью), так и пучки различных классов между собой. Для пучков различного профиля степень нелинейных искажений в атмосфере определяется начальной эффективной интенсивностью.

3.2. Стационарное тепловое искажение гауссовых лазерных пучков в однородном ветровом потоке

Задача о тепловых искажениях гауссовых пучков, область пространства которых пересекает однородный ветровой поток,— одна из наиболее полно исследованных в проблеме самовоздействия волновых пучков. Описание основных закономерностей ветровой рефракции гауссовых пучков, включая анализ приближенных и численных методов исследования, систематизацию экспериментальных данных и их интерпретацию, приведено в монографиях и обзорах [8, 13, 21, 23, 27, 37, 44].

С целью выделения основных режимов тепловых искажений рассмотрим эталонную задачу самовоздействия. Считается, что ветер постоянен и направлен вдоль оси x ($\vec{v} = \vec{v}_x = \vec{v}_0$), ослабление на трассе невелико ($\alpha_g z \ll 1$), теплообмен в среде осуществляется за счет вынужденной конвекции ($R_0/v_0 \ll R_0^2/4\chi_g$).

Тепловые искажения лазерных пучков при ветровом замыкании канала распространения обычно характеризуются параметром нелинейности $\mathcal{F}_T^2 = L_d^2/L_T^2 = P_0/P_{кр}$ [8], где

$$L_T = \left(\frac{\pi c \rho_0^2 v_0 R_0^3}{|\partial \epsilon / \partial T| \alpha_g P_0} \right)^{1/2}$$

— длина нелинейности, вычисленная в безабберационном приближении,

$$P_{кр} = \pi c \rho \rho_g v_0 \left(\alpha_g \left| \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right| k^2 R_0 \right)$$

— характерная мощность проявления эффекта. В такой форме параметр \mathcal{P}_T^2 входит в параболическое уравнение, записанное в так называемом критериальном виде [8].

Критериальная запись параболического уравнения предполагает его обезразмеривание, определенное правилом: $\bar{E} = E/E_0$, $\bar{z} = z/kR_0^2$, $\bar{R} = R/R_0$. При этом задача сводится к исследованию уравнения

$$2i \frac{\partial \bar{E}}{\partial \bar{z}} + \Delta_{\perp} \bar{E} - \mathcal{P}_T^2 \bar{E} \int_{-\infty}^{\bar{x}} \bar{E}^2 d\bar{x}' = 0, \quad (3.17)$$

$$\bar{E}(\bar{x}, \bar{y}, 0) = \exp(-\bar{x}^2 - \bar{y}^2).$$

Если нормировка дистанции распространения осуществляется на масштаб $L_T (\bar{z} = z/L_T)$, то уравнение (3.17) трансформируется к виду [21]

$$2i \frac{\partial \bar{E}}{\partial \bar{z}} + e_0 \Delta_{\perp} \bar{E} - \frac{1}{e_0} \bar{E} \int_{-\infty}^{\bar{x}} \bar{E}^2 d\bar{x}' = 0, \quad (3.18)$$

где $e_0 = \mathcal{P}_T^{-1}$.

Форма (3.18) удобна при решении задач для сильной нелинейности, когда $\mathcal{P}_T \gg 1$, в то время как форма (3.17) используется при изучении дифракции в нелинейной среде, где \mathcal{P}_T принимает умеренные значения.

3.2.1. Коллимированный пучок

На основе качественного анализа задачи можно выделить предельные случаи распространения коллимированных пучков в условиях тепловых искажений. 1) $\mathcal{P}_T < 1$ — квазилинейное распространение; 2) $\mathcal{P}_T \sim 1$; $z/kR_0^2 \ll 1$ — геометрооптическое приближение, $z/kR_0^2 \geq 1$ — совместное проявление дифракции и тепловой линзы; 3) $\mathcal{P}_T \gg 1$; $z/kR_0^2 < 1$ — область сильных тепловых искажений, $z/kR_0^2 \geq 1$ — область дифракционного расплывания нелинейно искаженного пучка.

Решение задачи в случаях 1 и 2 возможно с использованием приближенных методов (например, с помощью вариационного безабберационного метода), а в случае 3 — лишь на основе численных решений параболического уравнения либо уравнения переноса яркости.

Ветровая рефракция гауссова пучка характеризуется смещением пучка как целого на ветер, его сжатием вдоль направления ветра и расширением вдоль перпендикулярного к ветру направ-

ления, абберрационными эффектами [44]. Проявление этих факторов зависит от режима искажений. Режим сильных нелинейных искажений наиболее неблагоприятен с точки зрения распространения пучка на протяженной трассе. Детальное исследование данного режима обеспечивает не только получение информации о его протекании, но и указывает на способы устранения сильных искажений.

В настоящее время получено достаточно много результатов численного исследования задачи ветровой рефракции. Обратимся

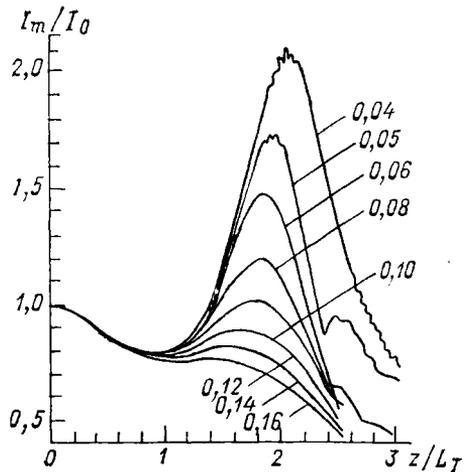


Рис. 3.1. Зависимость максимальной интенсивности I_m коллимированного гауссова пучка от дистанции z/L_T при разных значениях e_0 (цифры у кривых).

к некоторым, наиболее характерным из них. Можно отметить следующие закономерности.

На начальном участке трассы, протяженность которого зависит от силы нелинейной тепловой линзы и при $P_T \gg 1$ составляет $L_T \div 2L_T$, пучок приобретает максимальные приращения углов расходимости и смещения центра тяжести. Структура интенсивности пучка деформируется и первоначально круглый пучок трансформируется в серпообразный, с выпуклой стороной, обращенной к ветру [44]. В области дистанций $\sim 2L_T$ формируется зона локальной фокусировки (рис. 3.1) [46], координаты которой совпадают с положением каустики, если рассматривать задачу в приближении геометрической оптики [44].

На рис. 3.2 представлено изменение вдоль оси x интегральных параметров пучка: относительного смещения центра тяжести $|\bar{R}_c|/R_0$ (рис. 3.2 а), эффективных относительных размеров по осям $R_{ex, y}/R_0$ (рис. 3.2 б), а также относительного смещения максимума интенсивности $|\bar{R}_m|/R_0$ (рис. 3.2 а) [46]. Следует отметить, что интегральные параметры в области $P_T^2 \gg 1$ слабо зависят от числа нелинейности [16], в отличие от поведения локальной структуры пучка.

В работе [22] на основе результатов численных экспериментов получены аппроксимационные формулы для интегральных пара-

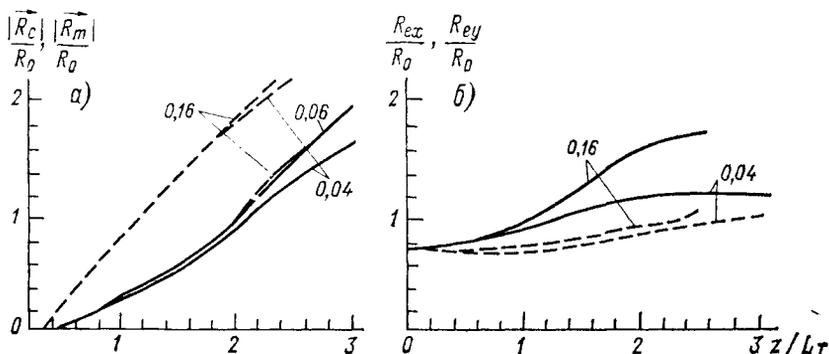


Рис. 3.2. Относительное смещение центра тяжести пучка $|\vec{R}_c|/R_0$ (сплошные кривые) и максимума интенсивности $|\vec{R}_m|/R_0$ (штриховые кривые) (а) и относительные размеры пучка по осям x (штриховые кривые) и y (сплошные кривые) (б) при разных значениях e_0 (цифры у кривых).

метров пучка, справедливые для области $\mathcal{P}_T^2 \leq 50$. Соответствующие выражения для смещения центра тяжести пучка имеют вид:

$$R_c/R_0 = -\frac{1}{4} \mathcal{P}_T^2 \chi^{-1} \left\{ \frac{z}{kR_0^2} \operatorname{arctg} \left(\chi \frac{z}{kR_0^2} \right) - 0,5 \chi^{-1} \ln \left[1 + \chi^2 \left(\frac{z}{kR_0^2} \right)^2 \right] \right\}, \quad (3.19)$$

$$R_e/R_0 = \left[1 + (1 + 0,428 \mathcal{P}_T^{1/4}) \left(\frac{z}{kR_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (3.20)$$

$$\chi = 1 + 0,197 \mathcal{P}_T^{1,08}.$$

3.2.2. Сфокусированный пучок

Рассматривается самовоздействие сфокусированных пучков, имеющих начальный профиль

$$E(x, y, 0) = E_0 \exp \left[-\frac{(x^2 + y^2)}{2R_0^2} - ik \left(\frac{x^2}{F_x} + \frac{y^2}{F_y} \right) \right],$$

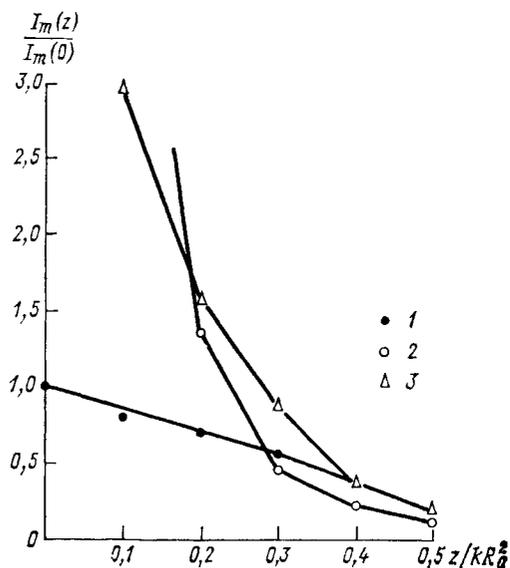
где F_i — радиусы кривизны фазового фронта по осям $i=x, y$. Случай $F_x=F_y=z$ соответствует фокусировке в область геометрического фокуса, $F_x=\infty, F_y=z$ — фокусировке вдоль оси y (цилиндрической фокусировке), $F_y=F_x=\infty$ — коллимированному пучку.

Численные исследования самовоздействия сфокусированных пучков проводились в [36, 44, 46]. Установлено, что для сфокуси-

рованных в геометрический фокус пучков возрастает смещение координат максимума интенсивности и центра тяжести по сравнению с коллимированным пучком. Аберрации таких пучков выражены слабее. С ростом параметра нелинейности происходит приближение дифракционной перетяжки в области фокуса пучка к плоскости излучающей апертуры. При фиксированном расстоянии до плоскости приема z оптимальное значение параметра фоку-

Рис. 3.3. Зависимость максимальной интенсивности дифракционного пятна от расстояния до приемника при $\mathcal{P}_T^2 = 80$.

1 — коллимированный пучок, 2 — симметрично фокусируемый пучок, 3 — цилиндрический пучок.



сировки $\delta = kR_0^2/F$, обеспечивающее максимальную интенсивность, уменьшается по мере увеличения числа нелинейности \mathcal{P}_T . По результатам расчетов в [36] получена эмпирическая формула для оптимального параметра фокусировки:

$$\delta_{opt} = 1 / \left[\frac{z}{kR_0^2} (1 + 0,05 (z/kR_0^2) \mathcal{P}_T) \right]. \quad (3.21)$$

Повышение максимальной интенсивности фокального пятна можно достичь цилиндрической фокусировкой пучка по оси, перпендикулярной направлению движения среды [44, 36].

На рис. 3.3 показаны зависимости максимальной интенсивности дифракционного пятна от расстояния до плоскости наблюдения. Характерным является то, что кривая I_m для цилиндрического пучка лежит выше соответствующих кривых для коллимированного пучка при всех значениях z , в то время как превышение над симметрично сфокусированным пучком наблюдается лишь в ограниченном диапазоне расстояний. По мере усиления нелинейности эта область сдвигается в сторону меньших z .

3.2.3. Самовоздействие пучка импульсно-периодического излучения

В проблеме транспортировки световой энергии в атмосфере возникает задача минимизации искажений пучка, обусловленных нелинейными эффектами. Один из перспективных путей ее решения состоит в использовании импульсно-периодического излучения.

Хорошо известно [44], что для импульсного режима нелинейного взаимодействия дефокусировка отдельного импульса уменьшается с уменьшением длительности импульса. Увеличивая период следования импульсов, возможно реализовать для каждого импульса независимый от других импульсов практически линейный режим распространения. Уменьшение периода следования импульсов, напротив, приводит к усилению тепловых эффектов и, таким образом, становятся возможными эффекты, подобные тепловым искажениям непрерывного излучения. Исследования тепловых искажений лазерных пучков при импульсно-периодическом режиме работы источника проводилось в [23, 41, 51], где рассмотрены как численные [23], так и физические эксперименты [51], даны практические рекомендации.

Процесс распространения импульсов характеризуется длительностью импульса t_n , периодом следования импульсов T_n , временами теплопередачи в среде (времена пробега звука и ветра через поперечник пучка соответственно равны $t_s = R_0/c_s$, $t_v = R_0/v_0$), числом импульсов N_n , энергией отдельного импульса.

Если энергия в отдельном импульсе такова, что не происходит тепловой дефокусировки за время одного импульса, то в этих условиях поведение пучка зависит от параметра $\beta = T_n/t_v$ — безразмерного периода следования импульса. При $\beta > 3$ поглощенная энергия полностью выносится из канала пучка за время T_n и процесс распространения близок к случаю одиночных импульсов. В соответствии с численными экспериментами [23] установлено, что начиная с номера импульса $N_n \gg (8/3)\beta$ ($z < 0,5kR_0^2$) распространение излучения близко к установившемуся.

В установившемся режиме излучения с периодом следования, удовлетворяющим условию $1 \leq \beta \leq 2,8$, возможна фокусировка излучения. Возникновение фокусировки объясняется тем, что при $\beta \geq 1$ последующий импульс распространяется через область, плотность в которой возмущена предыдущим импульсом. Причем часть пучка со стороны набегающего ветрового потока распространяется в холодном воздухе, а другая — подветренная часть, находящаяся в нагретой области, — отклоняется в сторону набегающего потока. Данный рефракционный эффект усиления интенсивности зависит от дистанции и параметра нелинейности импульса

$$\mathcal{P}_n^2 = 2k^2 \alpha_g R_0^2 I_0 t_n \left| \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right| / (c_p \rho_g).$$

Из рис. 3.4 следует, что число Штреля возрастает до 1,2—1,5 на трассах длиной до $z \sim 0,5kR_0^2$. С увеличением длительности импульса $t_v > t_n > t_s$ развивается локальная тепловая дефокуси-

ровка в течение $t_{и}$. В результате число Штреля при установившемся режиме излучения к концу импульса уменьшается до 0,5—0,6 [23].

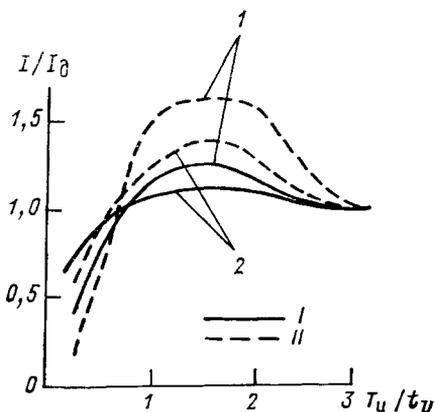


Рис. 3.4. Относительное изменение средней интенсивности частотно-импульсного излучения в атмосфере с тепловой нелинейностью в зависимости от числа импульсов, проходящих за время пробега ветра поперек пучка при z/kR_0^2 , равных 0,25 (I) и 0,5 (II); при \mathcal{P}_T^2 , равных 27 (I) и 13 (2).

3.2.4. Сканирование пучка

Нелинейные искажения в пучке существенно уменьшаются при его сканировании в пространстве против ветрового потока. Если сканирование осуществляется с постоянной угловой скоростью ω_s , то параметр теплового искажения принимает вид

$$\mathcal{P}_T^2(z) = \mathcal{P}_T^2(0) \left(1 + \frac{\omega_s z}{v_0}\right)^{-1}. \quad (3.22)$$

Убывание параметра нелинейности вдоль трассы приводит к сосредоточению тепловой линзы лишь вблизи излучателя, где пучок приобретает углы смещения и расходимости и в дальнейшем распространяется как в линейной среде. Для наиболее типичного режима сканирования, когда $\omega_s z/v_0 \gg 1$, самовоздействие определяется параметром

$$N_\omega = \frac{2kR_0\alpha_g I_0}{c\rho\beta_g\omega_s} \left| \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right|. \quad (3.23)$$

На рис. 3.5 представлены зависимости эволюции эффективных параметров пучка вдоль трассы при различных значениях $\mathcal{P}_T^2(0)$ и отношений $\omega_s z/v_0$ [22], указывающие на снижение тепловых искажений сканируемых пучков с увеличением ω_s .

Рассматривая вопросы сканирования пучка, необходимо затронуть проблему движения среды относительно пучка с околосветовыми скоростями.

При околосветовом обтекании пучка (число Маха $M \rightarrow 1$) в зоне пучка, обращенной к потоку, наблюдается возрастание плотности среды, сменяющееся разрежением в приосевой части. Возникают резкие градиенты диэлектрической проницаемости, способные

привести к распаду пучка на нити, если условие $M \rightarrow 1$ достигается на отрезке трассы $\Delta z > 10^{-1} k R_0^2$ [22].

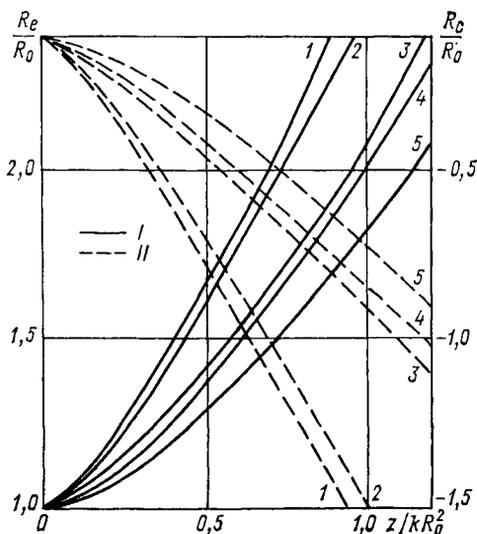


Рис. 3.5. Изменение эффективной ширины (I) и смещение центра тяжести (II) сканируемого пучка при \mathcal{P}_T^2 , равных 275,4 (1), 137,7 (2 и 3), 60,8 (4), 27 (5); $\omega_s z / v_0$, равных 100 (1 и 3), 50 (2 и 4), 20 (5).

3.3. Самовоздействие негауссовых лазерных пучков

Широкий интерес к использованию пучков с начальным профилем интенсивности, отличным от гауссова, возникает в задачах передачи лазерной энергии в атмосфере в связи с возможностью уменьшения нелинейных искажений при изменении амплитудного профиля в начале трассы. Этот интерес обусловлен и тем, что на практике профили пучков мощных лазеров существенно отличаются от гауссовой формы. Так, например, в CO_2 -лазерах часто используются неустойчивые резонаторы, формирующие пучок с провалом интенсивности и распределением интенсивности без осевой симметрии. Для многомодовых пучков лазеров с устойчивыми резонаторами распределение интенсивности является также негауссовым (моды TEM_{01} , TEM_{11} и т. д.). Впервые возможность уменьшения нелинейных искажений для гауссова пучка с провалом на оси показана в [6]. В [44] теоретически и экспериментально исследовано самовоздействие гауссова, диафрагмированного гауссова пучка и пучка с равномерным распределением интенсивности. Показано, что пучок с равномерным распределением интенсивности искажается меньше гауссова, но следует учитывать, что при этом он имел начальный радиус в 2 раза больше, чем радиус гауссова пучка (при одинаковой полной мощности). Самовоздействие пучков сложного профиля теоретически изучалось в [15, 16, 19, 25, 33, 47, 53, 57].

Для решения данного типа задач наиболее распространенным в настоящее время является подход, основанный на численном ин-

тегрировании параболического уравнения, которое в безразмерных переменных имеет одинаковое значение параметра нелинейности для всех пучков, а характер нелинейного взаимодействия и начальные условия определяются амплитудным профилем пучка. Результаты численного расчета позволяют сравнивать эффективность использования различных пучков либо по локальному критерию (пиковая интенсивность), либо по интегральным критериям (эффективная ширина и смещение центра тяжести).

Возможен и приближенный подход, дополняющий численные исследования. Рассмотренная в п. 3.1 методика априорных оценок позволяет на основе интегрального критерия качества пучков произвольного профиля (эффективной интенсивности) исследовать влияние начальной формы пучка на степень нелинейных искажений, определить пороги эффектов самовоздействия, проанализировать эффективность использования различных пучков в ближней зоне дифракции и рефракции. Достоинством методики является тот факт, что она указывает на выбор обобщенных координат, с помощью которых удается сравнивать между собой по качеству различные лазерные пучки как внутри одного класса, так и между классами.

Для неослабляющей среды эффективная интенсивность выражается как

$$I_e(z) = P(0)/\pi [R_e^2(z) - R_c^2(z)]$$

или

$$I_e(z) = I_e(0)/[g^2(z) - r^2(z)],$$

где $g^2(z) = R_e^2(z)/R_e^2(0)$ — квадрат безразмерной эффективной ширины пучка, $\vec{r}(z) = \vec{R}_c(z)/R_e(0)$ — относительное смещение центра тяжести пучка $I_{e0} = P(0)/\pi R_e^2(0)$ — эффективная интенсивность на входе в среду.

На дистанциях

$$z \ll L_N, \quad L_c \ll L_d, \quad (3.24)$$

где $L_d = kR_e^2(0)$ — масштаб дифракции пучка, возможна оценка $g^2 = 1 + z^2/L_N^2$, $|\vec{r}| = z^2/L_c^2$ и для относительной интенсивности $\bar{I}_e = I_e/I_{e0}$ можно записать

$$\bar{I}_e = \left(1 + \frac{z^2}{L_N^2} - \frac{z^4}{L_c^4}\right)^{-1} \approx \left(1 + \frac{z^2}{L_N^2}\right)^{-1}. \quad (3.25)$$

Таким образом, на малых дистанциях относительная эффективная интенсивность зависит от параметра искажений z/L_N и вид этой зависимости одинаков для всех пучков.

Рассмотрим качественную картину самовоздействия профилированных лазерных пучков. Будем считать, что на входе в среду задан класс пучков вида

$$I(\vec{R}, 0) = I_0(m) \left[e^{-\left(\frac{x}{R_{01}}\right)^m} - \left(\frac{y}{R_{01}}\right)^m - e^{-\left(\frac{x}{R_{02}}\right)^m} - \left(\frac{y}{R_{02}}\right)^m \right], \quad (3.26)$$

где параметр $m=2, 6, 4, \dots$ определяет форму пучка, R_{01} — начальный радиус гауссова пучка по уровню интенсивности e^{-1} , R_{02} — внутренний радиус для пучков с затенением центральной части, $I_0(m)$ — максимальная интенсивность, выбирается в зависимости от формы пучка таким образом, чтобы обеспечить равенство полной мощности на входе в среду для пучков различного профиля. Для пучка вида (3.26)

$$P(0) = 4R_{01}^2 \frac{\Gamma(1/m)}{m^2} (1 - \delta^2) I_0(m),$$

$$R_e^2(0) = 2R_{01}^2 \frac{\Gamma(3/m)}{\Gamma(1/m)} (1 + \delta^2), \quad (3.27)$$

где $\Gamma(p)$ — гамма-функция, $\delta = R_{02}/R_{01}$ — параметр затенения.

Максимальную эффективную ширину в начале трассы имеет гауссов пучок $R_e^2(0) = R_{01}^2 (1 + \delta^2)$, следовательно, он обладает наименьшей начальной эффективной интенсивностью (в 1,48 раза меньшей, чем, например, пучок с $m=4$). Максимальную эффективную интенсивность на входе в среду имеет пучок с $m=10$. При задании формы негауссова пучка видом, отличным от (3.26), например, как в [47], когда радиусы пучков совпадают по уровню интенсивности e^{-4} , а мощности одинаковы, картина меняется. Здесь максимальную эффективную интенсивность на входе в среду имеет гауссов пучок, а минимальную — платообразный.

Для среды с дефокусирующей нелинейностью вида

$$\tilde{\varepsilon}(\vec{R}, z) = - \left| \tilde{\varepsilon}_{\max} \right| \left[I(\vec{R}, z) / I_0(m) \right],$$

$$L_N = \left[\left| \tilde{\varepsilon}_{\max} \right| \frac{16R_{01}^4 2^{2/m} \Gamma(3/m) \Gamma(1/m)}{m^2 P(0)} \times \right. \\ \left. \times \frac{(1 - \delta^2)(1 + \delta^2)(1 + \delta^m)^{2/m}}{(1 + \delta^2)(1 + \delta^m)^{2/m} - 2 \cdot 2^{2/m} \delta^2} \right]^{1/2}. \quad (3.28)$$

В среде со стационарным ветровым потоком (скорость ветра направлена по оси x)

$$\tilde{\varepsilon}(\vec{R}, z) = - \frac{|\partial \varepsilon / \partial T| \alpha_g}{c \rho^0 g v_0} \int_{-\infty}^x I(\vec{R}, z) dx',$$

$$L_N = \left[\frac{c \rho^0 g v_0}{|\partial \varepsilon / \partial T| \alpha_g} \frac{32R_{01}^3 2^{1/m} \Gamma(3/m)}{m P(0)} \times \right. \\ \left. \times \frac{(1 - \delta^2)^2 (1 + \delta^2) (1 + \delta^m)^{1/m}}{[(1 + \delta^2)(1 + \delta^m)^{1/m} - 2 \cdot 2^{1/m} \delta^2]} \right]^{1/2},$$

$$L_c = \left[\frac{c \rho^0 g v_0}{|\partial \varepsilon / \partial T| \alpha_g} \frac{16 \sqrt{2} R_{01}^3 2^{2/m} \Gamma^{1/2}(3/m) \Gamma^{3/2}(1/m)}{m^2 P(0)} \times \right. \\ \left. \times \frac{(1 - \delta^2)^2 (1 + \delta^2)^{1/2} (1 + \delta^m)^{2/m}}{[(1 + \delta^2)(1 + \delta^m)^{2/m} - 2 \cdot 2^{2/m} \delta^2]} \right]^{1/2}. \quad (3.29)$$

Из (3.28) и (3.29) следует, что для заданной атмосферной ситуации и фиксированных $P(0)$, R_{01} степень нелинейных искажений определяется параметрами m и δ , характеризующими профиль пучка в начале трассы.

Рассмотрение показывает, что с увеличением параметра m при $\delta = \text{const}$ реализуются возрастания эффективной ширины и смещения центра тяжести пучка. Рост параметра δ приводит к заметному увеличению нелинейных масштабов и, следовательно,

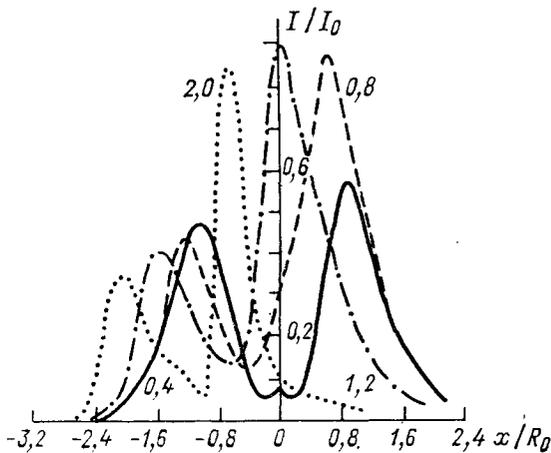


Рис. 3.6. Распределение нормированной интенсивности вдоль оси x для кольцевого пучка с $\delta=0,25$ при разных значениях $z=z/L_T$ (цифры у кривых) и $e_0=0,12$.

к уменьшению нелинейных искажений. Это связано с подфокусировкой интенсивности в центральную часть пучка, вызванной действием тепловой линзы. Наиболее существенный выигрыш дает затенение центральной части гауссова пучка. Для пучков с начальными распределениями интенсивности, близкими к равномерному ($m \rightarrow \infty$), затенение центральной части может не приводить к уменьшению нелинейных искажений.

Результаты численных экспериментов подтверждают качественные выводы о характере самовоздействия пучков с провалом в центре. На рис. 3.6 показано распределение интенсивности вдоль оси x для кольцевого гауссова пучка с $\delta=0,5$, распространяющегося в среде со стационарным ветровым потоком [15]. На дистанции $z \sim L_T$ максимум интенсивности выводится на ось пучка. Это указывает на факт значительного улучшения дифференциального параметра качества (пиковой интенсивности кольцевого пучка) по сравнению со случаем гауссова пучка.

В задаче априорной амплитудной коррекции нелинейных искажений лазерного излучения применение профилированных пучков позволяет, изменив характер распределенной по трассе тепловой линзы, уменьшить нелинейные искажения. В [8, 18] отмечалось, что использование кольцевых пучков в сочетании с апертурной оптимизацией дает возможность повысить интенсивность на

первоначальной оси на 30—70 %. Зависимость интенсивности на оси $I(0, 0, z)$ от входной мощности при оптимальной апертуре R_{0m} кольцевого пучка представлена на рис. 3.7 [18]. Для сравнения там же приведены соответствующие данные для гауссовых пучков, самовоздействие которых осуществляется в режиме больших нелинейных искажений.

Для описания изменения относительной пиковой интенсивности $\bar{I}_{\max} = I_{\max}/I_0$ пучков различной формы в условиях ветровой не-

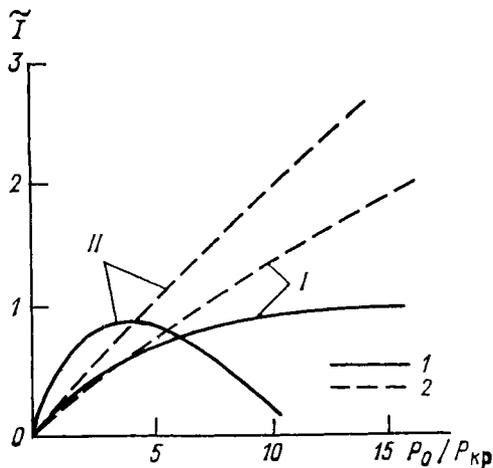


Рис. 3.7. Зависимость нормированной интенсивности на оси $\tilde{I} = I(\vec{R}=0, z) \pi R_0^2 / P_{кр}$ от нормированной входной мощности пучка $P_0/P_{кр}$ для оптимального радиуса передающей апертуры в случае гауссова пучка (1) и кольцевого пучка (2) при постоянной относительной скорости среды (I) и в режиме сканирования (II).

линейности в [44] предложена аппроксимационная формула вида $\bar{I}_{\max} = (1 + c_1 N^{c_2})^{-1}$, в которой $N = 2z^2/L_T^2$, L_T — длина ветровой рефракции в безаберрационном приближении и для каждого класса пучков выбираются свои константы c_1 и c_2 . Для коллимированного гауссова пучка $\bar{I}_{\max} = (1 + 0,0625N^2)^{-1}$, для квадратного пучка с равномерным распределением интенсивности $\bar{I}_{\max} = (1 + 0,01N^{1,2})^{-1}$, при этом размер апертуры пучка квадратного сечения равен $2R_0$, где R_0 — радиус гауссова пучка, использованный при расчете N .

Для того чтобы рассмотреть зависимость интегрального параметра качества (эффективной интенсивности пучка) от параметра искажения z/L_N в области $L_d \gg z > L_N$ используем данные численных экспериментов. Для практически важной задачи самовоздействия пучка в условиях ветровой нелинейности на рис. 3.8 приведена сводка результатов. Здесь же нанесена оценочная зависимость \bar{I}_e от параметра искажений z/L_N , даваемая формулой (3.25). Обращает на себя внимание удовлетворительное согласие расчетных данных с приближенной зависимостью и для дистанций $z > L_N$. Такая же картина наблюдается и для других типов нелинейного взаимодействия (рис. 3.9).

Данный факт имеет следующее объяснение. В области $z > L_N$ происходит формирование предельной угловой расходимости

пучка [11]. Из уравнений для эффективных параметров пучка (3.7) следует, что за нелинейным слоем, под которым понимается дистанция $z^* \sim L_N$, где происходит существенное изменение гра-

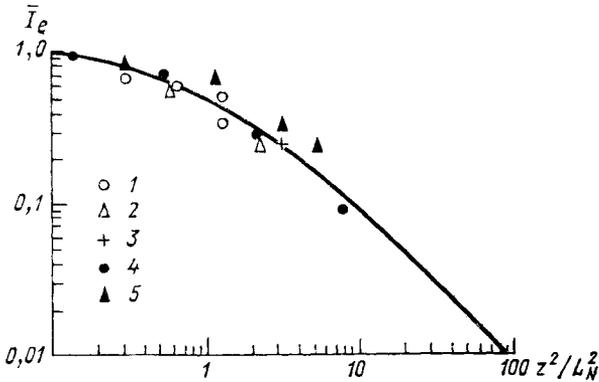


Рис. 3.8. Зависимость относительной эффективной интенсивности \bar{I}_e профилированных пучков в среде со стационарным ветровым потоком от параметра $(z/L_N)^2$ при m , равных 2 (1 и 4), 4 (2 и 5), 6 (3) (1—3 по данным [19], 4, 5 по данным [33]).

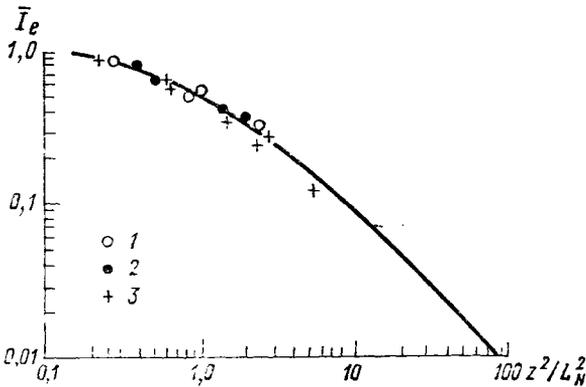


Рис. 3.9. Зависимость относительной эффективной интенсивности \bar{I}_e профилированных пучков в среде с керровской дефокусирующей нелинейностью от параметра $(z/L_N)^2$ при m , равных 2 (1), 4 (2) и 10 (3).

диента диэлектрической проницаемости, относительная эффективная ширина коллимированного пучка выражается следующим образом:

$$R_{e0}^2(z) \approx R_{e0}^2(z^*) + \frac{dR_{e0}^2(z^*)}{dz}(z - z^*) + (\theta_{\infty}^2 - \theta_{c\infty}^2)(z - z^*)^2. \quad (3.30)$$

Здесь

$$\frac{dR_{e0}^2}{dz} = \frac{2}{P_0} \iint_{-\infty}^{\infty} \vec{R} \nabla_{\vec{R}} \psi(I) I(\vec{R}, z) d^2R - 2\vec{R}_c(z^*) \vec{\theta}_{c\infty},$$

$$\theta_{\infty} = \left(\frac{1}{P_0} \int_0^{\infty} dz \iint_{-\infty}^{\infty} \nabla_{\vec{R}} \tilde{\varepsilon}(I) \nabla_{\vec{R}} \psi(I) I(\vec{R}, z) d^2R \right)^{-1/2} \quad (3.31)$$

— угол предельной нелинейной расходимости пучка, прошедшего слой длиной $z \gg L_N$;

$$\vec{\theta}_{c\infty} = \frac{1}{2P_0} \int_0^{\infty} dz \iint_{-\infty}^{\infty} \nabla_{\vec{R}} \tilde{\varepsilon}(I) I(\vec{R}, z) d^2R \quad (3.32)$$

— вектор направления предельного отклонения центра тяжести пучка. Если ввести в рассмотрение приведенную нелинейную длину

$$\tilde{L}_N = R_e(0) (\theta_{\infty}^2 - \theta_{c\infty}^2)^{-1/2},$$

то оказывается, что на больших дистанциях, когда $z \gg z^* \sim L_N$,

а $R_{e0}^2(z) \gg R_{e0}^2(z^*)$, фактор $g^2 \approx R_{e0}^2(z)/R_{e0}^2(0) \approx z^2/\tilde{L}_N^2$ и его вид одинаков для всех пучков. Оценки и расчеты показывают, что $\tilde{L}_N \approx L_N$.

Таким образом, относительная эффективная интенсивность $\bar{I}_e = I_e/I_{e0}$ и параметр нелинейных искажений z/L_N являются обобщенными переменными, с помощью которых можно сравнивать по качеству лазерные пучки различных классов.

3.4. Стационарное тепловое самовоздействие лазерных пучков на атмосферных трассах

Самовоздействие лазерных пучков на атмосферных трассах отличается рядом особенностей, обусловленных наличием неоднородностей метеопараметров и концентраций газов вдоль дистанции распространения. Для тепловых нелинейных эффектов, в частности, сила тепловой линзы оказывается сконцентрированной в нижнем 1—3-км слое тропосферы и убывает с высотой. Это приводит к тому, что распространение пучков на вертикальной и наклонной трассах в меньшей степени подвержено нелинейным искажениям, чем на горизонтальных трассах.

Для изучения распространения интенсивного лазерного излучения на вертикальной и наклонной трассах необходимо знать распределение метеопараметров и концентраций газов, влияющих на ослабление, вдоль дистанции транспортировки пучка. Так же как и в линейной атмосферной оптике [29], в зависимости от характера задачи эти распределения должны быть известны либо на

момент расчета характеристик нелинейного пропускания (то есть получены оперативным путем), либо заданы в виде моделей, адекватно описывающих данный географический район и сезон года. В последнем случае речь идет об усредненной по многолетним наблюдениям статистической модели атмосферных параметров. Рассчитанные по этим моделям энергетические характеристики интенсивного лазерного излучения будут определять усредненную нелинейно-оптическую ситуацию над данным географическим районом для данного сезона года. Но в отличие от линейной оптики, полученные таким образом нелинейно-оптические модели, будут существенно зависеть от энергетики излучения (мощность, энергия источника), геометрии излучающей апертуры и закона распределения на ней интенсивности пучка, а также условий фокусировки излучения. Как и в линейном случае, при использовании статистических моделей существует проблема точности соответствующего прогноза, которая связана с вариациями метеопараметров и концентрации поглощающих газов.

Другой особенностью атмосферных трасс является факт турбулентности в атмосфере. Турбулентность проявляется в двух аспектах.

Наиболее крупномасштабные флуктуации скорости ветра вызывают случайную рефракцию пучка. Появляются флуктуации интенсивности, связанные с флуктуациями центра тяжести пучка. Характер тепловых искажений изменяется с тенденцией на снижение уровня искажений.

Флуктуации интенсивности пучка, вызванные рассеянием на турбулентных неоднородностях, с пространственными масштабами, равными и меньшими размера пучка, наводят флуктуации диэлектрической проницаемости. Это может приводить к пространственной модуляции импульсного излучения (см. гл. 2), а также к изменению пространственной статистики и энергетических параметров и в непрерывных пучках. Однако этот эффект мало изменяет эффективные характеристики пучков [23].

3.4.1. Самовоздействие лазерного пучка на вертикальной трассе

Математическая постановка задачи распространения лазерного излучения на неоднородной атмосферной трассе, незамутненной аэрозолем, формулируется следующим образом:

$$2i \frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_{\perp} E - \mathcal{P}_T^2(0) \gamma_T E \int_{-\infty}^x E^2 dx' = 0,$$

$$E(z=0) = f(x, y). \quad (3.33)$$

Уравнение (3.33) записано в безразмерной (критериальной) форме. Считалось, что скорость ветра регулярна и совпадает с положительным направлением оси x . Случай отсутствия регулярности

скорости ветра будет рассмотрен в п. 3.4.2. В (3.33) обезразмеривание определено правилом:

$$z \rightarrow z/kR_0^2,$$

$$\vec{R} \rightarrow \vec{R}/R_0, \quad E \rightarrow (E/E_0) \exp\left(-\frac{1}{2} \int_0^z \alpha(z') dz'\right),$$

$$\mathcal{P}_T^2 = kR_0^2/L_T^2(0)$$

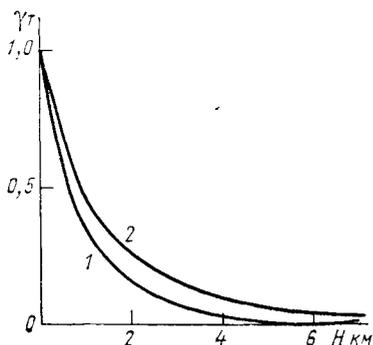


Рис. 3.10. Зависимость фактора неоднородности трассы γ_T от высоты для модели лета (1) и зимы (2) средних широт.

— параметр нелинейности, $L_T(0)$ — длина теплового самовоздействия для однородной среды. Фактор

$$\gamma_T = \frac{\rho_g(0) v_0(0) |d\varepsilon(z)/dT| \alpha_g(z)}{\rho_g(z) v_0(z) |d\varepsilon(0)/dT| \alpha_g(0)} e^{-\int_0^z \alpha_g(z') dz'} \quad (3.34)$$

учитывает неоднородность распределения тепловой линзы вдоль трассы. При $\gamma_T = 1$ мы имеем обычную задачу теплового стационарного самовоздействия в слабопоглощающей газовой среде, рассмотренную в п. 3.2.

Таким образом, влияние изменчивости метеопараметров и плотности газов, связанной с различием сезонов года и географического положения, а также неоднородностью трассы, сконцентрировано в параметре $\mathcal{P}_T^2(0)$ и в функции $\gamma_T(z)$. Значение параметров лазерного пучка в данной точке трассы при заданных $\mathcal{P}_T^2(0)$ и высотной модели $\gamma_T(z)$ определяет соответствующую нелинейно-оптическую ситуацию.

В [30, 35] для численного решения задач распространения интенсивных лазерных пучков на вертикальных атмосферных трассах применялись статистические сезонные модели термодинамических параметров атмосферы [34]. Для коэффициента поглощения использовалась модель [38], а скорость поперечного ветра на трассе задавалась моделью [39]. В работе [20] для исследования распространения пучков на вертикальных и наклонных трассах использовались модели [43, 55].

На рис. 3.10 представлена зависимость фактора γ_T , рассчитанная для модели лета и зимы [45]. Из сравнения профилей следует, что различия в описании $\gamma_T(z)$ при использовании данных моделей не велики.

Таким образом, основным фактором, характеризующим процесс самовоздействия при различных метеоусловиях является сезонная зависимость параметра $\mathcal{P}_T^2(0)$. Вариации профилей $\gamma_T(z)$ не определяют существенную изменчивость в нелинейно-оптической ситуации при фиксированном $\mathcal{P}_T^2(0)$.

В качестве примеров, иллюстрирующих влияние неоднородности трассы на прохождение интенсивного лазерного пучка, используем результаты работы [30], где исследовался вопрос об оптимизации транспортировки лазерного излучения на неоднородных атмосферных трассах. Рассматривались основные особенности распространения коллимированного и фокусированного гауссова и кольцевого пучков на вертикальных трассах.

Анализ полученных в расчетах дифракционных картин указывает на то, что распространение коллимированного гауссова пучка на вертикальной трассе сопровождается теми же эффектами, что и на горизонтальной, и не имеет существенных отличий. Что касается фокусированного пучка, то в его поведении наблюдается существенное отличие. Если на горизонтальной трассе мощность вторичного максимума фокального пятна, который расположен вблизи начала координат, составляет 3—5 % от полной мощности пучка, то на вертикальной трассе происходит перераспределение энергии излучения из главного максимума во вторичный по мере увеличения начальной мощности пучка. Результаты расчетов показывают, что переход от горизонтальных трасс к вертикальным сопровождается увеличением более чем на порядок максимальной, передаваемой через атмосферу интенсивности как в коллимированных, так и в сфокусированных пучках; во столько же раз увеличивается оптимальная мощность лазерного передатчика.

Увеличение размеров передающей апертуры также приводит к росту оптимальной мощности и пиковой интенсивности. Для фокусированного пучка при увеличении радиуса пучка вдвое оптимальная мощность передатчика растет линейно, а максимальная плотность мощности на приемнике сильнее, чем по квадратичному закону.

На рис. 3.11 показана зависимость безразмерной интенсивности в фокальной плоскости гауссова пучка \bar{I}_m от безразмерной начальной мощности \bar{P}_0 (параметра нелинейности). Нормировка осуществлена следующим образом: $\bar{P}_0 = P_0/P_{кр}$, $\bar{I}_m = I_m/I_{кр}$,

$$I_{кр} = P_{кр}/\pi R_0^2, \quad P_{кр} = \rho_g c_p v_0 / \alpha_g \left| \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right| k^2 R_0$$

— критическая мощность ветровой нелинейности. Сравнение фокусированного кольцевого пучка с гауссовым фокусированным пучком с теми же мощностью и начальным эффективным радиусом показывает, что у гауссова почти вдвое меньшая максимальная

плотность мощности. Для кольцевого пучка характерны меньшее смещение на ветер и большая компактность дифракционного пятна. Столь существенная разница характерна только для вертикальных трасс. Это связано с тем, что у фокусированного кольцевого пучка по мере распространения двухмодовый профиль интенсивности в поперечном сечении за счет дифракции довольно быстро сменяется на одномодовый. На горизонтальной трассе из-за поглощения на этом участке возникают сильные поперечные градиенты температуры, которые дефокусируют пучок на оставшемся пути до приемника. На вертикальной трассе этого не про-

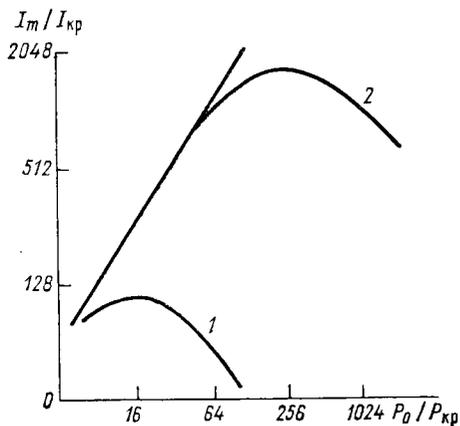


Рис. 3.11. Кривые оптимизации мощности фокусированного пучка ($R_0 = 25$ см, $z = 8$ км) на горизонтальной (1) и вертикальной (2) трассах.

исходит, так как параметр нелинейности быстро падает на первых километрах трассы.

3.4.2. Случайная ветровая рефракция лазерных пучков в турбулентной атмосфере

Влияние флуктуационных компонент поля скорости ветра на параметры лазерных пучков в турбулентной атмосфере рассматривалось в [13, 14, 23, 30].

Будем считать, что средняя скорость ветра направлена вдоль оси x и имеет значение $v_0(z)$, а ее случайные компоненты $\tilde{v}_x = v_x - v_0$ и \tilde{v}_y распределены по нормальному закону с двумерной плотностью вероятности

$$P(\tilde{v}_x, \tilde{v}_y) = \frac{1}{2\pi \sqrt{\sigma_x \sigma_y}} \exp \left\{ -\frac{\tilde{v}_x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{\tilde{v}_y^2}{2\sigma_y^2} \right\}, \quad (3.35)$$

где $\sigma_i^2(z) = \langle \tilde{v}_i^2(z) \rangle$ — дисперсии флуктуационной компоненты скорости в плоскости $i = x, y$.

Рассматриваемая модель поля скоростей описывает так называемую плоскослонстую случайно-неоднородную среду. В этой

модели флуктуационные составляющие скорости в соседних плоскостях не коррелированы между собой. Флуктуации \tilde{v}_i рассматриваются изотропными, поэтому отсутствует корреляция и между разноименными компонентами в одной плоскости.

Если направление распространения лазерного пучка не совпадает с направлением средней скорости ветра, то распределение температуры в канале пучка при $t \gg R_0 |\vec{v}|$, соответствующие случайной реализации флуктуаций скорости, будет определяться

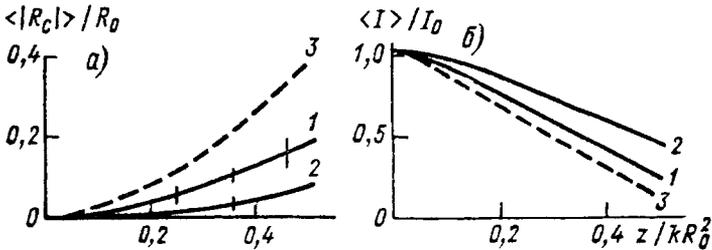


Рис. 3.12. Зависимость параметров коллимированного гауссова пучка от расстояния $z/\kappa R_0^2$ в условиях пульсации скорости ветра при $\mathcal{P}_T^2 = 14$ и $\sigma_v = 0,2v_0$ (1), $\sigma_v = 0,4v_0$ (2), $\sigma_v = 0$ (3).

решением стационарного уравнения температуропроводности

$$(v_0 + \tilde{v}_x) \frac{\partial T}{\partial x} + \tilde{v}_y \frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{\alpha_g I}{c_p \rho g}. \quad (3.36)$$

Расчет задачи самовоздействия в [31] осуществлялся методом статистических испытаний. При $\sigma_x^2 = \sigma_y^2 = \sigma_0^2$ статистические испытания показали, что смещение центра тяжести коллимированного гауссова пучка $\langle R_c \rangle$ с ростом дисперсии существенно уменьшается (рис. 3.12 а), средняя интенсивность на оси пучка $\langle I \rangle$ увеличивается при возрастании σ_0 (рис. 3.12 б). В [31] введена эффективная скорость $v_{эф}$ однородной трассы, где R_c и $I(0)$ совпадают со средним значением данных величин в случайно-неоднородной среде.

Функция $v_{эф}$ аппроксимируется выражением

$$v_{эф}/v_0 = 1 + \beta (\sigma_0/v_0)^2. \quad (3.37)$$

При аппроксимации по $\langle R_c \rangle$ коэффициент $\beta = 45$, по интенсивности $\langle I \rangle - \beta \approx 15$.

В [30] исследовалось самовоздействие в фокусированных в конец трассы гауссовых пучков. Обнаружен эффект ослаблений тепловых искажений по сравнению с самовоздействием в регулярно движущейся среде. Он заключается в уменьшении смещения максимума интенсивности и центра тяжести пучка (рис. 3.13), а также в уменьшении эффективного среднего размера пучка R_{ey} в направ-

лении, перпендикулярном среднему ветру (рис. 3.14). Качественно этот эффект можно объяснить тем, что наличие случайной состав-

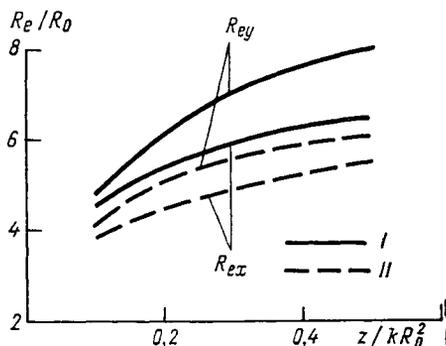


Рис. 3.13. Зависимость смещения максимума интенсивности x_m и центра тяжести фокусированного пучка (x_c) от расстояния при σ_v^2/v_0^2 , равных 0 (I) и 0,4 (II).

ляющей скорости \tilde{v}_y приводит к вращению пучка вокруг оси z , при этом наведенная тепловая линза уширяется, становится более симметричной и ее дефокусирующее действие ослабляется.

При распространении пучка вдоль среднего ветра энергетический баланс в канале наступает в случае равенства скорости

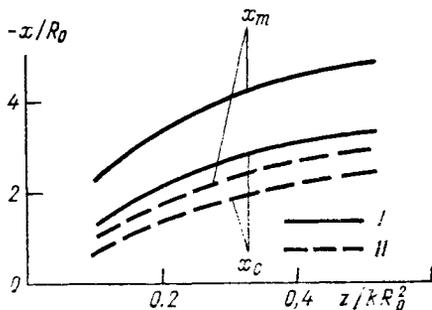


Рис. 3.14. Зависимость эффективных размеров пучка по оси y и по оси x от расстояния при σ_v^2/v_0^2 , равных 0 (I) и 0,4 (II).

нагрева и выноса тепла за счет турбулентного перемешивания.

В [14] установлено, что угол нелинейной расходимости пучка, прошедшего через слой случайно-неоднородной среды с длиной

$l(\tilde{v}_0=0)$, равен

$$\varphi_n = 0,40 \left[\left| \frac{d\varepsilon}{dT} \right| \frac{(1 - \exp(-al)) I_0}{\rho g c_p \sigma_v} \right], \quad (3.38)$$

где $\sigma_v^2 = 3\sigma_0^2$ — дисперсия флуктуаций скорости ветра.

На рис. 3.15 представлены результаты экспериментальных измерений $\varphi_n^{\text{изм}}$ в зависимости от величины φ_n [14]. Измеренные значения φ_n , как следует из рисунка, близки к расчетным. Случайные смещения пучка, вызванные флуктуациями скорости ветра,

приводят к появлению флуктуаций интенсивности на приемнике, которые не наблюдаются в однородном потоке.

Численный эксперимент [30], в частности, показал, что при $\sigma_v^2 = 0,4$, $P_0 = 64P_{кр}$, $kR_0^2/F = 4$ относительная дисперсия флуктуаций интенсивности на оси сфокусированного в конец трассы гауссова пучка σ_I^2 достигает значения 0,45.

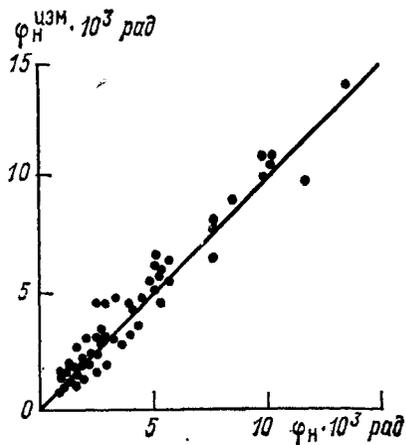


Рис. 3.15. Зависимость угла нелинейной расходимости $\varphi_n^{изм}$ в эксперименте от величины φ_n , рассчитанной по формуле (3.38).

3.4.3. Влияние теплового самовоздействия на флуктуации интенсивности лазерных пучков в турбулентной атмосфере

В работе [42] предсказан, а в [1] экспериментально исследован эффект уменьшения флуктуаций интенсивности в пучке при тепловом самовоздействии в турбулентной среде. Было установлено, что ослабление флуктуаций интенсивности при увеличении интенсивности излучения сменяется затем их усилением. Критическая интенсивность, сверх которой происходит возрастание индекса мерцаний, зависит от длины трассы и размеров неоднородностей [1].

В [30] проводились исследования самовоздействия когерентного гауссова пучка непрерывного излучения в турбулентной среде путем численного решения самосогласованной задачи заданной системой уравнений:

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \Delta_{\perp} E + k^2 \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \tilde{T} E = 0,$$

$$E(z=0) = E_0; \tag{3.39}$$

$$\frac{\partial \tilde{T}}{\partial t} + v_0 \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x} = \frac{\alpha_g I}{c_p \rho_g},$$

$$\tilde{T}(t=0) = \tilde{T}_0; \tag{3.40}$$

где \mathcal{T} — случайно-неоднородное температурное поле, которое в начальный момент времени $t=0$ имеет спектральную плотность степенного типа

$$\Phi_{\mathcal{T}}(\kappa_x, \kappa_y) = 0,033 C_{\mathcal{T}}^2 (\kappa_x^2 + \kappa_y^2)^{-11/6}. \quad (3.41)$$

В (3.41) $C_{\mathcal{T}}^2$ — структурная характеристика флуктуаций температуры в турбулентной среде, κ_x, κ_y — пространственные частоты флуктуаций температуры. Случайное температурное поле генерировалось на сетке $128 \times 64 \times 32$ точек методом частотной выборки. Двумерные случайные реализации поля \mathcal{T} полагались δ -коррелирован-

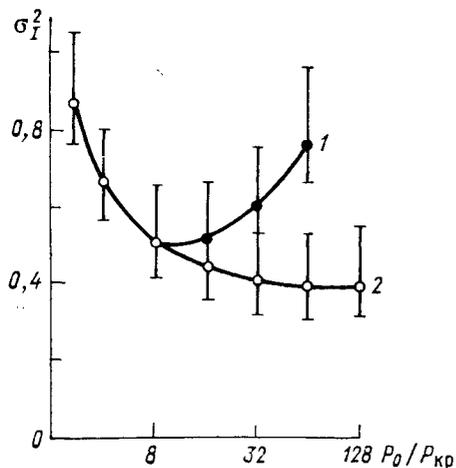


Рис. 3.16. Зависимость индекса мерцания на оси коллимированного гауссового пучка от безразмерной мощности при $z/kR_0^2 = 0,25$, $\bar{C}_T = 2000$.

1 — в неподвижной, 2 — в сопровождающей системе координат.

ными по продольной координате z . Интегрирование квазиоптического уравнения осуществлялось модифицированным методом расщепления. Оценка средней интенсивности и дисперсии флуктуаций интенсивности проводилась путем усреднения решений динамической части по времени, начиная с момента окончания переходного процесса ветрового замыкания канала.

На рис. 3.16 изображена зависимость относительной дисперсии флуктуаций интенсивности на оси от относительной мощности коллимированного пучка $\bar{P}_0 = P_0/P_{кр}$ при фиксированных параметрах z , $\bar{C}_T^2 = C_T^2 R_0^{2/3} T_0^{-2}$, где $T_0^{-1} = k^2 R_0^2 |\partial \epsilon / \partial T|$ — температурный масштаб. Так как при самовоздействии происходит рефракция пучка на ветер, то целесообразно рассмотреть две системы координат — эйлерову (неподвижную) и лагранжеву (сопровождающую). В неподвижной системе координат индекс мерцания падает до достижения мощностью значения $P_0 = 8P_{кр}$, а затем возрастает (кривая 1). В лагранжевой системе координат ослабление флуктуаций происходит до $P_0 = 64P_{кр}$ (кривая 2).

Численные исследования показали, что эффект усиления флуктуаций для фокусированных пучков выражен значительно сильнее.

3.5. Стационарное самовоздействие частично когерентного пучка

Излучение высокоэнергетических лазерных источников обычно является частично когерентным. Это качество обусловлено случайностью модового состава, неоднородностями активной среды лазеров, дефектами оптики, формирующей лазерный пучок.

Экспериментально стационарное самовоздействие частично когерентных пучков исследовалось в [42, 50]. Теоретический анализ задач проводился в [2, 3, 4, 10, 26, 40, 50, 58].

3.5.1. Специфика самовоздействия частично когерентного пучка

Своеобразие самовоздействия некогерентных источников в сравнении с когерентными проявляется в отличии пороговых мощно-

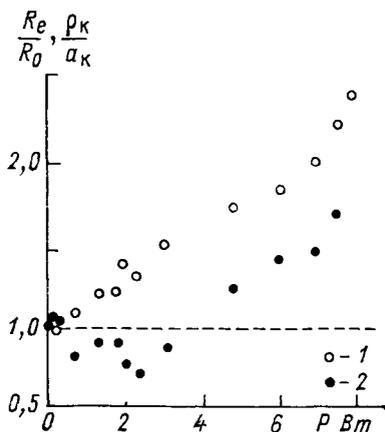


Рис. 3.17. Экспериментальная зависимость относительного радиуса (1) и радиуса когерентности (2) частично когерентного пучка от мощности при его стационарной дефокусировке.

стей проявления нелинейных эффектов, а также в характере эволюции энергетических и статистических характеристик излучения в процессе самовоздействия.

В эксперименте [50] установлено, что радиус когерентности излучения, прошедшего через нелинейную среду, измеренный в некоторой точке пучка, может уменьшаться по сравнению с его значением в линейной среде. Физической причиной такого поведения является факт наличия амплитудных флуктуаций в пучке, приводящих к возникновению случайного поля диэлектрической проницаемости, ухудшающего когерентность. Данный эффект не возникает, когда пучок сильно дефокусирован нелинейной средой. В этом случае реализуется возрастание радиуса когерентности по сравнению с линейным распространением (рис. 3.17).

Процесс стационарного самовоздействия характеризуется тем, что время формирования градиента диэлектрической проницаемости (время нелинейного отклика среды) t_n ($t_n \sim R_0/c_0$ — для ветровой тепловой нелинейности, $t_n \sim R_0^2/4\chi_g$ — для стационарной

температуропроводностной нелинейности) обычно значительно превосходит время корреляции флуктуаций интенсивности t_k , связанных со случайностью модового состава пучка (время когерентности излучения). Поэтому считается, что быстрые флуктуации интенсивности не успевают проявиться в формировании рефракционного канала. В [3, 13] показано, что наибольшее влияние на самовоздействие способны оказать «медленные» флуктуации интенсивности. Эти флуктуации обусловлены неоднородностями активной среды, дефектами формирующей излучение оптики. Если время корреляции низкочастотных флуктуаций $T_M \gg t_k$, то результат самовоздействия можно рассматривать как случайную реализацию, вызванную реализацией случайных параметров источника.

Влияние флуктуаций интенсивности на энергетику пучка достаточно полно может охарактеризовать интегральный параметр нелинейно-рефракционных искажений — предельная нелинейная угловая расходимость пучка, введенная в п. 3.3. (см. формулу (3.31)). Поскольку под воздействием случайного пучка среда распространения приобретает случайные рефракционные свойства, то эту величину необходимо рассматривать усредненной по реализациям флуктуаций интенсивности в источнике. Среднеквадратичное значение предельной нелинейной угловой расходимости пучка выражается следующим образом:

$$\theta_{\text{нл}} = \left(\frac{1}{P_0} \int_0^\infty dz \iint_{-\infty}^\infty \langle \nabla_{\vec{R}} \tilde{\epsilon}(I) \nabla_{\vec{R}} \Psi(I) I \rangle d^2R \right)^{1/2}. \quad (3.42)$$

Конкретную оценку $\theta_{\text{нл}}$ рассмотрим для случая нелинейной ветровой рефракции двумерного пучка, поскольку здесь выражение для $\theta_{\text{нл}}$ наиболее наглядно. В условиях преобладания рефракционных эффектов над дифракционными ($\mathcal{P}_T^2 \gg 1$)

$$\begin{aligned} \theta_{\text{нл}}^2 \simeq & \frac{1}{P_0} \int_0^\infty dz \int_{-\infty}^\infty \frac{|\tilde{\epsilon}_m(z)|}{2R_0^2 r_m^2} \langle I(R_x, z) \rangle \left\{ \langle I(R_x, z) \rangle \times \right. \\ & \times \int_0^z |\tilde{\epsilon}_m(z')| \langle I(R_x, z') \rangle dz' + 2 \int_0^z |\tilde{\epsilon}_m(z')| \langle I'(R_x, z) \rangle \times \\ & \left. \times I'(R_x, z') \rangle dz' \right\} dR_x, \end{aligned} \quad (3.43)$$

где $I' = I - \langle I \rangle$ — флуктуация интенсивности,

$$|\tilde{\epsilon}_m| = \left| \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right| \frac{\alpha_g I_m R_0}{c_p \rho_g \nu_0}$$

и считается функцией от z , что учитывает возможность неоднородности трассы, $I_m = \max \langle I(R_x, 0) \rangle$.

Из (3.4.3) следует, что требованием слабого вклада флуктуаций интенсивности в угловую расходимость пучка служит неравенство

$$\int_0^z |\tilde{\epsilon}_m(z')| \langle I'(R_x, z) I'(R_x, z') \rangle dz' \ll \langle I(R_x, z) \rangle \times \\ \times \int_0^z |\tilde{\epsilon}_m(z')| \langle I(R_x, z') \rangle dz'.$$

В режиме фазового экрана, когда масштаб регулярной неоднородности градиента диэлектрической проницаемости определяется неоднородностью трассы (фактор $|\tilde{\epsilon}_m(z)|$), условие влияния флуктуаций трансформируется к виду $\sigma_{I_0}^2 \ll 1$, где

$$\sigma_{I_0}^2 = \frac{\langle (I_0 - \langle I_0 \rangle)^2 \rangle}{\langle I_0 \rangle^2}$$

— относительная дисперсия начальных флуктуаций интенсивности. В режиме сильных нелинейных искажений, когда продольный масштаб неоднородности регулярного градиента диэлектрической проницаемости формируется за счет самовоздействия, условие малости флуктуационного вклада в расходимость имеет вид

$$\bar{\sigma}_I^2(R_x, z) l_{\parallel} \ll \frac{\langle I(R_x, z) \rangle}{\langle \bar{I}(R_x, z) \rangle^2} \langle I(R_x, 0) \rangle L_{\parallel},$$

где $\bar{\sigma}_I^2$, \bar{I} — характерные значения величин в области их изменения, l_{\parallel} — продольный масштаб корреляции флуктуаций интенсивности, L_{\parallel} — продольный масштаб изменения средней интенсивности. Выполнение данного неравенства обеспечивается, если $l_{\parallel} \ll L_{\parallel}$. В условиях развитых нелинейно-рефракционных искажений $l_{\parallel} \sim a_k |\tilde{\epsilon}_m|^{-1/2}$, $L_{\parallel} \sim R_0 |\tilde{\epsilon}_m|^{-1/2}$ и $l_{\parallel} \ll L_{\parallel}$ при $a_k \ll R_0$, где a_k — поперечный радиус корреляции флуктуаций интенсивности.

Таким образом, требование слабого влияния случайного фактора на угловую расходимость пучка будет выполняться, если $\sigma_{I_0}^2 \ll 1$ и $a_k \ll R_0$.

Для такого класса пучков отличиями их самовоздействия от когерентных источников являются изменения условий возникновения нелинейных эффектов и характера абберационных искажений. В частности, между параметрами нелинейности когерентного ($\mathcal{P}^k = L_d^k/L_N^k$) и частично когерентного ($\mathcal{P}^{чк} = L_d^{чк}/L_N^{чк}$) пучков с одинаковыми мощностями и радиусами ($L_N^k = L_N^{чк}$) выявляется связь

$$\mathcal{P}^{чк} = \mathcal{P}^k (L_d^{чк}/L_d^k) \approx \mathcal{P}^k \frac{a_k}{R_0},$$

откуда следует, что нелинейно-рефракционные эффекты для когерентных пучков будут проявляться сильнее.

3.5.2. Самовоздействие многомодового частично когерентного пучка

Рассмотрим класс частично когерентных пучков, удовлетворяющих условию многомодовости $a_k^2/R_0^2 \ll 1$ [8], с малым уровнем флуктуаций интенсивности $\sigma_{I_0}^2 \ll 1$. Эти свойства позволяют считать, что наведенное поле диэлектрической проницаемости в канале пучка определяется лишь средней интенсивностью излучения, и дают право ограничиться описанием процесса эволюции параметров частично когерентного пучка на основе замкнутого уравнения для функции когерентности второго порядка $\Gamma_2(\vec{R}_1, \vec{R}_2, z) = \langle E(\vec{R}_1, z)E^*(\vec{R}_2, z) \rangle$;

$$2ik \frac{\partial \Gamma_2}{\partial z} + (\Delta_{\perp 1} - \Delta_{\perp 2}) \Gamma_2 + k^2 \left[\tilde{\varepsilon} \left(\langle I(\vec{R}_1, z) \rangle \right) - \tilde{\varepsilon} \left(\langle I(\vec{R}_2, z) \rangle \right) \right] \Gamma_2 + 2ika_g \Gamma_2 = 0. \quad (3.44)$$

Вид функции когерентности на входе в среду зададим следующим образом:

$$\Gamma_2(\vec{R}, \vec{\rho}, 0) = \left(\frac{c\sqrt{\varepsilon_0}}{8\pi} \right)^{-1} I_0 \exp \left\{ -\frac{R^2}{R_0^2} - \frac{\rho^2}{4R_0^2} \left(1 + \frac{a_k^2}{R_0^2} \right) - \frac{ik\vec{R}\vec{\rho}}{F} \right\}. \quad (3.45)$$

где $\vec{R} = (\vec{R}_1 + \vec{R}_2)/2$, $\vec{\rho} = \vec{R}_1 - \vec{R}_2$, F — фокусное расстояние излучающей апертуры. Свойство малости числа a_k^2/R_0^2 позволяет считать световое поле локально однородным и перейти от уравнения для Γ_2 к уравнению для углового спектра излучения — яркости (лучевой интенсивности) пучка J [5].

В малоугловом приближении функция когерентности лазерного пучка выражается двумерным фурье-преобразованием через яркость [5]:

$$\Gamma_2(\vec{R}, \vec{\rho}, z) = \left(\frac{c\sqrt{\varepsilon_0}}{8\pi} \right)^{-1} \iint_{-\infty}^{\infty} e^{ik\vec{n}\vec{\rho}} J(\vec{R}, \vec{n}, z) d^2n, \quad (3.46)$$

где \vec{n} — поперечная составляющая касательного вектора к геометрическому лучу. Для слабоослабляющих нелинейно-рефракционных сред уравнение переноса яркости имеет вид:

$$\left[\frac{\partial}{\partial z} + \vec{n} \nabla_{\vec{R}} + \frac{1}{2} \nabla_{\vec{R}} \tilde{\varepsilon}(I) \nabla_{\vec{n}} \right] J(\vec{R}, \vec{n}, z) = 0. \quad (3.47)$$

Уравнение (3.43) дополняется граничным условием

$$J(\vec{R}, \vec{n}, 0) = J_0(\vec{R}, \vec{n}). \quad (3.48)$$

Интенсивность излучения связывается с яркостью следующим образом:

$$I(\vec{R}, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} J(\vec{R}, \vec{n}, z) d^2n. \quad (3.49)$$

Соотношения (3.47)–(3.49) определяют задачу самовоздействия в методе уравнения переноса. Ее решение позволяет найти яркость, а через нее — энергетические и когерентные характеристики излучения в нелинейной среде.

С помощью метода характеристик перейдем к интегральной формулировке задачи. Интенсивность в этом методе связывается с яркостью в начальной плоскости $z=0$ интегральной формой

$$I(\vec{R}, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} J_0(\vec{R}'(0), \vec{n}'(0)) d^2n. \quad (3.50)$$

Здесь $\vec{R}'(z)$, $\vec{n}'(z)$ — характеристики уравнения (3.47). Они находятся из решения уравнений:

$$\frac{d\vec{R}'}{dz'} = \vec{n}', \quad \frac{d\vec{n}'}{dz'} = \frac{1}{2} \nabla_{\vec{R}} \tilde{\varepsilon}(\vec{R}, z') \quad (3.51)$$

с граничными условиями в плоскости наблюдения $z'=z$:

$$\vec{R}'(z) = \vec{R}, \quad \vec{n}'(z) = \vec{n}. \quad (3.52)$$

Подынтегральное выражение (3.50) записано на лучевых траекториях, выпущенных из точки (\vec{R}, z) в начальную плоскость $z'=0$ с векторами направлений $(-\vec{n})$ и пересекающих начальную плоскость в точках $\vec{R}^0 = \vec{R}'(z'=0)$ и в направлениях $\vec{n}^0 = \vec{n}'(z'=0)$.

Рассмотрим класс пучков, для которых яркость на входе в среду задается видом

$$J_0(\vec{R}, \vec{n}) = J^0 \exp \left\{ -S(\vec{R}, \vec{n}) \right\}. \quad (3.53)$$

Для гауссова пучка типа (3.44)

$$J_0 = \frac{I_0 \Lambda^2}{\pi}, \quad S = \frac{\vec{R}^2}{R_0^2} + \Lambda^2 \left(\vec{n} - \frac{\vec{R}}{F} \right)^2.$$

Здесь параметр

$$\Lambda^2 = k^2 R_0^2 \left(1 + \frac{R_0^2}{a_k^2} \right) = \theta_0^{-2} \gg 1,$$

где θ_0 — дифракционная расходимость частично когерентного пучка (геометрооптический параметр плавности масштаба $R_0 / (1 + R_0^2 / a_k^2)^{1/2} \approx a_k$). Наличие большого параметра Λ^2 в функ-

ции S , являющееся следствием малоуглового приближения, позволяет применять метод Лапласа и его модификации при расчете интеграла для интенсивности [48].

Для лазерных пучков функция яркости в каждой точке пространства является остронаправленной, сконцентрированной вблизи некоторого направления максимального значения. Будем считать, что это свойство — наличие максимума яркости — сохраняется и при распространении пучка в нелинейной среде. Пусть функция яркости имеет в точке (\vec{R}, z) максимум в направлении $\vec{n}^*(\vec{R}, z)$

$$J_{\max} = J^0 \exp \left\{ -S \left(\Lambda^2, \vec{R}^0 \left(\vec{R}, z; \vec{n}^* \right), \vec{n}^0 \left(\vec{R}, z; \vec{n}^* \right) \right) \right\}. \quad (3.54)$$

Точка максимума \vec{n}^* соответствует точке минимума функции S и отыскивается из решения уравнения

$$\nabla_{\vec{n}} S(\vec{n}^*) = 0. \quad (3.55)$$

Разложим показатель экспоненты в (3.53) в ряд Тейлора в точке \vec{n}^* :

$$S(\vec{n}) = S(\vec{n}^*) + \frac{1}{2} \sum_{i, j=x, y} \frac{\partial^2 S}{\partial n_i \partial n_j} (n_i - n_i^*)(n_j - n_j^*) + \dots \quad (3.56)$$

Основной вклад в интеграл (3.50) при $\Lambda^2 \gg 1$ дадут квадратичные члены ряда (3.56). Этот факт определяет вид получаемого после интегрирования (3.50) асимптотического ряда; главный член, отвечающий при $\Lambda = 0$ приближению геометрической оптики, и добавка, зависящая от степеней Λ^{-1} . Главный член асимптотики имеет вид

$$I(\vec{R}, z) \approx \frac{2\pi J_{\max} [\vec{R}, z; \vec{n}^*(\vec{R}, z)]}{Q^{1/2} [\vec{R}, z; \vec{n}^*(\vec{R}, z)]}, \quad (3.57)$$

где

$$Q = \left[\frac{\partial^2 S}{\partial n_x^2} \frac{\partial^2 S}{\partial n_y^2} - \left(\frac{\partial^2 S}{\partial n_x \partial n_y} \right)^2 \right] \neq 0. \quad (3.58)$$

Случай $Q=0$ соответствует в геометрической оптике образованию каустики. Для обеспечения расчета интенсивности в каустике необходим учет в разложении S вблизи критической точки \vec{n}^* членов более высокого порядка [58].

При квадратичном виде функции S вектор \vec{n}^* совпадает с направлением центра тяжести тела яркости

$$\vec{n}^* = \iint_{-\infty}^{\infty} \vec{n} J d^2 n / I,$$

являющимся поперечной составляющей направления вектора Умова—Пойнтинга $\vec{I}_\perp = \vec{n}^* I$. Траекторию, касательная к которой совпадает с направлением вектора Умова—Пойнтинга, назовем лучом переноса световой энергии. Траекторию максимума яркости будем называть лучом максимальной яркости. Таким образом, в приближении (3.56) лучи переноса световой энергии и максимальной яркости совпадают.

Вектор Умова—Пойнтинга удовлетворяет уравнению $\text{div } \vec{I} = 0$. Следствием этого уравнения является закон сохранения мощности в лучевой трубке, образованной пучком лучей вблизи направления переноса электромагнитной энергии. Таким образом, соотношение (3.57) есть закон сохранения мощности $P_{\text{tr}} = I^0 \cdot d\sigma_0 = I \cdot d\sigma$ в лучевой трубке с площадью $d\sigma_0$ в плоскости $z' = 0$, в пределах которой интенсивность $I^0 = I_0 \exp \left\{ -\frac{\vec{R}_{\text{tr}}^2}{R_0^2} \right\} = \text{const}$. Вектор \vec{R}_{tr} определяет начальное положение лучевой трубки в пучке. Координаты \vec{R}_{tr} и начальные координаты характеристики, совпадающей в точке (R, z) с лучом переноса световой энергии, связываются следующим образом:

$$\vec{R}_{\text{tr}}^2 = \vec{R}^2 + \Lambda^2 R_0^2 \left(\vec{n}^0 - \frac{\vec{R}^0}{F} \right)^2.$$

Площадь сечения лучевой трубки изменяется с дистанцией по закону

$$d\sigma = d\sigma_0 Q^{1/2} / 2\Lambda^2.$$

Функция когерентности пучка выражается через яркость соотношением (3.46). Используя приближение S квадратичной формой, для комплексной степени когерентности [9]

$$\gamma(\vec{R}, \vec{\rho}, z) = \Gamma_2(\vec{R}, \vec{\rho}, z) \Big|_{\perp}^{\Gamma} \Gamma_2\left(\vec{R} + \frac{\vec{\rho}}{2}, 0, z\right) \Gamma_2\left(\vec{R} - \frac{\vec{\rho}}{2}, 0, z\right) \Big]^{1/2}. \quad (3.59)$$

получим

$$\gamma(\vec{R}, \vec{\rho}, z) = \exp \left\{ -\frac{1}{4} \sum_{i, j=x, y} \frac{\rho_i \rho_j}{\rho_{kij}^2} + ikn^* \rho \right\}, \quad (3.60)$$

где масштабы ρ_{kij} определены следующим образом:

$$\rho_{kij} = Q^{1/2} \left| \left(\frac{2k^2 \partial^2 S}{\partial n_i \partial n_j} \right)^{1/2} \right|. \quad (3.61)$$

Появление различия в масштабах ρ_{kij} первоначально однородной и изотропной функции когерентности связано с абберациями пучка и несимметричностью канала взаимодействия. Для статистически неизотропных нелинейных сред когерентные свойства частично

когерентного пучка целесообразно характеризовать не локальным, а эффективным радиусом когерентности:

$$\rho_{ke} = \left(\iint_{-\infty}^{\infty} |\gamma(\vec{R}, \vec{\rho}, z)| d^2\rho \right)^{1/2}. \quad (3.62)$$

Из (3.60)—(3.61) следует, что изменение эффективного радиуса когерентности в нелинейной среде происходит так же, как и изме-

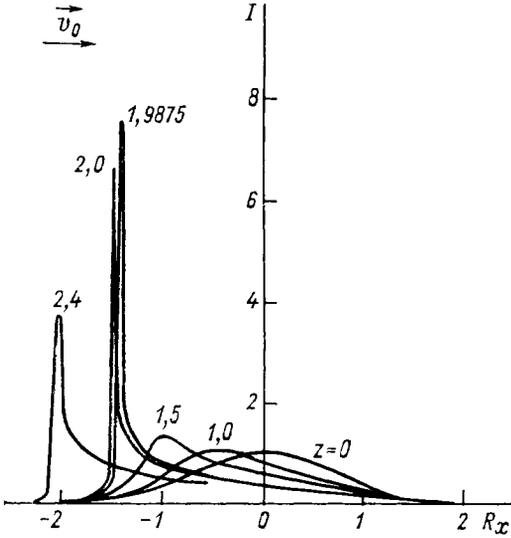


Рис. 3.18. Аберрационная структура двумерного частично когерентного гауссова пучка при стационарной ветровой нелинейности и $\mathcal{P}^2 = 10^3$.

нение сечения лучевой трубки вблизи направления переноса световой энергии:

$$\rho_{ke} = a_k Q^{1/4} / \sqrt{2} \Lambda. \quad (3.63)$$

Это указывает на то, что в многомодовом частично когерентном пучке отношение эффективного радиуса когерентности к радиусу поперечного сечения лучевой трубки, охватывающей направление переноса световой энергии и имеющей в начале распространения площадь сечения, равную площади когерентности пучка ($\sim a_k^2$), является инвариантом.

Приведем результаты численных расчетов самосогласованной задачи (3.49)—(3.52) для случая распространения коллимированного гауссова пучка в среде с тепловой ветровой нелинейностью.

Вводятся безразмерные величины: $I \rightarrow I/I_0$, $\vec{R} \rightarrow \vec{R}/R_0$, $\vec{\rho} \rightarrow \vec{\rho}/a_k$, $z \rightarrow z/L_T$, $L_T = (c_p \rho_g v_0 R_0 / |\frac{\partial \epsilon}{\partial T}| \alpha_g I_0)^{1/2}$ — длина теплового самовоздействия. Параметрами процесса являются безразмерная дистанция z и число нелинейности $\mathcal{P} = k a_k R_0 / L_T$.

На рис. 3.18 приведены профили интенсивности искаженного ветровой рефракцией двумерного пучка $I(\vec{R}, z=0) = \exp(-R_x^2)$.

Расчет интенсивности в области локальных фокусировок осуществлялся непосредственным численным интегрированием (3.49) с использованием адаптивных сеток, а вне области сильных аберраций на основе асимптотической интегральной формулы (3.57).

Рисунок 3.19 иллюстрирует эволюцию пространственного распределения масштаба когерентности ρ_{kx} . Расчеты указывают на то, что отличительной чертой поведения масштаба ρ_{kx} в области развитых нелинейно-рефракционных искажений является его сильная неоднородность поперек пучка. Для дефокусирующей среды

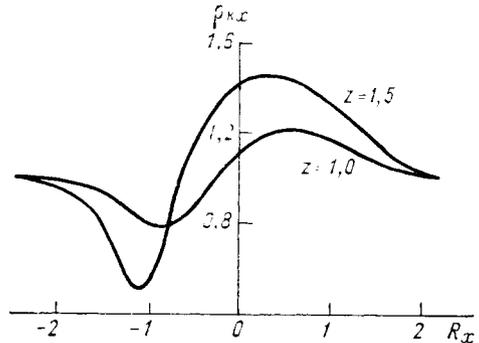


Рис. 3.19. Масштаб когерентности частично когерентного двумерного гауссова пучка при стационарной ветровой нелинейности и $\mathcal{P}^2 = 10^3$.

наблюдается рост радиуса когерентности ρ_{kx} в центральной части пучка с увеличением дистанции распространения. В области локальных фокусировок происходит его заметное уменьшение по сравнению с линейной средой.

3.6. Компенсация тепловых искажений интенсивного светового пучка на атмосферных трассах

В нелинейной оптике атмосферы, как и во всей лазерной физике, актуальна проблема оптимального управления параметрами лазерного излучения для обеспечения наилучшего качества лазерных пучков [7, 8, 13, 17, 18, 30, 32, 37, 49, 51]. Эти исследования развиваются по следующим основным направлениям [30]:

1) оптимизация параметров лазерного передатчика (длины волны, мощности, формы и длительности импульса, размеров апертуры, амплитудно-фазового распределения в сечении пучка) на основе априорной информации о состоянии среды и распространяющегося в ней излучения;

2) адаптивное управление параметрами лазерного передатчика на основе измеряемой информации о состоянии среды и распространяющегося в ней излучения. Во втором случае рассматриваются два класса адаптивных методов: методы обращения волнового фронта (ОВФ) и методы апертурного зондирования, основанные на максимизации некоторых функционалов, характеризующих качество фокусировки излучения.

В предыдущих разделах главы мы уже касались вопросов оптимизации передачи лазерной энергии (оптимальная фокусировка, амплитудная коррекция, выбор длительности и периода следования импульсов, сканирование пучка). Среди этих программных методов управления параметрами пучка наиболее эффективным является метод фазовой коррекции [7, 8, 30]. Метод априорной фазовой коррекции состоит во введении предскажений фазы с обратным знаком, определенной на основе геометрической оптики в приближении заданного поля.

В [51] показано, что такая коррекция эффективна в случае сканирующих пучков на горизонтальной трассе, когда наведенная тепловая линза расположена вблизи излучающей апертуры. Обобщение этого алгоритма на случай протяженных горизонтальных трасс дано в работе [8]. Исследование эффективности программной фазовой коррекции гауссова пучка на вертикальной трассе проведено в [30]. Установлено, что априорная фазовая коррекция приводит к устранению ветрового смещения пучка и почти полной компенсации дефокусировки, в результате чего максимальная плотность мощности возрастает в 8 раз (оставаясь все же в 2,5 раза ниже дифракционной).

Недокомпенсация, которая имеет место, связана с тем, что атмосфера действует не как фазовый экран, а оказывает распределенное влияние.

Программная фазовая коррекция лазерных пучков на вертикальных трассах приводит к возрастанию оптимальной мощности передатчика.

В то же время для горизонтальных трасс такая коррекция оказывается малоэффективной. Особенно это касается фокусированных пучков, у которых наведенная тепловая линза распределена по трассе.

Наиболее эффективным способом устранения атмосферных искажений лазерных пучков является адаптивное управление амплитудно-фазовым распределением поля на излучающей апертуре с использованием оптической обратной связи. Это управление реализуется с помощью оптических систем, функционирующих по алгоритмам и методам когерентной оптической адаптивной техники. Существенной чертой таких систем является изменение во времени их параметров (а возможно, и алгоритма управления) под воздействием измеряемой информации о состоянии среды и распространяющегося в ней излучения.

К настоящему времени опубликовано большое количество работ, посвященных разработке и исследованию методов и систем адаптивной оптики, а также оценке их эффективности для компенсации тепловых и турбулентных искажений оптических волн в атмосфере. Результаты проведенных исследований систематизированы в обзорах [7, 8, 32] и монографиях [17, 37].

Основные схемы адаптивных оптических систем, перспективных для работы в атмосфере, рассмотрены в [7]. Одним из важных элементов таких систем является устройство воздействия на

волновой фронт. Среди отражающих устройств данного назначения наиболее полно исследованы составные и гибкие зеркала.

ГЛАВА 4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В АЭРОЗОЛЯХ АТМОСФЕРЫ

4.1. Формирование каналов лазерного просветления в водном аэрозоле при регулярных режимах испарения капель

В настоящее время имеется значительное число экспериментальных и теоретических работ по проблеме теплового просветления облачных сред лазерным пучком. Результаты данных исследований систематизированы в монографиях и обзорах [19, 31, 32, 33, 38].

4.1.1. Основные характеристики процесса лазерного просветления аэрозоля

Исследование распространения мощного коллимированного лазерного пучка в водном аэрозоле на основе геометрооптического приближения в условиях слабых рефракционных искажений позволяет получить решения в квадратурах и является, таким образом, эталонной задачей в проблеме теплового просветления жидких аэрозолей. Интенсивность пучка с плоским фазовым фронтом устанавливается из решения нелинейного уравнения переноса

$$\frac{dI(z, \vec{R}, t)}{dz} = -\alpha(I)I \quad (4.1)$$

с граничным условием $I(z=0) = I_0$. Уравнение (4.1) дополняется соотношением связи, обеспечивающим установление вида нелинейного взаимодействия. В данном случае этим соотношением является определение полидисперсного коэффициента ослабления в процессе регулярного испарения частиц. Для аэрозоля, имеющего концентрацию частиц N_0 и спектр начальных радиусов $f_0(a_0)$, мгновенный коэффициент ослабления выражается следующим образом:

$$\alpha(I) = \pi N_0 \int_0^{\infty} f_0(a_0) a^2(a_0, I) K_0(a(a_0, I)) da_0, \quad (4.2)$$

где $K_0(a)$ — фактор эффективности ослабления света каплей с радиусом a .

Текущий радиус капли a определяется из решения соответствующей задачи кинетики испарения. В частности, в приближении

«эффективного» режима испарения капле (см. п. 1.7) задача об испарении сводится к уравнению

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_{\perp} \nabla_{\vec{R}}\right) a = -\gamma(a, I_0) I. \quad (4.3)$$

Уравнение (4.3) записано с учетом того, что в реальных атмосферных условиях происходит ветровой перенос частиц и, таким образом, испарение капле будет осуществляться при их движении через поперечное сечение пучка. В (4.3) \vec{v}_{\perp} — скорость поперечного ветрового потока, $\gamma = \beta_T K_n / 4 \rho_L Q_e$.

Уравнение (4.3) указывает на нелокальный характер нелинейной связи радиуса частиц и, следовательно, коэффициента ослабления с интенсивностью пучка. Решение (4.3) записывается вдоль траектории движения частицы и имеет следующий вид:

$$-\int_{a_0}^a \frac{da}{\gamma(a, I_0)} = \omega(\vec{R}, z, t), \quad (4.4)$$

$$\omega(\vec{R}, z, t) = \int_0^t I(\vec{R} - \vec{v}_{\perp}(t-t'), z, t') dt'. \quad (4.5)$$

Соотношение (4.5) определяет плотность световой энергии в элементарном объеме среды, движущемся в поле постоянной скорости v_{\perp} . В [34] эта функция названа энергетической переменной.

Из (4.4)—(4.5) вытекает важный вывод для проблемы переноса излучения в аэрозольных средах: коэффициент ослабления среды α определяется накапливающимися нелинейными эффектами и характеризуется зависимостью

$$\alpha = \alpha(\omega). \quad (4.6)$$

Зависимость вида (4.6) позволяет построить квадратурные формы для всех основных характеристик процесса. Из (4.1)—(4.6) следует уравнение переноса для энергетической переменной [34]

$$\frac{\partial \omega}{\partial z} = - \int_0^{\omega} \alpha(\omega') d\omega' \quad (4.7)$$

с граничным условием

$$\omega(z=0) = \omega_0 = \int_0^t I_0(\vec{R} - \vec{v}_{\perp}(t-t'), t') dt'. \quad (4.7a)$$

Решение (4.7) в квадратурах имеет вид [34]

$$-\int_{\omega_0}^{\omega} \frac{d\omega'}{\int_0^{\omega'} \alpha(\omega'') d\omega''} = z. \quad (4.8)$$

Мгновенная интенсивность в пучке определяется как

$$I(\vec{R}, z, t) = \partial\omega/\partial t + \vec{v}_{\vec{R}}\omega. \quad (4.9)$$

На основе (4.8) устанавливаются соотношения, характеризующие эффективность просветления.

Определим состояние просветления в точке среды (z, \vec{R}) в момент времени $t = t_{\text{пр}}(\vec{R}, z)$, называемый временем просветления, как реализацию условия $\alpha(\omega)/\alpha_0 = c \ll 1$. Уровень c считается заданным (например, $c = 0,1$). Значение $\omega = \omega_{\text{пр}}$, когда происходит просветление, назовем пороговым. Из (4.8) следует, что скорость точек вдоль трассы распространения, для которых $\omega = \omega_{\text{пр}}$ (скорость фронта просветления), равна

$$v_{\Phi} = \left(\frac{dz}{dt} \right)_{\text{пр}} = \left(\int_0^{\omega_0} \alpha(\omega) d\omega \right)^{-1} \left[I_0(\vec{R}, t) - \vec{v}_{\perp} \int_0^t \nabla_{\vec{R}} I_0 \times \right. \\ \left. \times (\vec{R} - \vec{v}_{\perp}(t - t'), t') dt' \right]. \quad (4.10)$$

Для стационарного источника ($\partial I_0/\partial t = 0$) и неподвижной среды ($\vec{v}_{\perp} = 0$) из (4.10) вытекает факт существования стационарной скорости фронта просветления

$$v_{\Phi}^{\infty} = \left[\left(\frac{dz}{dt} \right)_{\text{пр}} \right]_{t \rightarrow \infty} = I_0(\vec{R}) \left(\int_0^{\infty} \alpha(\omega') d\omega' \right)^{-1}. \quad (4.11)$$

Естественным требованием (4.11) является условие $\int_0^{\infty} \alpha(\omega) d\omega = \text{const}$ или, что то же самое, условие полного испарения капель. При неполном испарении частиц стационарной скорости фронта испарения не существует. Если трассу пересекает ветровой поток, то при времени $t \gg R_0/v_0$, где R_0 — радиус пучка, канал просветления перестает прорастать в глубь облака $\left(\frac{dz}{dt} \right)_{\text{пр}} = 0$, а лишь расширяется вдоль вектора скорости ветра. Для гауссова пучка $I_0 = I^0 \exp(-R^2/R_0^2)$ данное заключение иллюстрируется соотношением, следующим из (4.10):

$$v_{\Phi}(t) = v_{\Phi 0}^{\infty} \exp \left[- \frac{(\vec{R} - \vec{v}_{\perp} t)^2}{R_0^2} \right], \quad (4.12)$$

где $v_{\Phi 0}^{\infty} = I^0 \left(\int_0^{\infty} \alpha(\omega') d\omega' \right)^{-1}$ — стационарная скорость фронта на оси гауссова пучка.

Наряду со скоростью фронта просветления канал просветленного состояния в облаке характеризуется временем создания просветления аэрозоля на заданной дистанции, а также предельной дистанцией просветления, которая может быть реализована коллимированным пучком с заданной энергетикой.

Время просветления аэрозоля на дистанции z находится из уравнения (4.7). Для него справедливо соотношение

$$t_{\text{пр}}(\vec{R}, z) = \frac{\omega_{\text{пр}}}{I_0(\vec{R})} + \frac{z}{v_{\Phi}^{\infty}(\vec{R})}. \quad (4.13)$$

Максимальная дистанция просветления определяется следующим образом:

$$z_{\text{пр}} = (\omega_0 - \omega_{\text{пр}}) \int_0^{\infty} \alpha(\omega) d\omega. \quad (4.14)$$

При экспоненциальной аппроксимации коэффициента ослабления $\alpha(\omega) = \alpha_0 e^{-\beta\omega}$ из (4.8) получается формула, характеризующая распределение энергетической переменной в зоне испарения капель,

$$\omega = \beta^{-1} \ln [(e^{\beta\omega_0} - 1) e^{-\tau_0} + 1], \quad (4.15)$$

где $\tau_0 = \alpha_0 z$ — начальная оптическая толщина замутненной среды.

Соответствующее значение интенсивности

$$I(\vec{R}, z, t) = I_0(\vec{R}, t) [(e^{\tau_0} - 1) e^{-\beta\omega_0} + 1]^{-1}. \quad (4.16)$$

Формула (4.16) получила название формулы Гликлера. Для непрерывного гауссова пучка и направления ветра такого, что $v_{\perp} = v_x = v_0$, граничное значение энергетической переменной

$$\omega_0(\vec{R}, t) = \frac{I^0 \sqrt{\pi} e^{-y^2/R_0^2}}{2v_0} \left\{ \operatorname{erf}\left(\frac{x}{R_0}\right) - \operatorname{erf}\left(\frac{x - v_0 t}{R_0}\right) \right\}. \quad (4.17)$$

Для стационарного канала просветления $t \gg R_0/v_0$

$$\omega_0(\vec{R}) = \frac{1}{v_0} \frac{\sqrt{\pi}}{2} e^{-y^2/R_0^2} \left[\operatorname{erf}\left(\frac{x}{R_0}\right) + 1 \right].$$

При установившемся режиме просветления в условиях ветрового замывания канала заданный уровень прозрачности $T_* = I/I_0$ достигается на дистанции

$$z_{\text{пр}}(\vec{R}) = \alpha_0^{-1} \ln ((T_*^{-1} - 1) e^{\beta\omega_0} + 1). \quad (4.18)$$

4.1.2. Нелинейный коэффициент аэрозольного ослабления

Если известна начальная функция распределения частиц по размерам, то нелинейный коэффициент ослабления α вычисляется путем интегрирования (4.2). Этот путь эффективен, когда задача

испарения капле изучается численно. Если для законов испарения заданы приближенные соотношения, то вычисление α целесообразно производить также по приближенной методике. Среди таких методик наибольшее распространение получили следующие: 1) приближение водности [19, 53]; 2) аппроксимация мгновенной функции распределения γ -распределением с изменяющимися параметрами, расчет полидисперсного коэффициента ослабления с помощью формул Дейрменджана [34]; 3) метод моментов [36].

Если начальный спектр размеров частиц задан γ -распределением, то все методики приводят к следующей аппроксимации полидисперсного коэффициента ослабления:

$$\alpha = \alpha_0 e^{-\beta \omega}. \quad (4.19)$$

В (4.19) β — параметр аппроксимации. В приближении водности, когда факторы эффективности ослабления и поглощения света каплей аппроксимируются линейными функциями от радиуса $K_0 = A_0 a$, $K_n = A_n a$ ($A_0 = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ и $A_n = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ для $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$), параметр β соответственно равен $3\beta_T A_n / 4Q_e$. В методе моментов [36] коэффициенты поглощения α_n и ослабления α_0 полидисперсного аэрозоля выражаются линейной формой мо-

ментов $m_s = \int_0^{\infty} a^s f(a) da$ ($s = 1, 2, \dots$), f — мгновенная функ-

ция распределения испаряющихся капле по размерам. Метод моментов эффективен при исследовании просветления аэрозоля со средним и крупным размером частиц ($a_0 > 5 \text{ мкм}$).

Параметр β зависит от режима испарения капле, спектра размеров частиц $f_0(a_0)$, температуры окружающей среды. В [10] β определен как $\beta^{-1} = t_{oc} I_0$, где t_{oc} — характерное время уменьшения полидисперсного коэффициента ослабления в e раз, для стационарного источника ($\partial I_0 / \partial t = 0$). Для наиболее вероятных параметров начального спектра частиц, заданного γ -распределением, установлено, что для $T_{\infty} = 293 \text{ К}$ и $I_0 = 10^2, 5 \cdot 10^2, 10^3 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ $t_{oc} = 6,2 \cdot 10^{-2}, 1,2 \cdot 10^{-2}, 5,7 \cdot 10^3 \text{ с}$, а для $T_{\infty} = 273 \text{ К}$ соответственно $t_{oc} = 7,7 \cdot 10^{-2}, 1,3 \cdot 10^{-2}, 6,2 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ (см. [6] в гл. 1).

4.1.3. Влияние турбулентного движения среды на прозрачность канала просветления

Прозрачность канала интенсивного светового пучка в облаке в значительной степени определяется ветровым режимом на трассе распространения. Поле скоростей, являясь случайно-неоднородным в пространстве и изменчивым во времени, приводит к флуктуациям плотности световой энергии, поступающей в локальный объем турбулентной среды. Это является источником изменений оптической толщи и прозрачности среды.

При построении модели процесса просветления, учитывающей турбулентный режим замыкания канала, будем исходить из

уравнения для нелинейной оптической толщи аэрозоля. Данное уравнение для коллимированного гауссова пучка и экспоненциального представления нелинейного коэффициента аэрозольного ослабления $\alpha = \alpha_0 \exp \{-\beta\omega\}$ имеет вид [31]:

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + \vec{v}_\perp \nabla_{\vec{R}} \tau = -\beta I_0(\vec{R}, t)(1 - e^{-\tau}) + \int_0^z \frac{\partial \vec{v}_\perp(\vec{R}, z', t)}{\partial z'} \nabla_{\vec{R}} \tau dz'. \quad (4.20)$$

Считается, что справедливы следующие условия: 1) пространственный масштаб изменения поля скорости ветра L_v значительно превышает масштаб экстинкции пучка L_{ext} (размера области, где происходит существенная перестройка нелинейной оптической толщи): $L_v \gg L_{\text{ext}}$; 2) учитываются лишь наиболее крупномасштабные флуктуации искорости ветра, вариации которых на поперечном масштабе пучка незначительны; 3) выполняется гипотеза «замороженности», позволяющая не учитывать временные флуктуации скорости ветра; 4) реализуется режим слабых флуктуаций оптической толщи и прозрачности среды; 5) флуктуации скорости ветра являются гауссовыми.

При справедливости этих условий усредненная прозрачность среды $\langle T_N \rangle = \langle e^{-\tau} \rangle$ определяется из соотношения, являющегося модификацией формулы Гликлера [31]:

$$\langle T_N \rangle = \left[(e^{\tau_0} - 1) e^{-\beta \langle \omega_0(\vec{R}, t) \rangle} + 1 \right]^{-1}, \quad (4.21)$$

где $\langle \omega_0 \rangle$ — средняя по реализациям случайных траекторий (вызванных случайным полем скорости ветра) плотность световой энергии в заданной точке среды:

$$\begin{aligned} \langle \omega_0 \rangle = & (2\pi)^{-1} \int_0^t dt' \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{I_0(\vec{R}', t-t')}{\sigma_\perp^2(z)(t')^2} \times \\ & \times \exp \left\{ -\frac{|\vec{R} - \vec{R}' - \vec{v}_0(z) \cdot t'|^2}{2\sigma_\perp^2(z)(t')^2} \right\} d^2 R'. \end{aligned} \quad (4.22)$$

Здесь $\vec{v}_0(z) = \langle \vec{v}_\perp(z) \rangle$ — среднее по реализациям значение поперечной скорости ветра, $\sigma_\perp^2(z)$ — дисперсия флуктуаций поперечной скорости ветра (в общем случае неоднородные вдоль трассы).

Для гауссова пучка

$$\langle \omega_0 \rangle = \int_0^t \frac{I_0(t-t')}{1 + 2\sigma_\perp^2(z)(t')^2/R_0^2} \exp \left\{ -\frac{[\vec{R} - \vec{v}_0(z) t']^2}{R_0^2 + 2\sigma_\perp^2(z)(t')^2} \right\} dt'. \quad (4.23)$$

Рассмотрение (4.21) с учетом (4.23) позволяет заключить, что в области слабых флуктуаций скорости ветра, когда $v_0/\sigma_\perp \gg 1$,

учитывать неоднородность ветра можно путем соответствующей замены \vec{v}_0 на $\vec{v}_0(z)$ в модели, не учитывающей соответствующей неоднородности. При сильных флуктуациях скорости ветра (когда $v_0/\sigma_{\perp} \ll 1$) для точек на оси пучка при $t \gg R_0/\sigma_{\perp}$ следует

$$I(0, z, t) = I_0 \left\{ (\exp \tau_0 - 1) \exp \left[-\frac{\beta I_0 R_0}{\sigma_{\perp}} \right] + 1 \right\}^{-1}. \quad (4.24)$$

4.1.4. Экспериментальные исследования просветления искусственного тумана

В [10, 19, 34] систематизированы основные физические закономерности радиационного просветления туманов на малой трассе.

В [34] в эксперименте по просветлению искусственного тумана использовался непрерывный CO_2 -лазер с интенсивностью 100—500 Вт·см⁻², диаметром пучка $d=4$ мм. Микроструктура аэрозоля соответствовала средним параметрам реальных туманов. Длина трассы составляла 2,5 м.

В [19] систематизированы результаты экспериментальных исследований по прохождению излучения в испаряющемся искусственном тумане при широком изменении как параметров среды (оптическая толщина, скорость движения, температура, микроструктура аэрозоля), так и излучения (мощности, интенсивности, геометрической расходимости). Интенсивность излучения непрерывных CO_2 -лазеров, используемых в экспериментах, менялась в разных опытах от 15 до 2500 Вт·см⁻². Диаметр пучка составлял 2 см для лазера мощностью 150 Вт и 5 см для лазера мощностью 500 Вт. Коэффициенты ослабления среды варьировались в пределах 0,15—1,2 м⁻¹. Распределение капель по размерам удовлетворительно аппроксимировалось γ -распределением с параметрами, характерными для естественных облаков и туманов. Длина трассы достигала 15 м. Скорость движения среды, имитирующего ветровой снос, изменялась в пределах 0—10 м·с⁻¹.

В [10] приведены результаты цикла экспериментов по просветлению искусственных туманов в неподвижных средах. Интенсивность силового пучка CO_2 -лазера достигала 8—800 Вт·см⁻². Диаметр пучка варьировался в пределах 46—12 мм. Параметры аэрозоля соответствовали типичным параметрам естественных туманов.

На основании большого количества экспериментальных данных можно установить следующую физическую картину просветления туманов на малых трассах излучением непрерывных CO_2 -лазеров.

В неподвижной капельно-жидкой среде процесс просветления полностью характеризуется временем просветления аэрозоля до заданного уровня прозрачности. Это время зависит от оптической плотности тумана при фиксированной интенсивности пучка,

возрастает при увеличении коэффициента ослабления среды с уменьшением температуры среды [10, 19]. Изменение микро-структуры аэрозоля в пределах, соответствующих ее изменению в реальных туманах, не вызывает значительных изменений во времени просветления [10]. При фиксированных параметрах среды время просветления водного аэрозоля обратно пропорционально интенсивности воздействующего пучка.

При отсутствии ветрового замывания канала уровень прозрачности в среде, установившийся при испарении капель, с течением времени уменьшается, стремясь к стационарному значению, определяемому автоконвекцией. Конвективное движение среды обусловлено нагревом воздуха за счет теплоотдачи от испаряющихся капель. В частности, при просветлении среды на трассе 15 м CO_2 -лазером с $P_0=700$ Вт, $d=4,6$ см эксперименты указывают на развитие в канале скорости конвективных потоков до $4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ [19].

При наличии регулярного ветрового замывания среды формируется стационарный режим просветления, обусловленный балансом вносимых ветром в канал частиц и их испарением в активной зоне пучка [19, 34].

При установившемся режиме степень просветления $\bar{\Delta\tau} = (\tau_0 - \tau) / \tau_0$ определяется параметрами источника (интенсивностью, расходимостью) и среды (оптическая толщина, температура, скорость движения).

В экспериментах установлено, что степень просветления возрастает с увеличением интенсивности пучка, уменьшается с ростом расходимости силового источника и увеличения скорости ветра на трассе. С уменьшением температуры среды происходит падение степени просветления аэрозоля при прочих равных условиях эксперимента, что связано с большими потерями энергии лазерного излучения на нагрев среды для данного случая.

Экспериментальные исследования показали, что интенсивность узкого зондирующего пучка в канале воздействия претерпевает флуктуации, связанные с неоднородностью тумана, рефракцион-

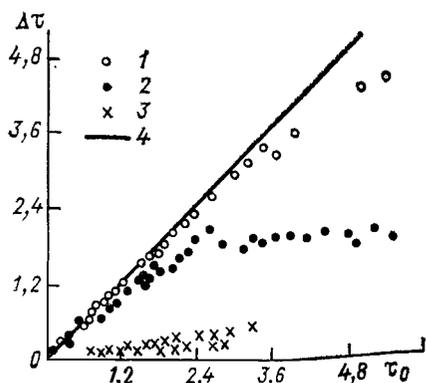


Рис. 4.1. Зависимость просветленной оптической толщины водного тумана $\Delta\tau$ от начальной τ_0 при различных условиях взаимодействия мощного излучения CO_2 -лазера ($\lambda=10,6$ мкм) с аэрозолем.

- 1) $I_0=485 \text{ Вт} \cdot \text{см}^2$; $R_0=2,25 \text{ см}$, $v_0=0$, $z=500 \text{ см}$;
- 2) $I_0=211 \text{ Вт} \cdot \text{см}^2$, $R_0=2,25 \text{ см}$, $v_0 \approx 0$, $z=500 \text{ см}$;
- 3) $I_0=211 \text{ Вт} \cdot \text{см}^2$, $R_0=0,4 \text{ см}$, $v_0 \approx 70 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, $z=250 \text{ см}$;
- 4) граница полного просветления тумана.

ными эффектами, неустойчивостью автоконвекции в канале [19]. Типичные результаты экспериментального исследования просветления искусственного тумана показаны на рис. 4.1. Экспериментальные данные о просветлении тумана на натурной трассе приведены в монографии [31].

Экспериментальные исследования, результаты которых приведены в [19], показали, что среда распространения для излучения видимого диапазона длин волн в переохлажденных капельных либо в кристаллических искусственных туманах под действием интенсивного CO_2 -лазера значительно замутняется. Этот эффект обусловлен образованием мелкодисперсной фракции вследствие вторичной конденсации пара.

4.2. Распространение лазерных пучков на трассах, содержащих водный аэрозоль, в условиях регулярных режимов испарения капель

Задачи о распространении лазерных пучков на трассах, содержащих слои аэрозоля и, в частности, водного аэрозоля (облака, туман, влажная дымка), относятся к числу задач атмосферной нелинейной оптики, в которых ярко выражена неаддитивность влияния различных факторов (просветление, нелинейная рефракция, дифракция) на ход процесса.

В канале пучка мощного лазерного излучения в водном аэрозоле формируется поле комплексной диэлектрической проницаемости с компонентами:

$$\hat{\epsilon} = \tilde{\epsilon}_g + \tilde{\epsilon}_a + i\alpha_a/k + i\alpha_g/k, \quad (4.25)$$

где $\tilde{\epsilon}_g = -\frac{1}{\epsilon_0} \left| \frac{\partial \epsilon}{\partial T} \right| \tilde{T}_g$ — возмущение диэлектрической проницаемости, связанное с нагревом газовой среды лазерным пучком;

$\tilde{T}_g = T_g - T_\infty$; T_g — температура нагрева, $\tilde{\epsilon}_a$ — возмущение, вызванное теплотерями капель при их испарении, α_a — коэффициент аэрозольного ослабления, α_g — коэффициент газового поглощения.

В (5.25) не учтены слагаемые, обусловленные флуктуациями диэлектрической проницаемости за счет турбулентности атмосферы, эффектами ореольного рассеяния, эффективной комплексной диэлектрической проницаемости самих частиц, поскольку, как показано в [31], их вклад в процесс для большинства практически важных случаев несуществен.

Для достаточно широких пучков, когда можно пренебречь температуропроводностью и диффузией на поперечном масштабе пучка $L_R (t \ll L_R^2/k_g, L_R^2/D_n)$, компоненты комплексной диэлектрической проницаемости связываются с мгновенной плотностью световой

энергии в локальном объеме среды ω следующим образом [31]:

$$\begin{aligned}\tilde{\varepsilon}_g &= -\frac{1}{\varepsilon_0} \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right| \frac{\alpha_g(z)}{c_p \rho_g(z)} \omega(x, y, z, t); \\ \tilde{\varepsilon}_a &= -|\tilde{\varepsilon}_m| (1 - e^{-\beta \omega(x, y, z, t)}); \\ \alpha &= \alpha_0 e^{-\beta \omega(x, y, z, t)}; \\ \omega(x, y, z, t) &= \int_0^t I(\vec{R} - \vec{v}_0(z)(t-t'), z, t') dt'.\end{aligned}\quad (4.26)$$

В (4.26) отражена зависимость всех метеопараметров и коэффициента газового поглощения от точки положения на трассе.

Значения коэффициентов $|\tilde{\varepsilon}_m|$, β , определяющих компоненты $\tilde{\varepsilon}_a$, α , обусловленные эффектом испарения капель, зависят от характерной интенсивности лазерного излучения на трассе, параметров микроструктуры аэрозоля, температуры окружающей среды. Значения $|\tilde{\varepsilon}_m|$ и α_0 удобно связывать с начальной водностью через коэффициенты соответствия: $|\tilde{\varepsilon}_m| = K_\varepsilon q_0$, $\alpha_0 = K_\alpha q_0$. Для наиболее вероятных параметров облаков и туманов при $\lambda = 10,6$ мкм $K_\alpha = 10^8$ км⁻¹·см³·г⁻¹. При $T_\infty = 293$ К, $\beta_T = 0,7$, $K_\varepsilon = 1,6$ г⁻¹·см³, $\beta = 0,14$ Дж⁻¹·см² [31].

Распространение когерентного лазерного пучка определяется из решения уравнения квазиоптики, дополненного соотношением связи (4.25). Для частично когерентных пучков в задачах светорассеяния необходимо использовать нелинейное уравнение переноса яркости (см. п. 3.5). Отметим, что метод уравнения переноса эффективен для многих практически важных задач атмосферной нелинейной оптики.

Приближенные решения уравнения переноса были получены в [27—29] и использовались для анализа влияния многофакторности процесса на создание просветленного канала в облачной среде. Установлено, что для практически важных задач проявление эффектов нелинейной рефракции обусловлено действием тепловой линзы, образованной за счет нагрева воздуха при молекулярном поглощении лазерного излучения и сосредоточенной в области пучка, где отсутствуют капли (просветленная зона, область распространения до аэрозольного слоя).

Численное решение уравнения квазиоптики для различных параметров процесса проводилось в [2, 22, 25]. В [2] исследовалось влияние ветровой рефракции пучка на структуру решения, описывающего просветление. Расчеты [2] указывают на наличие слабого расщепления пучка в наветренной стороне канала ввиду нелинейной рефракции. В [22] исследовалась просветляющая способность лазерного луча в присутствии тепловых искажений. Установлено, что для широких пучков роль тепловых искажений, обусловленных испаряющимися каплями, мала. В [25] получено, что при определенных условиях в зоне просветления может наб-

людаться рост пиковой интенсивности. Данный эффект связывается с дифракцией световой волны на мягкой диафрагме, распределенной вдоль оси пучка, каковой является канал просветления.

Экспериментально эффект дефокусировки гауссова пучка CO_2 -лазера ($P=10$ Вт) в тумане наблюдался в [21]. Диаметр пучка по уровню 0,5 составлял 3,2 мм на входе в камеру искусственного тумана (длина 154 см) и 7,5 мм на расстоянии 1,65 м от выходного отверстия камеры. В [8] исследовались смещения зондирующего пучка He—Ne-лазера с радиусом $R_0=4$ мм, проходящего практически соосно с силовым пучком CO_2 -лазера ($P=800$ Вт, $R_0=2,3$ см) через искусственный туман на трассе 4 м. Скорость регулярного движения среды составляла 5—50 $\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$. Важным выводом работы явилось установление факта экстремального поведения смещения пучка с ростом энергетического параметра и наличия насыщения отклонения при увеличении коэффициента ослабления тумана.

В практически важных задачах распространения лазерного пучка на сложных трассах типа подоблачный слой — облако, просветленная зона — непросветленный слой канала пучка и т. п. удается построить приближенные соотношения для эффективной интенсивности пучка. Такая возможность реализуется для случая, когда аэрозольная среда является плотной: $\alpha_0^{-1} \ll \min(L_N, L_d)$, где L_N — длина нелинейной рефракции в аэрозоле, и в зоне взаимодействия с каплями пучок не претерпевает изменений за счет расходимости. Рассмотрим трассу, разделенную плоскостью z_0 на газовую среду $z < z_0$ и капельный аэрозоль $z > z_0$. Эффективная интенсивность пучка определяется согласно п. 3.1 следующим образом:

$$I_e(z) = I_e(z_0) \frac{P(z)}{P(z_0)},$$

$$I_e(z_0) = P(0)/\pi [R_e^2(z_0) - R_e^2(z_0)]. \quad (4.27)$$

Значение $I_e(z_0)$ на границе слоя считается известным. Для расчета отношения $P(z)/P(z_0)$, представляющего собой закон затухания мощности интенсивного пучка в облаке, воспользуемся результатами теории переноса коллимированных пучков в испаряющейся капельной среде (см. п. 4.1). Рассмотрим непрерывное излучение в движущейся среде с постоянной поперечной к пучку скоростью v_0 .

Мощность пучка в облаке подчинена уравнению закона сохранения

$$\frac{\partial P}{\partial z} = - \iint_{-\infty}^{\infty} \alpha(I) I dx dy = -\alpha_0 \iint_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z) \times$$

$$\times e^{-\beta \int_{-\infty}^x \frac{dx'}{v_0}} I(x', y, z) dx dy \quad (4.28)$$

с граничным условием $P(z) = P(z_0)$ при $z = z_0$.

Поскольку

$$P(z) = \iint_{-\infty}^{\infty} I(x, y, z) dx dy = v_0 \int_{-\infty}^{\infty} w(\infty, y, z) dy,$$

где

$$w = \int_{-\infty}^x I(x', y, z) dx' / v_0$$

— плотность энергии в точке движущейся капельной среды, то для вычисления $P(z)$ достаточно найти закон изменения плотности энергии в облаке. Он устанавливается из формулы Гликлера (см. п. 4.1).

Можно считать, что

$$I(x, y, z) = I(x, 0, z) \exp\{-y^2/R_0^2 g_y(z)\},$$

g_y — эффективная безразмерная ширина пучка вдоль оси y . Тогда

$$P(z) = \sqrt{\pi} R_0 v_0 \sqrt{g_y} w(\infty, 0, z).$$

В [22] функция $w(\infty, 0, z) v_0 = \Phi(z)$ названа просветляющей способностью пучка, поскольку она определяет максимальную глубину просветления при заданной энергетике пучка.

Таким образом, для эффективной интенсивности пучка внутри облака можно записать

$$I_e(z) = \frac{\sqrt{\pi} R_0 \sqrt{g_y} v_0}{\beta P(z_0)} \ln \{ \exp(-\alpha_s(z - z_0) - 1) \times \\ \times \exp\{-\beta P(z_0)/(\sqrt{\pi} R_0 \sqrt{g_y} v_0)\} + 1 \}. \quad (4.29)$$

Соотношение (4.29) указывает на то, что эффективная интенсивность оценивает максимально возможную степень просветления излучения заданной мощности в оптически плотном облаке с учетом всех факторов искажения в подоблачном слое.

На рис. 4.2 и 4.3 приведены результаты численного решения параболического уравнения для коллимированного гауссова пучка с радиусом $R_0 = 50$ см и начальной просветляющей способностью $\Phi_0 = 9 \cdot 10^4$ Вт·см⁻¹ [22]. Параметр нелинейности в подоблачном слое $e(0) = L_T(0)/kR_0^2$, где

$$L_T(z) = \left[2R_0 c_p \rho_s(z) v(z) \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right| \alpha_g(z) I_0 \right]^{1/2}$$

— длина тепловой рефракции, изменялся от $1,48 \cdot 10^6 \sqrt{R_0/I_0}$ до $3,45 \cdot 10^5 \sqrt{R_0/I_0}$ для моделей зимней и летней атмосферы соответственно. Для облака существенны длина нелинейности $L_T =$

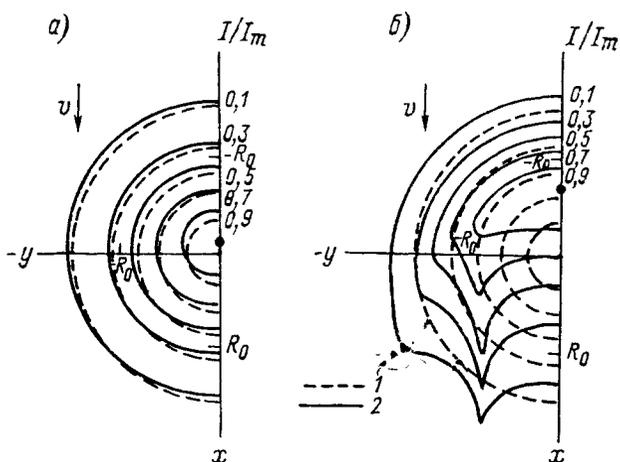


Рис. 4.2. Изолинии интенсивности I/I_m в поперечном сечении пучка на уровнях $z_0=0$ (1) и $z_0=1$ км (2).

а) модель зимней атмосферы: $e(0)=0,022$, $L_T(0)=3,3$ км; б) модель летней атмосферы: $e(0)=0,0052$, $L_T(0)=0,71$ км.

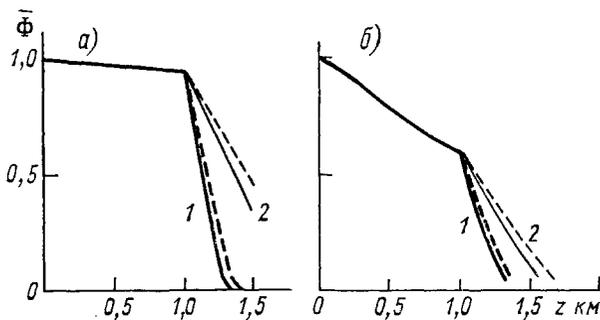


Рис. 4.3. Изменение просветляющей способности при просветлении облачной среды с земной поверхности.

а) модель зимней атмосферы: $T_0=253$ К, $q=0,2$ г·м⁻³ при $v_0=10$ м·с⁻¹, $e(z_0)=0,0375$, $L_T(z_0)=5,5$ км (1) и $v_0=5$ м·с⁻¹, $e(z_0)=0,0265$, $L_T(z_0)=3,9$ км (2); б) модель летней атмосферы: $T_0=273$ К, $q=0,2$ г·м⁻³ при $v_0=10$ м·с⁻¹, $e(z_0)=0,0176$, $L_T(z_0)=2,6$ км (1), $v_0=5$ м·с⁻¹, $e(z_0)=0,0125$, $L_T(z_0)=1,85$ км (2).

$= R_0 \left(\frac{1}{2} \left| \frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right| \tilde{T}_m \right)^{1/2} (\tilde{T}_m - \text{максимальное изменение температуры за счет нагрева воздуха испаряющимися каплями}),$ а также характерная длина $L_T(z_0)$.

Рисунок 4.2 иллюстрирует распределение интенсивности в поперечном сечении пучка на нижней границе облачного слоя ($z_0 = 1$ км). При распространении в подоблачном слое пучок смещается навстречу ветру и уширяется вдоль оси y . В летней атмосфере указанные тенденции проявляются сильнее.

На рис. 4.3 сплошными кривыми показано изменение просветляющей способности пучка с высотой. Уменьшение Φ в подоблачной атмосфере вызывается тепловым уширением пучка. На высоте 1 км в летней атмосфере это уменьшение составляет 40 %. В облаке Φ уменьшается за счет аэрозольного ослабления, и пучок проникает в облако на глубину не более 0,5—0,6 км. Изменение просветляющей способности в облачном слое летом происходит медленнее, чем зимой, что связано с более низкой температурой облаков в зимнее время и, следовательно, более низким КПД процесса испарения капель. Пунктирными кривыми на рис. 4.3 показаны высотные зависимости Φ в облачном слое, найденные по формуле Гликлера. Значения величины $\Phi(z_0)$ брались из численных расчетов. Разница между приближенным решением и точным невелика (не превышает 15 %), и, таким образом, уменьшение Φ в облаке вызвано главным образом ветровым замыванием просветленной области, а не искажениями пучка.

4.3. Распространение лазерного излучения в условиях взрывного разрушения поглощающих частиц водного аэрозоля

4.3.1. Режимы взрыва

Взрыв поглощающей капли является процессом интегрального проявления кинетических и динамических эффектов, сопровождающих стимулированные лазерным нагревом фазовые переходы жидкости внутри объема частицы. Существование режимов взрыва следует из факта многообразия процессов, протекающих в жидкости при ее быстром нагреве. Режим взрыва также зависит и от однородности осуществления фазового перехода внутри капли. Последнее обстоятельство определяется поглощательной способностью частицы и пространственным распределением зон тепловыделения внутри ее объема. За интегральный критерий, характеризующий режим взрыва капли, целесообразно принять степень ее испарения в момент взрыва:

$$X_{вз} = M_{II} / M_0, \quad (4.30)$$

где M_{II} — масса пара, образовавшегося в результате взрывного вскипания, M_0 — начальная масса капли. На существование раз-

личной степени испарения при взрыве капель указывают многочисленные эксперименты (см. обзоры [10, 19, 31]). Этот факт может быть установлен и на основе общих термодинамических соотношений.

Если весь объем изотропно поглощающей капли находится в метастабильной области состояния вещества, то максимальная степень испарения при нормальном давлении определится избытком теплозапаса капли по отношению к равновесному состоянию, определяемому кривой насыщения [46]:

$$X_c = \frac{H_c - H_v}{Q_e(T_v)}. \quad (4.31)$$

Здесь H_c и H_v — значение энтальпии на спинодали и при температуре кипения T_v соответственно, $Q_e(T_v)$ — удельная теплота парообразования в точке кипения. Из (4.31) следует, что $X_c = 0,4$. Когда области энерговыделения в частице составляют небольшую долю от ее общей массы, то всегда, независимо от типа фазового перехода в этих нагретых областях, при взрыве капли будет реализовываться малая интегральная степень испарения. Наконец, возможен и такой случай, когда за время действия импульса в капле за счет диссипации световой энергии выделяется теплота, не меньшая удвоенной теплоты испарения, а размер частицы не успевает существенно измениться. В этой ситуации реализуется непрерывный (однофазовый) переход жидкости в пар, минуя область двухфазовых состояний [31]. При таком закритическом взрыве степень испарения достигает максимально возможного значения и равна 1.

Режимы взрыва капель, для которых $X_{вз} \ll 1$ и $X_{вз} \approx 1$, в наибольшей степени исследованы и получили наименования соответственно фрагментация (дробление) и газодинамический взрыв [29]. Модель газодинамического взрыва, а также обзор работ по взрыву-фрагментации подробно рассматривались в монографии [31]. В дальнейшем мы будем использовать терминологию, определяющую взрывы не по динамическим признакам, а по характеру протекания фазового перехода в веществе капли, называя взрыв при $X_{вз} < 1$ фазовым [46], а при $X_{вз} \approx 1$ закритическим [29].

4.3.2. Теоретическая модель фазового взрыва изотропно поглощающей капли в интенсивном световом поле

Построение модели взрыва предполагает установление связи между параметрами лазерного излучения, параметрами вещества капли, ее размером и динамическими характеристиками процесса K последним в зависимости от требований задачи могут быть отнесены: временной интервал взрыва, характерные скорости разлета, дисперсный состав продуктов взрыва, степень испарения вещества при взрыве.

Взрывной механизм испарения капли связан с ростом флуктуационных зародышей паровой фазы в перегретой метастабильной жидкости при достижении в ней температуры, близкой к температуре абсолютной неустойчивости вещества [54]. Появление новых центров кипения, а также рост уже образовавшихся паровых пузырей приводят к разрушению частицы. При построении обсуждаемой модели взрыва главным принципом являлось выделение основных признаков процесса, по которым возможно провести сравнение теоретических расчетов с экспериментом, с целью дополнения теоретических результатов экспериментальными данными.

Для взрывного вскипания характерными признаками процесса являются время взрыва, измеренное в эксперименте, например, по резкому изменению прозрачности малого объема, содержащего капли, и степень испарения частиц в момент их взрыва. Поскольку эти величины удастся рассчитать и теоретически, то возникает возможность построения полуэмпирической модели фазового взрыва.

Определим время взрыва капли $t_{вз}$ как время с начала нагрева, в течение которого реализуется степень взрывного испарения $X_{вз}$. Физически это время соответствует времени распада капли на парокапельную смесь с момента начала нагрева. Время взрыва может быть найдено из соотношения

$$\int_0^{t_{вз}} dt' \int_{V_L(t')} J(t', T(\vec{r})) m_{п}(t_{вз} - t') dV = X_{вз} M_0, \quad (4.32)$$

где $m_{п}$ — масса пара в пузыре, V_L — объем метастабильной жидкости, J — скорость гомогенной нуклеации. Предполагается, что степень испарения капли в момент взрыва $X_{вз}$ известна.

Соотношение (4.32) отражает факт генерации паровой фазы в капле как за счет появления паровых центров (критических зародышей новой фазы), так и за счет испарения жидкости в расширяющиеся макроскопические пузыри, появившиеся с начала кипения.

По значению $t_{вз}$ можно определить важные характеристики процесса: температуру центра капли в момент взрыва ($T_{вз}^u$) и число пузырей, образовавшихся к моменту взрыва ($N_{пв} =$

$$= \int_0^{t_{вз}} J(t) dt). \text{ В свою очередь по температуре } T_{вз}^u \text{ и времени } t_{вз}$$

устанавливаются пороговые характеристики лазерного излучения, в поле которого находится капля, обеспечивающие ее взрыв.

Параметр $N_{пв}$ является необходимым при рассмотрении вопроса о дисперсности конденсированной фазы продуктов разрушения. Действительно, если возникает одна или несколько пузырей, то вследствие их роста капля трансформируется в сферу с оболочкой определенной толщины, содержащую внутри себя пар. При определенных условиях возникает неустойчивость оболочки [35] и она распадается. Размер осколка соответствует амплитуде возмущения, разрушившего поверхность. Спектр размеров частиц будет близок к монодисперсному.

В противоположном случае, когда $N_{пв} \gg 1$, распад капли является следствием неустойчивости фронтов испарения жидкости между растущими пузырями, а также пузырями и поверхностью. При $N_{пв} \gg 1$ естественно связывать число и размеры пузырей с числом и размерами вторичных капель, образованных при взрывном распаде. Если считать, что средний размер «осколка» капли \bar{a}_k совпадает со средним размером пузыря $\bar{r}_{пв}$ в момент взрыва, то число вторичных частиц N_k будет связано с числом пузырей соотношением

$$N_k = N_{пв} \rho_n (1 - X_{вз}) / \rho_L X_{вз}.$$

Очевидно, что и в этом случае спектр размеров образовавшихся при взрыве частиц также близок к монодисперсному. В промежуточной области значений $N_n > 1$ характер распада содержит в себе черты обоих асимптотических случаев и спектр размеров частиц будет полидисперсным.

Из (4.32) следует, что необходимо знать пространственно-временное распределение температуры внутри капли, закон изменения массы пара в пузыре, степень испарения при взрыве. Все эти факторы процесса находятся из решения самостоятельных задач.

Пространственно-временное распределение температуры внутри капли, изотропно нагреваемой мощным лазерным излучением, определяется из решения уравнения температуропроводности

$$\frac{\partial T(r, t)}{\partial t} = \chi_L \Delta_r T + \frac{3K_n I(t)}{4c_p \rho_L a}. \quad (4.33)$$

Краевые условия заданы следующим образом [48]:
начальное условие

$$T(r; 0) = T_0 = T_\infty, \quad (4.34)$$

граничное условие

$$\chi_L \frac{\partial T}{\partial r} = -\rho_L Q_e (T_{пов}) \frac{da}{dt} \quad \text{при } r = a(t). \quad (4.35)$$

Закон испарения капли определен уравнением

$$\frac{da}{dt} = -C \exp\left(-\frac{\rho_L Q_e}{N_1 k_B T_{пов}}\right); \quad a(0) = a_0. \quad (4.36)$$

Граничные условия (4.35) записаны с учетом того, что в предвзрывном режиме нагрева капли тепловые потери за счет поверхностного испарения превышают потери за счет теплопроводности с воздухом. Соотношение (4.36) означает, что капля испаряется в газокинетическом режиме, что также имеет место при высоких интенсивностях излучения [48]. В (4.36) $T_{\text{пов}}$ — температура поверхности капли, N_1 — концентрация молекул в жидкости, $C = 3 \cdot 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ при коэффициенте конденсации $\alpha_k = 0,03$, $C = 6 \cdot 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ при $\alpha_k = 1$.

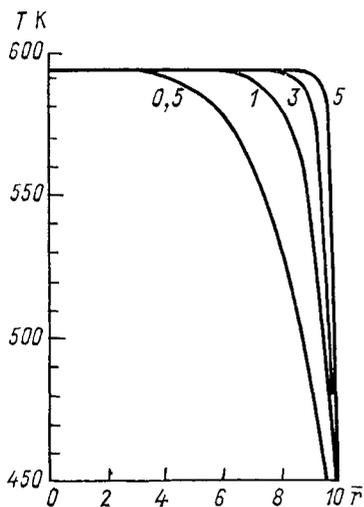


Рис. 4.4. Радиальное распределение температуры внутри водной капли к моменту ее взрыва при $I_{\text{max}} = 2 \cdot 10^7 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$, $n = 6$, $t_0 = 10^{-7} \text{ с}$ и при различных значениях начального размера капель (цифры у кривых).

Решение задачи (4.33) — (4.36) осуществлялось численным путем посредством аппроксимации исходных уравнений экономичной абсолютно устойчивой разностной схемой [50, 56]. При расчете использовались аппроксимационные соотношения для термодинамических функций в метастабильной области в виде, использованном в [48], а для показателя поглощения была применена формула $\kappa = \kappa_0 (\rho_L / \rho_{L0})^2$ [59]. Форма лазерного импульса задавалась трехпараметрической зависимостью

$$I(t) = \begin{cases} I_{\text{max}} t / t_0, & t \leq t_0; \\ I_{\text{max}} \exp \{ -(t - t_0) / nt_0 \}, & t > t_0, \end{cases}$$

где I_{max} , t_0 , n — параметры.

Результаты численных расчетов температуры внутри капли иллюстрируются рис. 4.4.

Анализ численных данных позволил заключить, что температурное поле внутри капли с высокой точностью аппроксимируется функцией

$$T(\bar{r}, t) = T(\bar{r} = 0, t) \exp \{ -a_1(t) \bar{r}^{a_2(t)} \},$$

где $\bar{r}=r/a$, a_1, a_2 — параметры. Так, например, для $I_{\max} = 2 \cdot 10^7$ Вт·см⁻², $t_0=10^{-7}$ с, $n=6$ при $t=t_{\text{вз}}=10^{-7}$ с и $r_0=1, 3, 5$ мкм $a_1=1,33, 1,35, 1,38, a_2=16, 40, 60$ соответственно.

Процесс генерации пара при взрывном вскипании определяется скоростью появления центров кипения, а также массой пара в каждом растущем макроскопическом пузыре:

$$m_{\text{п}}(t) = \frac{4}{3} \pi r_{\text{п}}^3(t) \rho_{\text{п}}(t),$$

где $r_{\text{п}}$ — радиус, $\rho_{\text{п}}$ — плотность пара в пузыре.

Радиус пузыря находится из решения гидродинамической задачи расширения паровой сферы в несжимаемой жидкости внутри капли. Постановка и численное решение такого типа задач проводилось в [10, 45], где рассматривалась модель роста одиночного пузыря из центра капли. Установлено, что при перегревах, близких к спинодали, средняя скорость такого пузыря на начальном этапе достигает $v_{\text{п}} \approx 30 \div 40$ м·с⁻¹ и его радиус $r_{\text{п}} = v_{\text{п}} t$. Приближение Рэлея [54] дает значение скорости $v_{\text{п}} \approx 10^2$ м/с. В [45] показано, что при достижении пузырем границы капли степень испарения соответствовала $X_{\text{вз}} \leq 0,1$.

Для оценки степени испарения $X_{\text{вз}}$ при взрыве примем следующую модель, считая, что $X_{\text{вз}}$ определяется теплоспасом капли до взрыва. При П-образном профиле температуры, согласно (4.31) $X_{\text{вз}}=0,4$. При куполообразном профиле температуры внутри капли, связанном с эффектами теплопроводности и испарения с поверхности, за оценку степени испарения в момент взрыва принимается величина

$$X_{\text{вз}} = 4\pi\rho_L \int_0^{a(t_{\text{вз}})} c_p(T)(T(r, t_{\text{вз}}) - T_B) r^2 dr / M'_0 Q_e(T_B),$$

где M'_0 — масса капли к моменту ее взрыва.

Если известны законы изменения $T(r, t)$, $m_{\text{п}}$ и J , можно вычислить интеграл в (4.32). Для скорости гомогенной нуклеации используем представление [54]:

$$J(t, T(t)) = A \exp[b(T)],$$

$$b(T) = \left[b_1 - \frac{b_2}{b_3} \exp(-b_3 T) \right],$$

где $A=1$ м⁻³·с⁻¹, при $p_0=1$ бар $b_1=97,4$ К⁻¹, $b_2=2,15 \cdot 10^{18}$ К⁻¹, $b_3=7,02 \cdot 10^{-2}$ К⁻¹.

Вычисление интеграла в левой части (4.32) методом Лапласа приводит соответствующее уравнение к виду

$$J(T(0, t_{\text{вз}})) \gamma(3/a_2(t_{\text{вз}}); y(t_{\text{вз}})) [y(t_{\text{вз}})]^{-3/a_2(t_{\text{вз}})} [z(t_{\text{вз}})]^{-4} =$$

$$= \frac{X_{\text{вз}} \rho_L a_2(t_{\text{вз}})}{24\pi \rho_{\text{п}}(T_{\text{вз}}) v_{\text{п}}^3}, \quad (4.37)$$

где

$$y(t_{вз}) = T(0, t_{вз}) \frac{\partial b(T(0, t_{вз}))}{\partial t} \ln(a_1(t_{вз})),$$

$$z(t_{вз}) = \frac{\partial b(T(0, t_{вз}))}{\partial T} \frac{\partial T(0, t_{вз})}{\partial t},$$

$\gamma(\alpha, \beta)$ — неполная гамма-функция.

Решение уравнения (4.37) осуществлялось численно совместно с системой уравнений для температуры капли. Для скорости роста паровых пузырей использовались данные работ [45, 54]. Резуль-

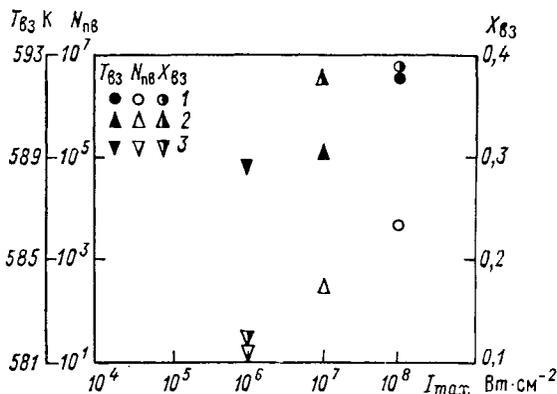


Рис. 4.5. Температура взрыва, степень испарения и число образовавшихся паровых пузырей в капле к моменту взрыва в зависимости от пиковой интенсивности импульса при $n=2$ и при t_0 , равном 50 нс (1), 200 нс (2), 2 мкс (3).

таты расчетов $t_{вз}$ будут приведены в п. 4.3.3 при сравнении с экспериментальными данными.

Рассмотрим полученную информацию о параметрах $T_{вз}$, $N_{пв}$, $\chi_{вз}$. На рис. 4.5 приведены соответствующие параметры в зависимости от пиковой интенсивности импульса при различной крутизне его переднего фронта. Количественные данные рис. 4.5 дают важные представления о характере процесса. Из расчетов следует вывод о связи характера разрушения капли со скоростью ввода в вещество световой энергии и степенью испарения при взрыве. При больших скоростях закачки энергии в каплю реализуется наибольшее число пузырей, температура капли практически однородна по объему и приближается к температуре спинодали, степень испарения близка к максимальной. В противоположном случае, когда скорость ввода энергии относительно низка, имеют место малое количество пузырей и небольшая степень взрывного испарения.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что дисперсность конденсированной фракции продуктов взрыва, их фазовый состав существенно зависят от скорости ввода в каплю световой энергии.

Эту скорость можно охарактеризовать параметром $g=I_{\max}/t_0$. Очевидно, что от этого параметра будет зависеть и оптическая картина последствий взрывного испарения капель.

Важен вопрос о порогах взрывного разрушения. Для изотропно поглощающей капли он определяется из условия достижения ее центром температуры взрывного вскипания. Количественные решения указанной задачи для случаев непрерывного излучения и прямоугольного импульса даны в [1, 23, 24]. Исследования порогов взрыва для профилированных импульсов проводились в [48]. Там же систематизированы обширные данные численных

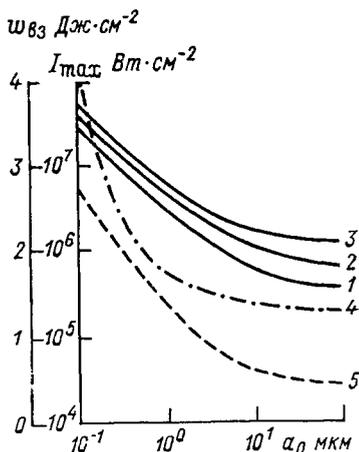


Рис. 4.6. Пороговые значения интенсивности (1—3) и плотности энергии излучения (4) для взрыва капель в зависимости от их размера при t_0 , равном $3 \cdot 10^{-7}$ с (1), 10^{-7} с (2), $5 \cdot 10^{-8}$ с (3) и при $n=6$; 5 — пороговая интенсивность взрыва для непрерывного излучения.

экспериментов по порогам взрыва для диапазонов размеров частиц 7—30 мкм и интенсивностей излучения 10^5 — $2,5 \cdot 10^6$ Вт·см⁻².

На рис. 4.6 представлены пороговые значения пиковой интенсивности и плотности энергии импульса в зависимости от радиуса капель для различных импульсов. Эти зависимости получены на основе анализа результатов численных расчетов аналогичных, представленным на рис. 4.4 температурного поля внутри капли по условию достижения в ее центре температуры взрывного вскипания. Расчеты указывают на слабую зависимость пороговой

плотности энергии $w_{\text{п}} = \int_0^{t_{\text{вз}}} I(t') dt'$ от радиуса капель для всего

практически важного диапазона их радиусов. Пороги для пиковой интенсивности импульсов существенно зависят от радиусов капель, но в отличие от квазистационарного режима нагрева, когда порог взрыва определяется лишь мгновенной интенсивностью I , для импульсов порог достижения температуры взрыва зависит от всех его параметров. Причем для каждого импульса реализуется «свой» порог взрыва.

В результате взрывного сипания капли образуется парокапельная смесь, давление и температура в которой превышают свои равновесные значения, что приводит к ее последующему газодинамическому расширению.

Движение смеси будем рассматривать на основе односкоростной модели ее компонент. Это приближение хорошо описывает динамику конденсированных частиц в паре с размерами не более 0,3 мкм.

Математическая постановка задачи включает в себя уравнения газодинамики одномерного движения, начальные и граничные условия.

В лагранжевой формулировке система одномерных уравнений газовой динамики имеет следующий вид [49]:

$$V = \left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2 \frac{\partial r}{\partial \Lambda}, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -\left(\frac{r}{\Lambda}\right)^2 \frac{\partial p}{\partial \Lambda}, \quad \frac{\partial r}{\partial t} = v,$$

$$\frac{dU}{dt} = -p \frac{dV}{dt}, \quad p = p(U, V). \quad (4.38)$$

Здесь r — эйлерова координата,

$$\Lambda = \left(3 \int_0^{r \leq r_1} \rho(r, t=0) r^2 dr \right)^{1/3}$$

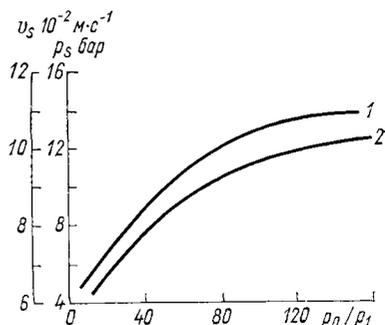
— лагранжева координата, r_1 — граница рассматриваемой области, $\Lambda_0 = \rho_0^{1/3} r_c(0)$ — лагранжева координата границы продуктов взрыва. Начальные условия: $p = p_0$, $V = V_0$ при $\Lambda \leq \Lambda_0$; $p = p_1$, $V = V_1$ при $\Lambda > \Lambda_0$. Граничное условие $\Lambda = 0$, $v = 0$. Индексом 0 здесь обозначены начальные параметры внутри капли, а индексом 1 — параметры невозмущенной внешней среды. Поскольку данная задача описывает распад произвольного разрыва, то ее решение будет определяться обобщенным решением уравнений газовой динамики и может быть проведено лишь численным путем.

Выбор начальных параметров $p_{п0}$, $V_{п0}$, $r_c(0)$ основан на анализе термодинамического состояния пара в момент развала капли. При высоких скоростях генерации пара реализуется большое число паровых пузырей, не успевающих значительно увеличить свои размеры до момента дробления. В этом случае за начальные давление и удельный объем в смеси можно принять исходные значения p и V в пузырях, т. е. при температуре взрывного вскипания $T_{вз}$: $p_{п0} \approx 100$ бар, $V_{п0} = 1,57$ см³·г⁻¹. Другая крайняя ситуация соответствует случаю малого числа пузырей. Для модели «одного пузыря», рассмотренной в [45], характерно, что давление в растущем пузыре по мере его роста сначала резко падает, затем остается практически постоянным вплоть до момента достижения поверхности капли. В этом случае $p_{п0} \approx 20$ бар, $V_{п0} \approx 10^2$ см³·г⁻¹.

Значение начального радиуса паракапельной сферы связывается со степенью испарения в момент распада капли следующим образом:

$$r_c(0) = a_0 [1 + X_{вз} (V_{по}/V_L - 1)]^{1/3}.$$

Рис. 4.7. Скорость (1) и давление ударной волны (2) в зависимости от начального давления в паракапельной сфере.



Расчет уравнений газовой динамики проводился методом искусственной вязкости Неймана—Рихтмайера, позволяющим вести счет без выделения особенностей, по явной разностной схеме [49]. Уравнение состояния воздуха и пара задавались моделями иде-

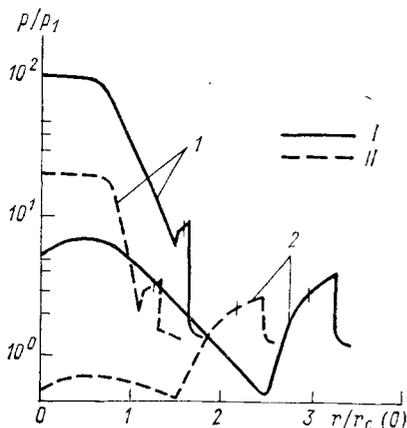


Рис. 4.8. Пространственный профиль давления в среде при взрыве капли с $a_0 = 2,7$ мкм импульсом излучения с полной плотностью энергии w_0 , равной $20 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ (I) и $2 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ (II) после взрыва через 2 нс (I) и 15 нс (2) (зачеркнутыми на кривых обозначено положение контактной поверхности).

альных газов с показателями адиабат $\gamma_1 = 1,4$ для воздуха и $\gamma_0 = 1,33$ для водяного пара соответственно.

На рис. 4.7 представлены результаты расчета начальных параметров разрыва: давления на фронте ударной волны и скорости ее фронта в зависимости от начального давления смеси.

Результаты газодинамического расчета пространственных профилей давления при различных временных процессах представлены на рис. 4.8.

Рисунок 4.9 иллюстрирует динамику контактной поверхности для различных начальных давлений в смеси. Расчет производился для фиксированного размера капли и параметров импульса. Из рис. 4.9 следует, что остановка продуктов взрыва около положения равновесия носит колебательный характер. Полная остановка парок капельной смеси происходит через сотни наносекунд после распада капли. Радиус конечной сферы, содержащей пар и капилосколки, определяется из соотношения $r_{\infty} = r_c(0) (V_1/V_{n0})^{1/3}$,

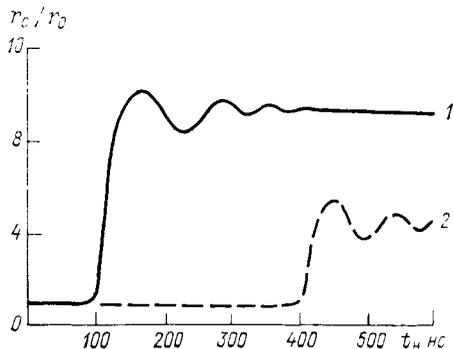


Рис. 4.9. Динамика контактной поверхности взрыва капли с $a_0 = 2,7$ мкм при ω_0 , равном 20 Дж·см⁻² (1) и 2 Дж·см⁻² (2).

4.3.2.3. Испарение конденсированной фазы продуктов взрыва

Конденсированная фракция продуктов взрыва испаряется как во время газодинамического расширения парок капельной смеси, так и после ее остановки, когда начинается диффузия пара из сферы. Соответствующая задача об испарении рассматривается в квазистационарном приближении и формулируется следующим образом:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{3K_{\text{п}}(a; \lambda) I(t)}{4\rho_L C_p a} + \frac{3(Q_e(T) + v_T^2/2)}{C_p a} \frac{da}{dt} - \frac{3(T - T_{\text{п}})}{C_p \rho_L a^2} (\lambda_{\text{п}}(T_{\text{п}}) - C_{\text{рп}} a \rho_L \frac{da}{dt}),$$

$$\frac{da}{dt} = - \frac{\alpha_{\text{к}} v_T D_{\text{п}}}{4\rho_L \left(1 - \frac{\alpha_{\text{к}}}{2}\right)} \frac{(\rho_{\text{п}}^{\text{н}}(T) - \rho_{\text{п}}(r))}{1 + \frac{2v_T a D_{\text{п}}}{4\rho_L \left(1 - \frac{\alpha_{\text{к}}}{2}\right)}},$$

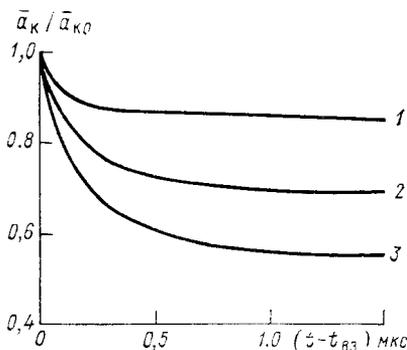
$$T(t=0) = T_{\text{п}}(t=0) = T_0, \quad a(t=0) = a_{\text{к}0}. \quad (4.39)$$

Плотность пара у поверхности капли-осколка», находящейся в точке r парок капельной сферы $\rho_{\text{п}}(r)$, определяется из решения соответствующих задач газодинамики либо диффузии пара. Расчеты указывают на то, что при газодинамическом расширении смеси вторичные капли могут испаряться, теряя от 10 % до 50 %

своей массы в зависимости от параметров импульса. После остановки продуктов взрыва испарение конденсата в значительной степени определяется диффузией пара в воздух из парок капельной сферы.

Рис. 4.10. Зависимость нормированного среднего размера частиц, образующихся после взрыва капли, от времени при различных ω_0 и $a_{к0}$.

Кривая	1	2	3
ω_0 Дж·см ²	2	10	20
$a_{к0}$ мкм	0,3	0,15	0,1



На рис. 4.10 представлены зависимости радиуса испаряющейся капли-осколка, находящейся внутри парок капельной сферы, от времени при определенных параметрах излучения.

Расчеты показали, что в диапазоне плотностей энергии 2—20 Дж·см⁻² вторичные частицы полностью не испаряются. Всегда остаются неиспарившиеся ядра, на которых возможна конденсация окружающего пара.

4.3.3. Экспериментальные исследования оптических характеристик водного аэрозоля в поле мощного импульсного CO₂-лазера

Знание оптических характеристик аэрозолей в поле мощных лазеров является основой для построения модели нелинейного распространения света через мутные среды. Коэффициенты аэрозольного ослабления, поглощения, рассеяния, индикатриса рассеяния, компоненты матрицы рассеяния, прозрачность при нелинейном взаимодействии излучения с аэрозольной средой становятся функциями вида $\phi(\lambda, \omega, I, \vec{a}, t)$, где \vec{a} — параметр, характеризующий свойства аэрозоля (концентрацию, параметры функции распределения, комплексный показатель преломления). Вид этой зависимости, за исключением частных случаев, удастся определить только из специально поставленных экспериментов.

4.3.3.1. Прозрачность

Прозрачность искусственных туманов, облученных мощными импульсами CO₂-лазера, исследовалась в [7, 9, 10, 18, 20, 30, 41, 47]. Практически во всех работах регистрация процесса велась на длине волны зондирующего излучения (как правило, $\lambda = 0,63$ мкм), распространяющегося соосно с силовым пучком. Итогом этих работ явилось установление факта улучшения

условий прохождения для излучения с $\lambda = 10,6$ мкм в процессе действия импульса и существования канала прозрачности. Для видимого излучения отмечался широкий диапазон вариаций прозрачности, как от состояния замутнения к просветлению среды [7, 9, 10, 18, 20], так и от просветления к замутнению [41].

На рис. 4.11 приведены экспериментальные результаты [47], иллюстрирующие изменение оптической толщи искусственного тумана $\Delta\tau = (\tau_0 - \tau)/\tau_0$ (τ_0 — невозмущенное значение) на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм от плотности энергии в импульсе воздействующего CO_2 -лазера для различных типов водных аэрозолей. Длительность импульсов лазера по половине интенсивности состав-

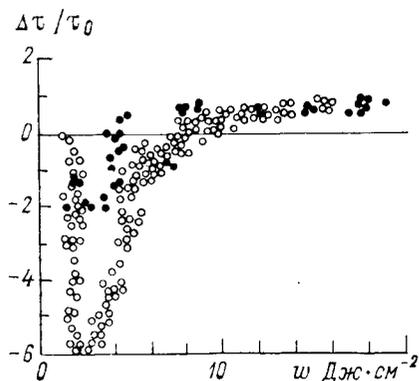


Рис. 4.11. Экспериментальная зависимость изменения оптической толщи искусственного тумана $\Delta\tau/\tau_0$ на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм от плотности энергии в импульсе воздействующего излучения.

ляла $5 \cdot 10^{-8}$ и $3 \cdot 10^{-7}$ с, длительность переднего фронта $\sim 5 \cdot 10^{-8}$ с. Максимальное значение интенсивности достигало уровня $\sim 10^8$ Вт·см $^{-2}$. Использовалось два типа аэрозолей: монодисперсный со среднеквадратичным радиусом 2,6 мкм и полидисперсный со среднеквадратичным радиусом 2,9 мкм.

Из рис. 4.11 следует, что существует порог по энергетике излучения, составляющий 1,5—2 Дж·см $^{-2}$, превышение которого приводит к резкому изменению прозрачности, главным образом к замутнению среды. Просветление достигается после увеличения плотности энергии вплоть до 8 Дж·см $^{-2}$.

В [7] экспериментально исследованы зависимости размеров и концентрации частиц, образующихся в результате взрыва капель и ледяных кристаллов под действием импульсов CO_2 -лазера интенсивностью 0,1—10 МВт·см $^{-2}$, от начальной микроструктуры и оценено характерное время изменения прозрачности облачной среды в условиях эксперимента, равное 5—6 мкс.

4.3.3.2. Коэффициент аэрозольного ослабления

Условие измерения локальных оптических характеристик аэрозолей требует наличия малой оптической толщи тумана для излучения CO_2 -лазера. Это обстоятельство обеспечивает квазиодно-

родность энергетических условий вдоль трассы для аэрозолей, находящихся в энергетически активной зоне пучка. Если аэрозоль монодисперсен, то возникает возможность измерения коэффициента ослабления частиц заданного сорта — калиброванного аэрозоля. Такая методика позволяет, изменяя параметры излучения и перебирая монодисперсные аэрозоли различного радиуса, исследовать закономерности поведения групп частиц полидисперсных аэрозолей при разных энергетических условиях. Это будет основой для построения эмпирической модели локального коэффициента нелинейного ослабления аэрозольной среды.

В [20, 30] исследовалась прозрачность малого объема аэрозоля в поле мощного CO_2 -лазера на различных λ , равных 10,6, 0,63, 0,44 мкм. Струя квазимонодисперсного аэрозоля с высокой концентрацией частиц ($\sim 10^6 \text{ см}^{-3}$), получаемых с помощью ультразвукового генератора аэрозоля [30], подавалась в область фокусировки CO_2 -лазера. Энергия импульса составляла ~ 5 Дж, общая длительность $\sim 2,5$ мкс. Длительность переднего фронта импульса равнялась $5 \cdot 10^{-8}$ с. Максимальная интенсивность достигала $\sim 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Ширина струи аэрозоля не превышала области перетяжки каустики фокусирующей системы, чем обеспечивалась высокая степень однородности излучения в исследуемом аэрозоле. Временное разрешение каналов регистрации видимого излучения составляло $2 \cdot 10^{-8}$ с, а инфракрасного — $3 \cdot 10^{-9}$ с. Исследовался монодисперсный аэрозоль двух радиусов: $a_{01} = 1,3$ мкм и $a_{02} = 2,7$ мкм. Высокая начальная прозрачность для $\lambda = 10,6$ мкм ($T_{10,6} \approx 0,8$) обеспечивала квазиоднородность энергетических условий вдоль оси распространения и, таким образом, возможность извлечения из измерений прозрачности информации об эффективном спектральном коэффициенте ослабления малого аэрозольного объема: $\bar{a}_\lambda = -\ln T_\lambda / L$, где T_λ — спектральная прозрачность среды, L — линейный размер области в каустике, занятой аэрозодем.

Использование трех длин волн (10,6, 0,63 и 0,44 мкм) позволило провести измерения эволюции водности аэрозоля (измерения на $\lambda = 10,6$ мкм), спектральных сечений ослабления, а также характерных размеров вторичных частиц, возникающих при взрыве капель. В последнем случае для сечений ослабления продуктов взрыва использовалось приближение

$$\frac{\bar{a}_{\lambda_1}}{\bar{a}_{\lambda_2}} = \Phi(a_k^*), \quad (4.40)$$

где a_k^* — характерный радиус вторичных частиц. Предполагалось, что диапазон размеров конденсированной фазы продуктов взрыва достаточно узок. Тогда оценка характерного размера вторичных частиц может быть проведена с помощью таблиц [57] обращением отношения $\Phi(a_k^*)$ как для монодисперсного аэрозоля.

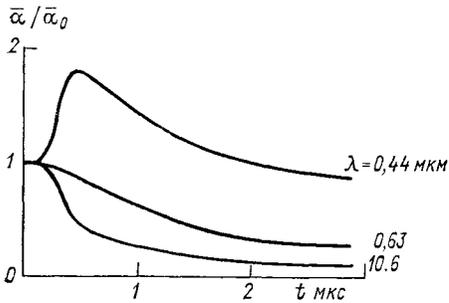


Рис. 4.12. Временной ход сечения ослабления аэрозольного объема на различных длинах волн излучения при плотности энергии в импульсе $\omega_0 = 20 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$.

Рис. 4.13. Экспериментальная зависимость от времени сечения рассеяния $\sigma_{0,63}$ аэрозольного объема при различной плотности энергии воздействующего излучения.

Кривая	1	2	3	4
$\omega_0 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$	2	4	10	20

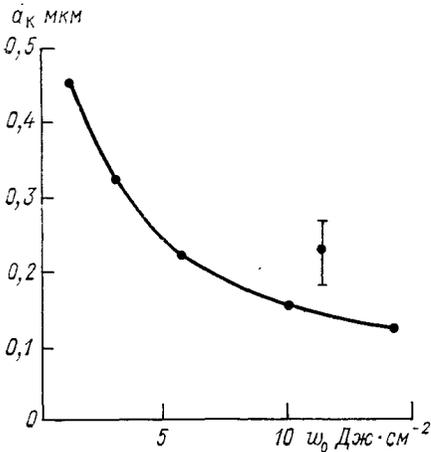
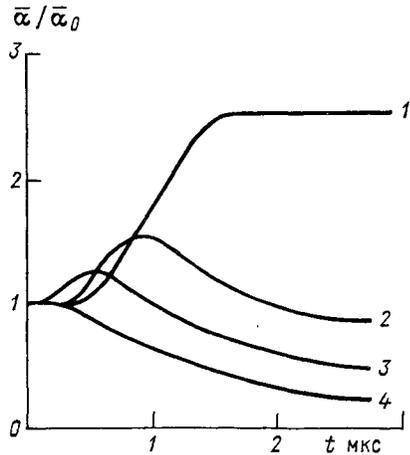


Рис. 4.14. Экспериментальная зависимость среднего размера капель-осколков от полной плотности энергии в импульсе воздействующего излучения.

Результаты экспериментальных исследований оптических и микрофизических характеристик продукта взрыва приводятся ниже.

На рис. 4.12 показаны коэффициенты ослабления для различных длин волн и фиксированной плотности энергии импульса CO_2 -лазера.

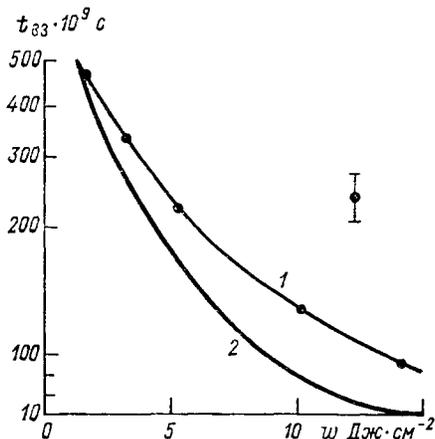


Рис. 4.15. Зависимость времени взрыва капли от полной плотности энергии в импульсе воздействующего излучения по экспериментальным (1) и теоретическим (2) данным.

Рисунок 4.13 иллюстрирует динамику эффективного коэффициента ослабления с $\lambda = 0,63$ мкм в зависимости от текущего времени при различной плотности энергии в импульсе.

На рис. 4.14 изображены экспериментальные результаты по зависимости среднего радиуса осколка капли с $a_0 = 2,7$ мкм после ее разрушения от полной плотности энергии в импульсе. Размер осколка находился из оптических измерений по методике (4.40).

На рис. 4.15 сопоставляются экспериментальные данные о зависимости времени взрыва капли от полной плотности энергии в импульсе с соответствующими теоретическими расчетами.

4.3.3.3. Степень испарения

Измерения прозрачности малого объема водного аэрозоля на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм позволяют определять степень испарения частиц в период взаимодействия с излучением. Ее величина $X = 1 - q/q_0$, где q , q_0 — текущее и начальное значение водности соответственно. Поскольку для $\lambda = 10,6$ мкм и $a_0 < 5$ мкм хорошо работает приближение водности $\bar{a} = Aq$, то $X = 1 - \bar{a}_{10,6}/\bar{a}_{10,6}^0$. На рис. 4.16 представлены результаты соответствующих измерений [30]. В эксперименте использовался монодисперсный аэрозоль с $a_0 = 1,3$ мкм. Параметры излучения те же, что и в п. 4.3.2.2. Моменту взрыва соответствует резкое изменение степени испарения. Из эксперимента следует, что $X_{вз} \approx 0,4$.

Представленные экспериментальные данные, а также развитая в п. 4.3.2 физическая модель процесса указывают на существование следующих закономерностей в оптической и микрофизической картинах взрывного разрушения изотропно поглощающих водных частиц.

Существует сильная зависимость степеней испарения и дробления капель от параметров лазерного импульса. С ростом скорости ввода поглощаемой световой энергии возрастает число капель-осколков, увеличивается степень испарения частиц.

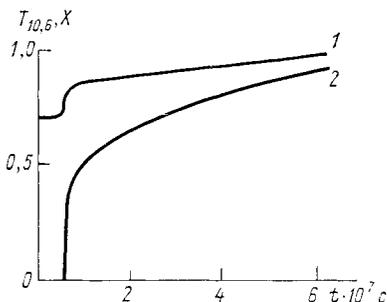


Рис. 4.16. Экспериментальная зависимость прозрачности искусственного тумана (1) на $\lambda=10,6$ мкм и степени испарения (2) от времени ($\omega_0 = 20$ Дж·см⁻²).

При малых скоростях закачки световой энергии наблюдается дробление на относительно крупные фрагменты, следствием чего является замутнение аэрозольной среды на длине волны видимого света. Однако с ростом скорости ввода лазерной энергии в вещество капли замутнение сменяется просветлением для всего временного интервала процесса. Для $\lambda=10,6$ мкм всегда реализуется улучшение условий распространения.

Энергетические затраты на создание канала прозрачности при импульсном режиме облучения тумана возрастают с увеличением пиковой мощности излучения. Это является следствием низкого КПД процесса испарения мелких капель-осколков, образованных после взрыва частиц таким импульсом.

4.3.3.4. Сигнал рассеяния

Исследования сигналов рассеяния важны в задачах дистанционной диагностики аэрозолей с использованием мощных лазерных импульсов. Структура рассеянного сигнала несет в себе «отпечаток» свойств среды, а также информацию о плотности оптической энергии, вызвавшей изменения в среде. В задаче о взрывном испарении капель данные исследования позволяют дополнить, а в ряде случаев заменить прямые измерения прозрачности малого объема.

Измерения интенсивности обратного рассеяния сопровождали исследования прозрачности малого объема, обсуждаемые выше. В качестве источника излучения, рассеянный сигнал которого изучался, использовался аргоновый лазер с $\lambda=0,49$ мкм.

На рис. 4.17 изображена временная структура рассеянного сигнала. Важно выделить следующие черты процесса: 1) максимум в сигнале обратного рассеяния совпадает с моментом взрыва; 2) конечный уровень сигнала определяется плотностью энергии пучка.

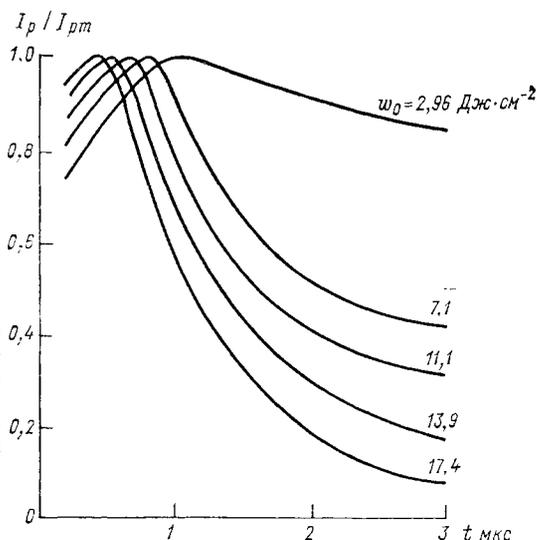


Рис. 4.17. Временной ход нормированного на максимальный уровень сигнала обратного рассеяния от монодисперсного водного аэрозоля на длине волны 0,63 мкм при различных значениях полной плотности энергии в импульсе излучения (ω_0).

В [41] исследовалась динамика рассеянного видимого излучения в зоне воздействия ТЕА СО₂-лазера с плотностью энергии до 50 Дж·см⁻² на водный аэрозоль малой оптической толщи ($\tau =$

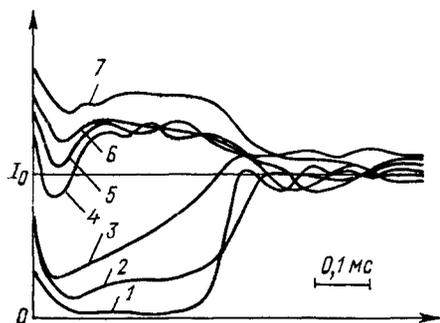


Рис. 4.18. Осциллограмма интенсивности зондирующего излучения с $\lambda = 0,63$ мкм, рассеянного в зоне воздействия при различных ω_0 :

Кривая	1	2	3	4	5	6	7
ω_0 Дж·см ⁻²	33	21	13	9	8	7	6

$= 0,1$). Туман в обсуждаемом эксперименте также формировался в виде аэрозольной струи с диаметром 2,5 мм. Наивероятнейший радиус капель соответствовал 2,3 мкм, максимальный — 5 мкм. Источником излучения был газоразрядный СО₂-лазер с энергией импульса до 10 Дж и длительностью 300 нс по половине максимальной интенсивности. Зондирующий пучок распространялся

под углом 45° к направлению воздействия, а рассеянный свет регистрировался под углом 15° к данному направлению.

Временные зависимости интенсивности рассеянного света на длине волны $0,63 \text{ мкм}$ в зоне действия излучения CO_2 -лазера изображены на рис. 4.18. Вид осциллограмм существенно зависит от плотности падающей энергии. При плотности энергии, меньшей $8 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$, просветления не наблюдается. Интервалу плотности энергии от 10 до $20 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$ соответствует частичное просветление. Полное просветление возникает при воздействии излучения с плотностью энергии, превышающей $20 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2}$. Осциллограммы показывают, что замутнение наблюдается только при неполном просветлении тумана, т. е. при наличии конденсированных частиц.

4.3.4. Модели переноса лазерного излучения в аэрозолях при взрывном испарении капель

Решение задачи о переносе мощного лазерного пучка обобщает исследование проблемы нелинейного взаимодействия интенсивного светового поля с компонентами атмосферы и, в частности, с аэрозолями.

Построение модели нелинейного переноса предполагает выбор модели зависимости оптических характеристик рассеивающей среды от энергетических параметров воздействующего излучения и на основе уравнения переноса, сформулированного для конкретной ситуации (геометрия пучка, длина трассы, тип аэрозолей и т. п.), установление влияния оптических характеристик, нелинейно зависящих от интенсивности силового излучения в точке трассы, на интенсивность (мощность, энергию) прямого либо рассеянного излучения.

Ограничимся рассмотрением задачи на основе уравнения переноса интенсивности коллимированного лазерного пучка

$$\frac{\partial I}{\partial z} + \alpha(\lambda; I; \omega; a; t)I = 0,$$

$$I(z=0) = I_0(R). \quad (4.41)$$

Полидисперсный коэффициент аэрозольного ослабления определен следующим образом:

$$\alpha = \pi \int_0^\infty a^2 K_0(a) F(a, I, \omega) da. \quad (4.42)$$

В (4.42) $F(a)$ — мгновенная функция распределения частиц по размерам. В начальный момент времени $F(a_0) = N_0 f(a_0)$, где N_0 и $f(a_0)$ — исходная концентрация и спектр невозмущенных капель. Источником изменения $F(a)$ является испарение капель начального спектра, их взрыв, испарение конденсированной фракции продуктов взрыва.

Состояние исследований указывает на возможность построения двух моделей нелинейного переноса.

Первая модель рассматривает распространение непрерывного излучения или длинного импульса CO_2 -лазера с интенсивностью 10^4 — 10^5 Вт·см $^{-2}$ [1, 10, 23, 36] в капельных средах при широкой вариации размеров частиц. Существенной стороной модели является представление о пороге взрыва капель. Здесь порог взрыва определен по мгновенной интенсивности. Физически это возможно при умеренных энерговыделениях в капле, когда в балансе энергии участвует отток тепла за счет поверхностного испарения, происходит перераспределение источников тепла за счет теплопроводности и термокапиллярной конвекции внутри капли [21, 49]. Последний фактор выравнивает неоднородности тепловых источников и делает возможным использование соотношений, полученных для изотропно поглощающих капель ($a_0 < \lambda$), на случай крупных частиц ($a_0 \geq \lambda$). Данный тип взрыва характеризуется малой степенью взрывного испарения ($X_{\text{вз}} \leq 0,1$). В модели вводится понятие критического радиуса капли $a_{\text{кр}}$ такого, что капли с $a < a_{\text{кр}}$ не разрушаются, а капли с $a > a_{\text{кр}}$ взрываются. Таким образом, в результате взрыва капли с $a_0 > a_{\text{кр}}$ сформируется спектр «осколков» с радиусами $a_{\text{к}} < a_{\text{кр}}$. Ясно, что данная модель не описывает длительности временного интервала разрушения. В [23] установлены аппроксимационные зависимости для пороговой интенсивности и $a_{\text{кр}}$:

$$a_{\text{кр}} = 3516 / I_{\text{кр}}^{0,62} \text{ при } \alpha_{\text{к}} = 0,036,$$

$$a_{\text{кр}} = 2032 / I_{\text{кр}}^{0,55} \text{ при } \alpha_{\text{к}} = 1.$$

С использованием этих и аналогичных представлений в [36] проведены численные эксперименты по изучению переноса излучений различного спектрального состава через водный аэрозоль в условиях взрыва частиц. В экспериментах осуществлялось варьирование параметров функции распределения образовавшихся при взрыве частиц по их размерам. Для этих целей использовалось гамма-распределение.

Результаты численных расчетов показали следующее.

Для излучения CO_2 -лазера и капель с размерами, характерными для облаков и туманов, взаимодействие заканчивается просветлением среды. Если соосно с воздействующим распространяется зондирующий пучок с длиной волны в видимой области спектра, то для него существен эффект замутнения в начале процесса. Однако для энергоемких импульсов этот эффект не оказывает сильного влияния на полное время установления прозрачности. Влияние вариации параметров функции распределения на характер протекания процесса мало.

На рис. 4.19 показаны результаты расчетов прозрачности при распространении зондирующего излучения с $\lambda = 0,63$ мкм в облаке со взрывающимися каплями (модель [36]).

Вторая модель переноса основана на представлениях о распространении мощных импульсов CO_2 -лазера в мелкокапельном аэрозоле ($a_0 < \lambda$). Эта модель базируется на физических результатах, изложенных в пп. 4.3.1—4.3.3.

На рис. 4.20 изображены экспериментальные данные по сечению ослабления малого объема водного аэрозоля для различных

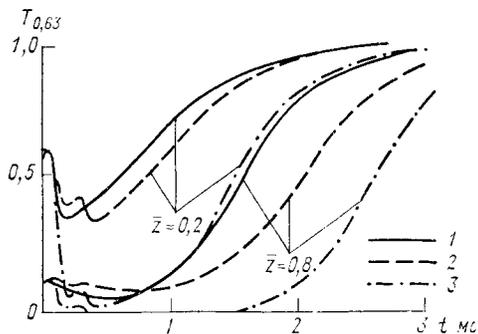


Рис. 4.19. Изменение прозрачности аэрозоля в зависимости от времени на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм в режиме взрывного испарения капель для двух различных дистанций $\bar{z} = z / (2,11 \cdot 10^5 \text{ см})$ при моделировании распределения частиц после взрыва γ -распределением с $\mu = 8$ и с различными a_m $X_{вз}$.

Кривая	1	2	3
a_m	0,05	0,2	0,2
$X_{вз}$	0	0	0,8

длин волн в зависимости от плотности энергии в импульсе с $\lambda = 10,6$ мкм. Рисунок указывает на различие зависимостей коэффициентов от параметров импульса. Если для $\lambda = 10,6$ мкм $\alpha_{10,6} = \alpha_{10,6}(\omega_{10,6})$, то для $\lambda = 0,63$ мкм $\alpha_{0,63} = \alpha_{0,63}(\omega_{10,6}, g)$, где g —

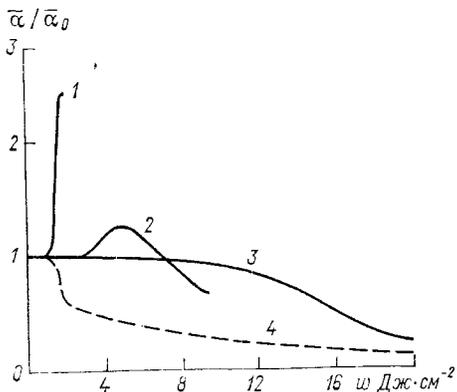


Рис. 4.20. Экспериментальная зависимость нормированного коэффициента ослабления аэрозоля для $\lambda = 0,63$ мкм (1—3) и $\lambda = 10,6$ мкм (4) от текущей энергии при различных значениях ω_0 .

Кривая	1	2	3	4
λ мкм	0,63	0,63	0,63	10,6
ω_0 Дж·см ⁻²	2	10	20	20

параметр, определяющий скорость поступления световой энергии в аэрозоль, от которого зависит характер изменения $\alpha_{0,63}$ (степени замутнения, просветления). Из рисунка следует, что зависимости α от $\omega_{10,6}$ как для $\lambda = 10,6$ мкм, так и для $\lambda = 0,63$ мкм имеют вид:

$$\alpha = \alpha^0, \quad \omega_{10,6} \leq \omega_n, \quad \alpha = \alpha(\omega_{10,6}), \quad \omega_{10,6} > \omega_n, \quad (4.43)$$

где ω_n — пороговая плотность энергии в импульсе, обеспечивающая взрыв капель. Если допустить, что для видимого излучения $\alpha_\lambda = \alpha_\lambda(\omega_{10,6}, g(z=0))$, то становится возможным применять результаты теории распространения пучков в ослабляющей среде

с накапливающейся нелинейностью (см. п. 4.1) для взрывного режима испарения капель и различных длин волн излучений, просвечивающих область взаимодействия. Основными здесь являются соотношения для плотности световой энергии силового пучка

$$- \int_{\omega_{10,6}}^{\omega_{10,6}^0} d\omega' / \left[\int_0^{\omega'} \alpha_{10,6}(\omega'') d\omega'' \right] = z, \quad \omega_{10,6}(z=0, t) = \omega_{10,6}^0(t) \quad (4.44)$$

и выражение для интенсивности излучения с длиной волны λ .

$$I_\lambda = I_\lambda^0 \exp \left\{ - \int_0^z \alpha_\lambda [\omega_{10,6}(z', t)] dz' \right\}.$$

Ограничимся рассмотрением излучения с $\lambda = 10,6$ мкм. Коэффициент ослабления в этом случае можно аппроксимировать функцией

$$\alpha_{10,6} = \alpha_{10,6}^0, \quad \omega \leq \omega_n; \\ \alpha_{10,6} = \alpha_{10,6}^0 (1 - X_{вз}) \exp \{-\beta_1 (\omega - \omega_n)\}, \quad \omega > \omega_n, \quad (4.45)$$

где $X_{вз}, \beta_1$ — параметры аппроксимации. Для параметров импульса с плотностью энергии примерно равной $20 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$, $\beta_1 \simeq 0,09 \text{ Дж}^{-1} \cdot \text{см}^2$, $X_{вз} \simeq 0,4$.

Из (4.44) и (4.45) получаем:

$$\omega = \omega_0 \exp(-\tau_N^\omega); \\ \tau_N^\omega = \tau_0, \quad \omega_0 \leq \omega_n; \\ \tau_N^\omega = \ln \left(\frac{\omega}{\omega_n} \right) - \ln \left\{ 1 - \frac{k_2 \tau_0}{\beta_1 \omega_n} - \frac{1}{\beta_1 \omega_n} \times \right. \\ \left. \times \ln \left(\frac{\exp(k_2 \tau_0) + \exp(\omega'_0) - 1}{k_1} \right) \right\}, \quad \omega > \omega_n; \\ \tau_N^\omega = \tau_0 + \ln \frac{\omega_0}{\omega_n} + \frac{1}{k_2} \ln \left(\frac{k_1 - 1}{k_1 \exp(\omega'_0) - 1} \right), \quad \omega \leq \omega_n, \quad (4.46)$$

где $\tau_0 = \alpha_{10,6}^0 z$ — невозмущенная оптическая толщина при $\lambda = 10,6$ мкм.

Для интенсивности излучения в аэрозоле следует $I_{10,6} = I_{10,6}^0 \exp(-\tau_N)$, где τ_N — нелинейная оптическая толщина, удовлетворяющая соотношениям:

$$\tau_N = \tau_0, \quad \omega_0 \leq \omega_n; \\ \tau_N = -\overline{\omega}_0 + \ln \left\{ \frac{\exp(k_2 \tau_0) + k_1 \exp(\overline{\omega}'_0) - 1}{k_1} \right\}, \quad \omega > \omega_n; \\ \tau_N = -\overline{\omega}_0 + \tau_0 - \ln \left(\frac{\beta_1 \omega_n k_1}{k_2} \right) - \frac{k_2 - 1}{k_2} \times \\ \times \ln \left(\frac{k_1 - 1}{k_1 \exp(\overline{\omega}'_0) - 1} \right), \quad \omega \leq \omega_n, \quad \omega_0 > \omega_n, \quad (4.47)$$

где

$$k_1 = \frac{1 - X_{вз} + \beta_1 \omega_{п}}{1 - X_{вз}}, \quad k_2 = k_1 (1 - X_{вз}), \quad \bar{\omega}_0 = \beta_1 (\omega_0 - \omega_{п})$$

— безразмерная плотность энергии части импульса, расходуемой на испарение «осколков» капли.

На рис. 4.21 приведена зависимость прозрачности водного аэрозоля $T_{10,6}$ от оптической толщины τ_0 при различных значениях

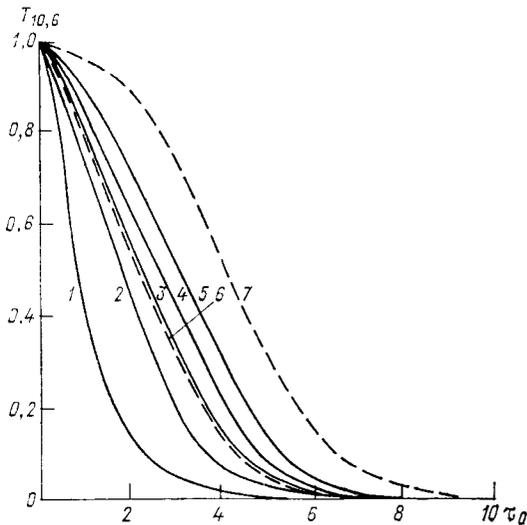


Рис. 4.21. Влияние оптической толщины на прозрачность ($\lambda = 10,6$ мкм) зоны просветления мелкокапельного тумана в режиме взрыва частиц при различных значениях ω_0 .

Кривая . . . 1 2 3 4 5 6 7
 ω_0 Дж·см⁻² 2 10 15 20 25 10 20

ω_0 . Здесь же приведены данные (кривые 6 и 7) о прозрачности при регулярном испарении начальных капель, определяемой выражением (4.47) с $\beta_1 = 0,18$ Дж⁻¹·см². Из рисунка следует, что взрывной режим просветления мелкокапельного аэрозоля в ряде случаев энергетически менее выгоден, чем режим просветления при регулярном испарении. Это является следствием наличия более высокого КПД испарения при регулярном режиме испарения.

4.4. Тепловое самоуширение пучков лазерного излучения в пылевой дымке

4.4.1. Специфика процессов теплового самовоздействия высокоэнергетических лазерных импульсов в дымках

С точки зрения общности механизмов оптической нелинейности естественных аэрозольных образований последние можно условно разделить на три типа: 1) водные туманы, облака, осадки и дымки; 2) химически реагирующие дымки и 3) сухие пылевые дымки.

Специфика самовоздействия импульсного лазерного излучения в твердофазном аэрозоле обусловлена пространственно локализованным характером стока энергии в среду через тугоплавкие поглощающие центры, что в свою очередь вызывает значительные температурные, акустогидродинамические и термохимические возмущения диэлектрической проницаемости среды как в пространстве между частицами, так и в поперечном масштабе светового пучка.

Первые исследования в указанном направлении, имеющие в основном качественный характер, содержатся в [3, 4—5, 11—13, 24, 29].

Систематические теоретические и экспериментальные исследования нелинейного рассеяния в аэрозольных средах содержатся в [14—17, 19, 26, 31—34, 52].

Простейшую классификацию эффектов теплового самовоздействия, в энергетическом диапазоне, в котором не происходит изменения агрегатного состояния и химического состава частиц, можно провести путем сравнения характерных времен процессов теплопереноса [33]. При этом, помимо характерных времен термогидродинамики среды в масштабе сечения пучка (t_s , t_v , t_χ), введенных в п. 1.6, следует принимать во внимание: характерное время установления квазистационарного теплового потока в среду молекулярной теплопроводностью через поверхность радиационно нагретой частицы $t_1 \approx a^2/4\chi_T$, где a — приведенный радиус частицы, χ_T — коэффициент молекулярной теплопроводности воздуха; время нагрева частицы до максимальной температуры $t_2 \approx (a^2/3\chi_T)(c_a\rho_a/c_p\rho_a)$, где c_a , ρ_a , c_p , ρ_∞ — теплоемкости и плотность материала частицы и воздуха; характерные времена усреднения акустических и температурных возмущений среды в пространстве между поглощающими центрами $t_3 \sim (N^{1/2}c_s)^{-1}$ и $t_4 \sim (4N^{2/3}\chi_T)^{-1}$, где N — концентрация частиц, c_s — скорость звука в воздухе.

В зависимости от соотношения характерных времен можно выделить несколько наиболее характерных случаев:

$$t \ll t_v, t_4; \quad (4.48)$$

$$t_3, t_s \ll t \leq t_4; \quad (4.49)$$

$$t_3 \ll t \leq t_s \ll t_4; \quad (4.50)$$

$$t_3, t_s \ll t_4 \leq t. \quad (4.51)$$

Здесь t — время лазерного воздействия на частицы. Если $t \geq t_v$, t_χ , тогда под временем воздействия в (4.48) — (4.51) следует понимать $t = \min\{t_v, t_\chi\}$.

Из сравнения характерных времен следует [33], что задача независимого акта нелинейного рассеяния света термогидродинамическими и температурными возмущениями (ореолами), возникающими вокруг поглощающих центров, имеет физический смысл соответственно в случаях (4.48) и (4.49). Здесь дополнительно полагают, что рассеивающие центры находятся в среднем один относительно другого в зоне дифракции Фраунгофера, когда

$N \ll (r_T^4 (s)k)^{-1}$, $r_T \approx 2 \sqrt{\lambda_T t}$; $r_s \approx c_s t$. Так, для $N = 1 \text{ см}^{-3}$; $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$ получаем, что длительность лазерного воздействия t , определяющая размер светоиндуцированных ореолов, не должна превышать 10^{-3} с . С точки зрения создания условий для термоакустической самофокусировки света представляет интерес область параметров (4.50), для которой характерно перекрытие (усреднение) акустических возмущений среды, в масштабе сечения пучка наряду с существованием локализованных температурных рассеивающих неоднородностей. Наконец, в области вида (4.51) температурные неоднородности перекрываются в пространстве между центрами тепловыделения, образуя мелкомасштабные возмущения показателя преломления, а также усредненную в сечении газовую линзу.

В последнем случае описание задачи самовоздействия лазерного пучка принципиально не отличается от случая среды с случайно-неоднородным газовым поглощением.

Времена t_1 и t_2 определяют задержку теплопереноса в среду от поглощающих частиц.

Рассмотрим случай неподвижной относительно среды твердой тугоплавкой частицы радиуса a , нагрев которой под действием импульсного излучения не превышает температуры плавления или испарения T_b . В этом случае тепловой поток в среду через границу частицы обусловлен молекулярной теплопроводностью и для моментов времени $t \gg t_1$ является квазистационарным и пропорциональным перепаду температур между поверхностью частицы T_a и окружающим воздухом T_∞ . Так, для $a = 1 \text{ мкм}$ $t_3 \approx 10^{-8} \text{ с}$.

Термогидродинамика частицы и окружающего воздуха в квазистационарном приближении определяется уравнениями [33]:

$$ac_a \rho_a \frac{4}{3} \frac{\partial T_a}{\partial t} = IK_{\text{п}} + 4a^{-1} \int_{T_\infty}^{T_a} \lambda_T(T) a T + 4\sigma_B \varepsilon_\lambda (T_\infty^4 - T_a^4); \quad (4.52)$$

$$\begin{aligned} & (\partial^3 / \partial t^3 - \gamma \lambda_T \nabla^2 \partial^2 / \partial t^2 - c_s^2 \nabla^2 \partial / \partial t + \lambda_T c_s^2 \nabla^4) \delta \rho = \\ & = (\gamma - 1) \nabla^2 (q_{\text{п}} \delta(\vec{R})) [1 + O(t_2/t)]. \end{aligned} \quad (4.53)$$

Здесь ε_λ — коэффициент серости по отношению к абсолютно черному телу, $\lambda_T(T)$ — коэффициент молекулярной теплопроводности воздуха, σ — постоянная Стефана—Больцмана, $\delta \rho = \rho - \rho_\infty$, γ — показатель адиабаты, $\delta(\vec{R})$ — дельта-функция трехмерного аргумента,

$$q_{\text{п}} \approx 4\pi a^2 \lambda_T(T_a) (T_a - T_\infty) / a \quad (4.54)$$

— функция источника.

В случае лазерного воздействия с постоянной интенсивностью излучения I_0 функция

$$q_{\text{п}} \approx \pi a^2 K_{\text{п}} I_0 \beta_0 [1 - \exp(-t/t_2)] [1 + O(t_1/t_2)], \quad (4.55)$$

где

$$\beta_0 \approx [1 + \sigma_B \varepsilon_\lambda T_\infty^2 / \lambda_T(T_a)]^{-1}.$$

То обстоятельство, что при квазистационарном теплопереносе в среду ($t \gg t_1$) реальная частица может быть заменена эквивалентным по энерговкладу точечным источником, позволяет обобщить все результаты расчетов на частицы с формой, отличающейся от сферической, если под величиной $K_{\Pi} = \pi a^2 K_{\Pi}$ понимать сечение поглощения несферической частицы.

Решение уравнения (4.53) находится методом интегральных преобразований. В частности, для фурье-трансформанты $F_{\rho}(\vec{\kappa}, t)$ функции $\delta\rho(\vec{R}, t)$ при воздействии на поглощающую частицу излучения с постоянной интенсивностью I_0 решение имеет вид

$$\begin{aligned}
 F_{\rho}(\kappa, t) \approx & \frac{K_{\Pi} I_0 \beta_0 (\gamma - 1)}{(2\pi)^3 c_s^2} \left\{ \frac{\cos(\kappa a) - \exp(-\kappa^2 \chi_T t)}{\kappa^2 \chi_T} - \right. \\
 & - \frac{t_2}{(\kappa^2 \chi_T t_2 - 1)} \left[\exp\left(-\frac{t}{t_2}\right) - \exp(-\kappa^2 \chi_T t) \right] - \\
 & \left. - \sin(\kappa c_s t) \frac{\kappa^2 \chi_T t_2 (1 + 3\gamma) + 2}{2\kappa c_s (\kappa^2 c_s^2 t_2^2 + 1)} \exp(-0,2\kappa^2 \chi_T t) \right\} \times \\
 & \times \left[1 + O\left(\frac{\chi_T}{c_s^2 t}\right) \right]. \quad (4.56)
 \end{aligned}$$

Таким образом, возмущение плотности среды в окрестности частицы в рамках линейной акустики представляет аддитивный вклад температурного ореола, описываемого первыми двумя членами в фигурных скобках, и звукового возмущения, определяемого третьим членом.

В случае «медленного» нагрева ($t \gg t_2$) и произвольной временной зависимости плотности мощности излучения лазерного импульса получаем следующее решение:

$$F_{\rho}(\vec{\kappa}, t) = \frac{K_{\Pi} \beta_0 (\gamma - 1)}{(2\pi)^3 c_s^2} \int_0^t I(t') \exp(-\kappa^2 \chi_T t') dt'. \quad (4.57)$$

Приближенный учет взаимного влияния центров тепловыделения показал, что этим влиянием можно пренебречь, если $2 N^{1/3} (\chi_T t)^{1/2} < 1$.

4.4.2. Нелинейное рассеяние света на температурных возмущениях среды вокруг поглощающих частиц

Рассмотрим процесс нелинейного светорассеяния на твердой частице в воздухе, обусловленный возникновением в ее окрестности термоакустических возмущений плотности $\delta\rho$. Для описания пространственно-временной зависимости $\delta\rho(\vec{r}, t)$ воспользуемся результатами, полученными в разделе (4.4.1) для диапазона плотностей потока лазерного излучения $I \leq T_b \cdot \lambda_T (T_b) \cdot [1 - \exp(-t/t_2)] a K_{\Pi}^{-1}$, при которых можно пренебречь изменением

химического состава и агрегатного состояния, а также связанных с этими процессами изменениями геометрических размеров и оптических постоянных вещества частиц.

Профиль диэлектрической проницаемости суммарной k -й оптической неоднородности имеет вид

$$\varepsilon_{op} \simeq \begin{cases} \varepsilon_a, & \left| \vec{r} - \vec{r}_k \right| \leq a_k; \\ (\varepsilon_\infty - 1) \delta\rho/\rho_\infty, & \left| \vec{r} - \vec{r}_k \right| > a_k. \end{cases} \quad (4.58)$$

В строгой постановке задача рассеяния сводится к граничной задаче электродинамики твердой частицы, в плавнонеоднородной среде [6]. Ниже, следуя [31, 33], для получения задачи нелинейного рассеяния в аналитическом виде используется приближение «мягких» неоднородностей, удовлетворяющих условию $|\varepsilon_{op} - 1| \ll 1$.

Для комплексной векторной амплитуды рассеянного поля в волновой зоне $R \gg kr_{op}^2$ имеем

$$\vec{E}(\vec{R}, t) = \vec{E}_0 \exp(-ikR) + [\vec{n}, [\vec{E}_0, \vec{n}]] \frac{\exp(ikR)}{R} S(\vec{\omega}, t),$$

где \vec{E}_0 — амплитуда падающей плоской волны, $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}_k$ — радиус-вектор с началом в центре частицы \vec{r}_k ; $\vec{n} = \vec{R}/R$, $\vec{\omega} = \vec{k}/k - \vec{n}$, \vec{k} — волновой вектор, $|\vec{k}| = k = 2\pi\sqrt{\varepsilon_\infty}/\lambda$; $S(\vec{\omega}, t)$ — амплитудная функция рассеяния «мягкой» оптической неоднородностью, которая определяется выражением

$$S(\vec{\omega}, t) = - (ik/2) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-ik\vec{\omega}_1 \vec{l}) \times \\ \times \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{ik}{2} \int_{-\infty}^{\infty} [\varepsilon_{op}(z', \vec{l}, t) - 1] dz'\right) \right\} d^2l, \quad (4.59)$$

где $z = R_z$ — осевая координата, $\vec{l} = (R_x, R_y)$, $\vec{\omega}_\perp = (\omega_x, \omega_y)$.

Выражение (4.59) легко преобразовать к более простому виду при условии малости набега фазы плоской волны на расстоянии $\sim a$ в области занятой тепловым ореолом ($ka|\varepsilon_N| \ll 1$). Тогда

$$S(\vec{\omega}, t) \approx S_a(\vec{\omega}) \exp(-i\varphi_N(0)) [1 + O(ka|\varepsilon_N|)] + S_N(\vec{\omega}, t), \quad (4.60)$$

где $S_a(\vec{\omega})$ — амплитудная функция рассеяния света исходной твердой частицы

$$\varphi_N(\vec{l}) = (k/2) \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon_N(z', \vec{l}, t) dz' \quad (4.61)$$

— набег фазы плоской волны на тепловом ореоле вдоль луча с ра-

диальной координатой \vec{l} ; $S_N(\vec{\omega}, t)$ — амплитудная функция рассеяния светоиндуцированного ореола, задаваемая выражением вида (4.59), но с заменой $(\epsilon_{\text{ор}} - 1)$ на функцию ϵ_N , аналитически продолженную на всю область интегрирования.

Пусть, например,

$$|\varphi_N(\vec{l})| \ll 1. \quad (4.62)$$

Тогда, ограничиваясь в представлении для $S_N(\vec{\omega}, t)$ первым не исчезающим членом разложения в ряд экспоненты в квадратных скобках, получаем формулу, соответствующую в оптике приближению рассеяния Рэлея—Ганса:

$$S_N(\vec{\omega}, t) = 2\pi^2 k^2 F_N(k\vec{\omega}) [1 + O(t_1/t)], \quad (4.63)$$

где

$$F_N(\vec{\omega}) = (2\pi)^{-3} \iint_{-\infty}^{\infty} \exp(-i\vec{\omega}\vec{R}) \epsilon_N(\vec{R}, t) d^2R \quad (4.64)$$

— фурье-трансформанта функции $\epsilon_N(\vec{R}, t)$ по вектору \vec{R} .

Таким образом, в приближении рассеяния Рэлея—Ганса для отыскания оптических характеристик термоакустических ореолов достаточно знать фурье-трансформанты возмущений диэлектрической проницаемости, что во многих случаях представляет менее сложную математическую задачу.

Фактор эффективности ослабления света $K_{\text{ос}}$ может быть найден как сумма факторов эффективности рассеяния и поглощения либо на основании оптической теоремы:

$$K_{\text{ос}} = 4a^{-1} \text{Im } S(0, t). \quad (4.65)$$

В частности, для наиболее распространенного случая сильно поглощающих твердых частиц, удовлетворяющих условиям $2ka\chi_a \gg 1$; $ka \gg 1$, получаем аддитивный вклад в суммарное ослабление твердой частицы и теплового ореола: $K_{\text{ос}} = K_{\text{ос}}^{(0)} + K_{\text{ос}}^N$.

Аддитивность выполняется и в выражении для индикатрисы суммарного светорассеяния. Если $ka \gg 1$, а условие (4.62) не выполняется, тогда первый член в (4.60) принимает вид [52] $2 \cos[\text{Re } \varphi_N(0)]$.

Приведем результаты расчетов оптических характеристик светоиндуцированного температурного ореола для случая выполнения условий вида (4.63) и $2ka\chi_a \gg 1$. В указанном случае в области малых углов рассеяния ($\theta \ll 1$ рад) зависимость интенсивности рассеяния неполяризованного света от θ имеет примерно такой вид:

$$[\cos(ka\theta) - \exp(-k^2\theta^2\chi_T t)]^2 / (k^2\theta^2\chi_T t).$$

Рассеяние на ореолах является существенно малоугловым с характерными углами $\theta \sim (k\sqrt{\chi_T t})^{-1}$. Так, для лазера свободной

генерации на стекле с неодимом ($\lambda = 1,06$ мкм, $t = 10^{-3}$ с) получаем $\theta \approx 10^{-3}$ рад.

Выражение для фактора эффективности нелинейного рассеяния света с постоянной интенсивностью I_0 на термоакустическом ореоле вида (4.65) после подстановки в него (4.63) и (4.56) и последующего интегрирования принимает вид:

$$K_s^N \approx b_0 t I_0^2 \ln \sqrt{2} \left\{ 1 - {}_1F_1 \left(1, \frac{3}{2}; -\frac{c_s^2 t}{2\chi_T \gamma} \right) \right\} \times \\ \times [1 + O(t_2/t) + O(1/k \sqrt{\chi_T t})], \quad (4.66)$$

где ${}_1F_1$ — вырожденная гипергеометрическая функция,

$$b_0 = [akb_0 K_{oc} (\gamma - 1) (d\varepsilon/d\rho)/c_s^2]^2 / 4\chi_T. \quad (4.67)$$

Из формулы (4.66) следует вывод о том, что акустическое возмущение плотности воздуха дает заметный вклад в сечение нелинейного рассеяния, вызывая его уменьшение, для достаточно коротких лазерных импульсов $t \approx 2\chi_T \gamma / c_s^2 \approx 10^{-9}$ с, т. е. практически его ролью можно пренебречь.

В случае произвольной временной зависимости падающего излучения $I(t)$ для $t \gg t_2$, χ_T/c_s^2 выражение для K_s^N имеет следующее представление в квадратурах:

$$K_s^N(t) = \frac{b_0}{2} \int_0^t \int_0^{t-t_2} \frac{I(t_1) I(t_2)}{2t - t_1 - t_2} dt_1 dt_2. \quad (4.68)$$

Результаты интегрирования (4.68) для формы импульса, близкой к реальной, вида $t \exp(-\mu t)$, приведены в [34].

Учет конечного времени t_2 нагрева частицы до стационарной температуры, когда функция источника тепловыделения в среду имеет вид (4.55), проведен в [31].

Расчеты показывают, что сечение нелинейного ослабления света на тепловых ореолах, возникающих вокруг тугоплавких поглощающих частиц, может в несколько раз превысить сечение невозмущенной частицы для $I \approx 10^3 \div 10^4$ Вт·см⁻² и $t \approx 10^{-4} \div 10^{-3}$ с.

В [33] обращено внимание на возможность «ореольного» механизма частичного просветления мутной среды, содержащей поглощающие частицы. Речь идет о неоднородностях, для которых условие аддитивности линейной и нелинейной амплитудных функций рассеяния $S_a(\vec{\omega})$ и $S_N(\vec{\omega}, t)$ не выполняется при подстановке их в выражение для оптических характеристик вида (4.65). Это замечание относится прежде всего к рэлеевским ($ka \ll 1$) и слабопоглощающим ($2ka\kappa_a \ll 1$) частицам. Ореольный механизм самопросветления возникает за счет противоположных знаков изменения фазы плоской волны в пределах материала частицы и ее теплового

ореола, так как в воздухе $(d\epsilon/dT) < 0$, и связанной с этим изменением фаз частичной временной компенсацией линейного и нелинейного членов в $|S(\vec{\omega}, t)|^2$; т. е. самопросветление может проявиться как в сечении рассеяния, так и в сечении поглощения.

Оценки изменения сечений ослабления света крупными поглощающими частицами ($ka \gg 1$, $ka \gg 1$) за счет температурной нелинейности диэлектрической проницаемости непосредственно материала частиц с использованием результатов [31] показали, что влияние указанной нелинейности будет заметным для импульсов короче, чем t_1 , когда тепловые возмущения среды не успевают сформироваться. Нетепловые механизмы нелинейности (керровская и стрикционная) вносят добавки к диэлектрической проницаемости частицы в третьей и последующих значащих цифрах и поэтому практического интереса не представляют.

Приведенные выше результаты применимы для случая, когда частица остается неподвижной относительно среды, т. е. когда за время воздействия выполняется неравенство $v_g t \ll 2\sqrt{\chi_T t}$. Так, для $a = 10$ мкм, $(T_a - T_\infty)/T_\infty = 2$, $\rho_a = 2$ г·см⁻³ получаем ограничение $t \ll 0,2$ с, при котором можно пренебречь эффектом «конвективного всплывания» теплового ореола [31].

Оценки [43] показали, что нелинейное рассеяние на тепловом «шлейфе» при движении частицы вдоль оси будет меньше, по сравнению с эффектом рассеяния при воздействии излучения на неподвижную частицу. В [52] получено выражение для безразмерного сечения нелинейного рассеяния света частицей K_s^N , когда определяющим является механизм турбулентной температуропроводности в окрестности частицы. Показано, что при $t \gg t_0$ ($t_0 = \sqrt{d_t/\chi_T}$, d_t — константа, соответствующая закону Ричардсона для турбулентной диффузии вида $\Delta z \sim 2 d_t t^3$) величина K_s^N определяется по формуле вида (4.66) при $t = t_0(4,8/\ln \sqrt{2})$, где $t_0 \approx 0,1 \div 1,0$ с.

4.4.3. Анализ самоуширения импульсов миллисекундной длительности

Возникновение температурных возмущений среды в окрестности поглощающих излучение частиц пылевой дымки приводит к изменению условий распространения лазерного пучка, которое заключается в ослаблении его интенсивности и самоуширении за счет эффектов ореольного рассеяния и самодефокусировки. С точки зрения эффективности теплового самовоздействия излучения наиболее интересны случаи значительных энергокладов в среду — (4.49), (4.51), которые реализуются при распространении импульсного излучения с длительностью t превышающей характерное время установления постоянного давления в нагреваемой среде за счет ее изобарного расширения: $t \gg t_s = R_0/c_s$ (так, для $R_0 = 1$ см получаем $t_s \approx 3 \cdot 10^{-5}$ с).

При расчетах динамики самовоздействия лазерного пучка в общем случае следует оперировать нелинейным уравнением для

функции взаимной когерентности поля в среде с негауссовской статистикой возмущений диэлектрической проницаемости вида

$$\varepsilon(\vec{r}, t) = \sum_k \varepsilon_{0,k} (a_k, \vec{r} - \vec{r}_k, t), \quad (4.69)$$

где $\varepsilon_{0,k}$ — определяется соотношениями (4.58), \vec{r}_k — координаты и a_k — размер k -й частицы.

В частном случае, когда набег фазы плоской волны на термооптическом ореоле мал, т. е. удовлетворяет условию (4.62), тогда задача сводится к решению малоуглового уравнения переноса в нелинейно рассеивающем канале с регулярной нелинейной рефрак-

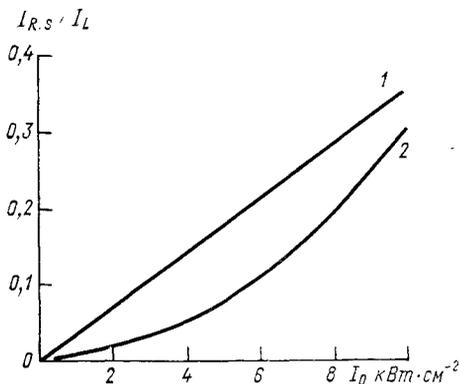


Рис. 4.22. Зависимость I_R/I_L (1) и I_s/I_L (2) от интенсивности на входе в среду l_0 .

цией. Подробное изложение указанного подхода и приближенные аналитические выражения для теплового расплывания пучка содержатся в [34].

Анализ приближенных аналитических решений показал, что вклад эффекта ореольного рассеяния в уширение пучка, пропорционален I_0^2 , в то время как вклад нелинейной рефракции пропорционален I_0 . Кроме того, знак вклада ореольного рассеяния в уширение пучка положителен, независимо от вида профиля интенсивности излучения на границе среды, в то время как знак рефракционного члена, очевидно, является обратным знаком поперечного градиента интенсивности; т. е. для гауссового пучка газовая линза является дефокусирующей, а для пучка с провалом на оси — фокусирующей.

На рис. 4.22 представлен пример расчета [31] зависимости относительных нелинейных добавок к математическому ожиданию интенсивности на оси лазерного пучка $I = I_L + I_R + I_s$ для пылевой дымки от осевой интенсивности падающего излучения $I_0 = (c\sqrt{\varepsilon_\infty/8\pi})|E_0|^2$, где I_L — средняя интенсивность на оси пучка в линейной среде, I_R и I_s — нелинейные добавки, ответственные соответственно за дефокусировку пучка и эффект нелинейного рассеяния. Расчет проведен для коллимированного гауссового пучка

($R_0=2$ см, $F_0=\infty$, $\lambda=0,69$ мкм), распространяющегося в дымке с объемным коэффициентом аэрозольного ослабления $\alpha_{oc}=1,2 \times 10^{-5}$ см $^{-1}$; $a=10^{-4}$ см, $K_{\pi}=0,75$, $K_{oc}=2$ на трассе протяженностью $z=200$ м.

Следует отметить принципиальную возможность термоакустического механизма самофокусировки света в аэродисперсной среде [33, 34, 39]. Механизм может реализоваться в случае (4.50) для подобного гауссову пучка в интервале времен $t_2 \leq t \leq t_s$ при импульсном нагреве [39], газодинамическом испарении или однофазном взрыве вещества частиц [15, 37], когда термоакустические возмущения среды не успевают релаксировать в поперечном масштабе пучка, что приводит к образованию термоакустических линз с положительной кривизной.

В [34, 40] получено решение самосогласованной задачи самоуширения лазерного пучка в поглощающем аэрозоле методом статистических испытаний, справедливое в областях (4.49), (4.51). В качестве класса решений вариационной задачи рассматривались сферические волны с переменным радиусом кривизны фазового фронта

$$E(\vec{l}, z, t) = \frac{E_0}{f(z, t)} \exp\left(-\frac{l^2}{2R_0 f^2} + \frac{ikl^2}{2F} + i\varphi\right), \quad (4.70)$$

где f , F , φ — эффективные параметры пучка. Краевые условия имеют вид: $f(0, t)=1$, $F(0, t)=F_0$, $\varphi(0, t)=0$, $f^2(z, 0) = (1+z/F_0)^2 + (z/L_d)^2$ и соответствуют гауссовому пучку одномодового излучения.

Из условия экстремума энергетического функционала для поля $E(\vec{l}, z, t)$ получены следующие простые стохастические уравнения для интегральных параметров f и F [34]:

$$f^3 f'' = L_d^{-2} \left(1 - k^2 \sum_{n=1}^{\infty} D_n[f]\right); \quad (4.71)$$

$$F = f/f'; \quad (4.72)$$

где

$$D_n[f] = (d\varepsilon/dT) \exp(-\alpha_0 z_k) \left[1 - \frac{l_k^2}{R_0^2 f^2(z, t)}\right] \times \\ \times \frac{c \sqrt{\varepsilon_{\infty}} E_0^2 a_k^2 K_{\pi} (a_k)}{16c_{p,0} (\pi \lambda_T)^{1/2}} \int_0^t (t-t_1)^{1/2} f^{-2}(z, t_1) \exp\left\{-\frac{(z-z_k)^2}{4\lambda_T(t-t_1)} - \frac{l_k^2}{R_0^2} [f^{-2}(z, t) - f^{-2}(z, t_1)]\right\} dt_1. \quad (4.73)$$

Уравнения (4.71) и (4.72) разрешались методом статистического моделирования. При этом оценивалось математическое

ожидание, например, величины $\langle f^2 \rangle$ как среднее арифметическое случайных реализаций:

$$\langle f^2 \rangle \approx M^{-1} \sum_{j=1}^M f_j, \quad (4.74)$$

где M — число независимых испытаний и f_j — численное решение (методом Рунге—Кутта) уравнения (4.71) для j -й случайной ре-

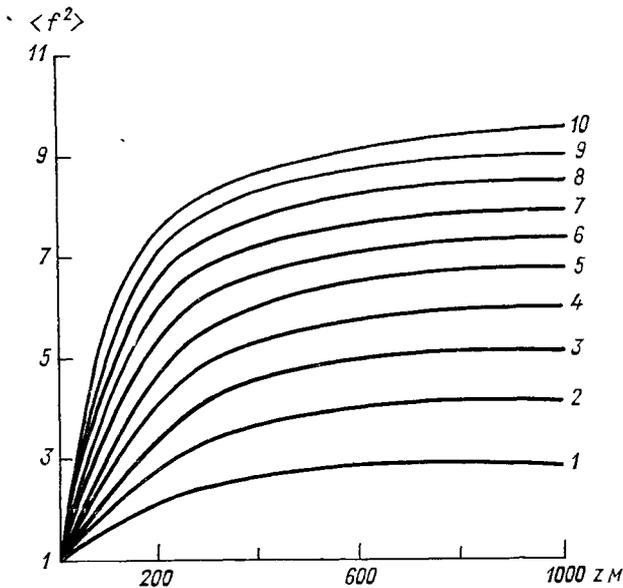


Рис. 4.23. Самоуширение гауссового пучка в пылевой дымке, рассчитанное методом статистического моделирования при $\lambda=1,06$ мкм, $I_0 K_n=6,4$ кВт·см $^{-2}$, $t=10^{-4} \div 10^{-3}$ с (кривые 1—10 с шагом 10^{-4} с), $R_0=10$ см, $\theta_0=0,75$ мрад.

лизации пространственного расположения центров частиц $\{\vec{r}_n\}$ и их размеров в области, занятой световым пучком.

Трехмерный массив $\{\vec{r}_n\}$ моделировался датчиком псевдослучайных чисел, обеспечивающим последовательность независимых испытаний Бернулли. Погрешность моделирования оценивается неравенством Чебышева и пропорциональна $M^{-1/2}$. Функция распределения частиц по размерам задавалась в форме четырехпараметрического гамма-распределения.

На рис. 4.23 приведены расчетные зависимости [34] безразмерной эффективной ширины лазерного пучка $\langle f^2 \rangle$, нормированной на эффективную ширину пучка в линейной среде, от расстояния для следующих параметров аэрозольной среды: $m_a=1,43 - i0,7$, $N=200$ см $^{-3}$, $\mu_1=2$, $\mu_2=3$, $a_m=2 \cdot 10^{-4}$ см.

Следует отметить, что изложенный метод может быть легко модифицирован на случай пучков негауссова профиля, например, путем задания в качестве класса решений вариационной задачи разложения в ряд по сферическим волнам. В простейшем случае пучка с провалом на оси это может быть разность двух функций вида (4.10) с различными значениями параметров f_i и F_i .

Экспериментально эффект самоуширения интенсивных пучков импульсного излучения при распространении в газовой среде, содержащей твердую фракцию поглощающих частиц (цементная пыль, взвесь частиц талька и закиси никеля, древесный дым), был обнаружен в [33].

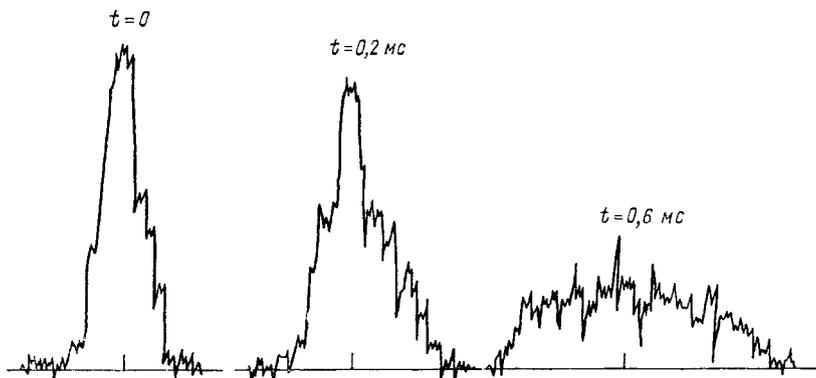


Рис. 4.24. Профили лучевой мощности зондирующего пучка с момента воздействия на взвесь частиц цемента высокоэнергетического лазерного импульса ($\lambda=0,69$ мкм, $t_{\text{д}} \approx 1$ мс, $\omega \approx 40$ Дж·см⁻²) при различных t .

На рис. 4.24 показаны профили мощности в пучке в различные моменты времени. Длительность воздействующего импульса около 1 мс. На рисунке хорошо заметно, что в начальные моменты времени интенсивность излучения, не испытавшего рассеяния на ореолах, резко уменьшается, однако угловая структура невозмущенного профиля сохраняется. Помимо невозмущенного центрального максимума на рисунке появляется по краям картины фон нелинейно-рассеянного света. Спустя примерно 0,6 мс амплитуды рассеянного и прямого излучения практически сравниваются за счет преобладания фона нелинейного рассеяния.

После прохождения излучения мощного импульса происходит релаксация оптических свойств среды в канале пучка. Полная релаксация оптических характеристик осуществляется за несколько десятков миллисекунд и связывается с процессами теплопроводности и турбулентного перемешивания в камере.

Сравнение эксперимента с теорией указывает на их удовлетворительное согласие. Причем, например, для $t=0,8$ мс нелинейное ореольное рассеяние и дефокусировка на усредненном профиле нагрета пучка дают следующие вклады для величины

средневзвешенной угловой расходимости пучка: $\theta_s \approx 1,0$ мрад, $\theta_R \approx 0,7$ мрад. Приближенный учет полидисперсности аэрозоля при расчете θ_R проводился путем подстановки среднеквадратичного радиуса a_2 , а при расчете θ_s — среднечетвертичного радиуса a_4 .

На рис. 4.25 приведены экспериментальные данные в сопоставлении с результатами численных расчетов временной зависимости

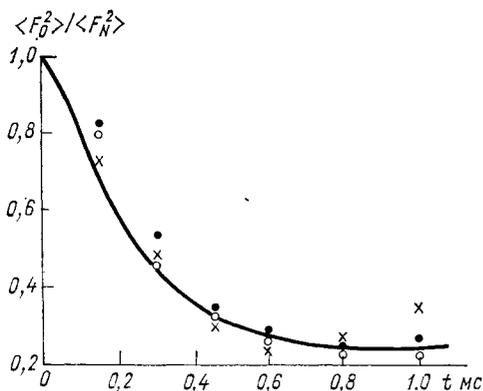


Рис. 4.25. Измерение лучевой интенсивности зондирующего излучения в процессе воздействия на аэрозоль (частицы Ni_2O_3) импульсов Nd-лазера, $wK_{\text{II}} \approx 10$ Дж·см⁻².

Точки — эксперимент, кривая — теоретический расчет.

относительной лучевой мощности, равной для гауссова пучка отношению $\langle F_0^2 \rangle / \langle F_N^2 \rangle$, где $\langle F_0^2 \rangle$, $\langle F_N^2 \rangle$ — средневзвешенные радиусы кривизны фазового фронта, относящиеся соответственно к линейной и нелинейной среде: $\lambda = 0,69$ мкм, $R_0 = 0,35$ см, $z = 25$ см. Среда — взвесь частиц закиси никеля с $m_a = 1,5 - i 0,7$, $a_2 = 3,0$ мкм, $a_4 = 3,2$ мкм, $\tau_0 = 0,15$.

4.5. Нелинейные оптические эффекты в химически реагирующем аэрозоле

Химически реагирующий аэрозоль, представляющий собой частицы органики, споры растений, углеродные частицы и др., является важной составной частью приземных атмосферных дымок.

В строгой постановке задача самовоздействия интенсивного лазерного пучка в воспламеняющемся аэрозоле предусматривает совместное решение нелинейного параболического уравнения вида (1.39) (или вытекающего из него уравнения переноса в малоугловом приближении) и системы уравнений аэротермохимии. Основными механизмами нелинейности аэрозоля в указанном случае являются: изменение прозрачности среды за счет уменьшения геометрического сечения горящих частиц или их фрагментации, нелинейное светорассеяние на тепломассоореолах и регулярная рефракция на статистически среднем профиле показателя преломления, обусловленном тепловым эффектом химической реакции и диссипацией энергии лазерного излучения.

Система уравнений аэротермохимии одиночной частицы углерода при лазерном воздействии включает уравнение теплопроводности для частицы, уравнения переноса массы, импульса и энергии для газовой смеси [16, 44]:

$$\frac{\partial T_c}{\partial t} = \nabla (\lambda_c \nabla T_c) + \frac{3IK_{\Pi}}{4c_c Q_c a}, \quad 0 \leq R \leq a; \quad (4.75)$$

$$\operatorname{div}(\rho_k v + j_k) + \frac{M_k A_3}{M_3 b_k} = 0; \quad R > a. \quad (4.76)$$

$$\sum_{k=1}^4 \rho_k M_k = P/R_g T; \quad \rho_{\text{mix}} v \partial v / \partial R = -\partial P / \partial R; \quad (4.77)$$

$$\operatorname{div} \left[-\lambda_{\text{mix}} \partial T / \partial R + T \sum_{k=1}^4 c_p^k (\rho_k v + j_k) \right] = Q_3 A_3; \quad (4.78)$$

$$\varepsilon_N = \sum_k (d\varepsilon/d\rho_k) \rho_k; \quad (4.79)$$

$k = 1, 2, 3, 4$.

Граничные условия:

$$-\lambda_{\text{mix}} \frac{\partial T}{\partial R} = -\lambda_c \frac{\partial T_c}{\partial R} - M_c \sum_{k=1}^4 \frac{A_k Q_k}{M_k} - \sigma_B \varepsilon_{\lambda} (T_a^4 - T_{\infty}^4); \quad (4.80)$$

$$\rho_{\text{mix}} v = -\rho_c \frac{da}{dt} = \frac{A_1 M_c}{M_3} + \frac{A_2 M_c}{M_2}; \quad (4.81)$$

$$\rho_1 v + j_1 = -M_1 A_1 / M_3; \quad \rho_2 v + j_2 = -A_2;$$

$$\rho_3 v + j_3 = A_1 + 2M_3 A_2 / M_2. \quad (4.82)$$

Здесь индексы k , равные 1, 2, 3 и 4, относятся к характеристикам O_2 , CO_2 , CO , N_2 соответственно. Индекс c относится к материалу частицы, а mix — к парогазовой смеси; λ_k , M_k , ρ_k , c_p^k и j_k — коэффициент молекулярной теплопроводности, молекулярная масса, плотность, изобарная теплоемкость и поток вещества, относящиеся к k -й компоненте или смеси веществ; T_a , T — температуры нагрева поверхности частицы и окружающей среды; A_k и Q_k — скорость и удельный тепловой эффект k -й химической реакции: $2C + O_2 \rightarrow 2CO + Q_1$, $C + CO_2 \rightarrow 2CO + Q_1$, $2CO + O_2 \rightarrow 2CO_2 + Q_3$, b_k — коэффициент, учитывающий стехиометрию химической реакции: $b_1 = 2$, $b_2 = b_3 = 1$, $b_4 = 0$; R_g — универсальная газовая постоянная; P — давление смеси газов.

Краевая задача в формулировке (4.75) — (4.82) не поддается аналитическому решению. Поэтому ниже проводится приближенный анализ задачи, который базируется на учете основной по энергетике гетерогенной химической реакции: $2C + O_2 \rightarrow 2CO + Q_1$ и приближении однородного нагрева материала поглощающей излучение частицы.

Реакционная способность вещества частицы определяется формулой

$$g(T_a) = g_0 \exp(-\varepsilon_c / K_B T_a), \quad (4.83)$$

где g_0 — предэкспонент и ε_c — энергия активации химической реакции горения углерода. При относительно небольших температурах перегрева частицы молекулы кислорода поступают к поверхности в избытке и частица горит в кинетическом режиме, в то время как при высоких температурах перегрева она горит в режиме, когда скорость реакции лимитируется диффузией молекул окислителя.

В [16, 17] в квазистационарном приближении приведено выражение для скорости горения, учитывающей оба указанных выше режима.

$$A_1(a, T_a) = \frac{2M_c P_\infty}{K_B T_a} [1/g(T_a) + a/D_{\text{eff}}(T_a)]^{-1}, \quad (4.84)$$

где M_c — атомная масса углерода, P_∞ — парциальное давление кислорода на бесконечности, D_{eff} — эффективный коэффициент диффузии:

$$D_{\text{eff}}^{-1} = \int_0^\infty [T(R)/T_a] R^{-2} D_1^{-1}(T) dR$$

$D_1(T)$ — коэффициент молекулярной диффузии молекул кислорода, зависящий от температуры.

Изменение радиуса и температуры частицы определяется следующими приближенными уравнениями:

$$da/dt = -A_1(a, T_a)/\rho_c, \quad (4.85)$$

$$ac_c \rho_c \frac{4}{3} \frac{dT_a}{dt} = IK_\Pi - \frac{4}{a} \int_{T_\infty}^{T_a} \lambda_{\text{mix}}(T') a T' + 4Q_1 A_1(a, T_a) - 4\sigma_B \varepsilon_\lambda (T_a^4 - T_\infty^4). \quad (4.86)$$

Уравнение (4.86) имеет несколько корней, из которых лишь два (наименьший и наибольший) соответствуют устойчивому горению. Средние корни соответствуют неустойчивому горению относительно температуры (четные корни) или временной координаты (нечетные корни).

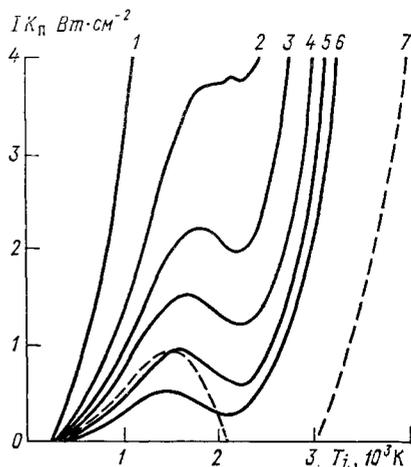
Таким образом, осуществление высоко- или низкотемпературного режима горения определяется «предысторией» процесса. При увеличении интенсивности падающего излучения I , начиная с нуля, реакция протекает при меньшей температуре вплоть до температуры T_i (температуры воспламенения частицы), определяемой меньшим корнем уравнения, после чего температура скачкообразно возрастает. При уменьшении I с достаточно большой величины температура горения монотонно уменьшается до температуры T_e (температуры потухания), определяемой наибольшим корнем, после

чего скачком падает, уменьшая скорость горения практически до нуля. Область температур, заключенная между T_i и T_e , в квазистационарном режиме не реализуется. Диапазон запрещенных температур ($T_i - T_e$) практически равен нулю, когда $a \leq 10$ мкм.

На рис. 4.26 представлены рассчитанные по (4.86) номограммы определения температуры стационарного горения частицы углерода в зависимости от величины $IK_{\text{п}}$ с использованием таблиц эмпирических зависимостей коэффициентов D_1 и λ_1 от газовой температуры (кривые 1—6) и модельной зависимости вида $\lambda_1(T) = \lambda_1(T_{\infty})(T/T_{\infty})^{1/2}$ (кривая 7).

Рис. 4.26. Зависимость температуры стационарного горения углеродной частицы от приведенной плотности мощности излучения $IK_{\text{п}}$ при различных значениях a и табличных зависимостях D_1 и λ_1 от T .

Кривая	1	2	3	4	5	6	7
a мкм	5	10	15	20	30	50	20



Из рисунка видно, что более резкая по сравнению с модельной зависимость от температуры коэффициентов D_1 и λ_1 приводит к качественно отличающимся результатам, а именно: процесс горения одиночных малых частиц углерода после выключения лазерного источника прекращается за счет существенных энергопотерь, обусловленных молекулярной теплопроводностью, которые не компенсируются тепловым эффектом химической реакции. Последний вывод не справедлив для системы углеродистых частиц, когда за счет взаимодействия температурных полей возможен коллективный механизм самоподдержания реакции горения, а также для легко воспламеняющихся веществ (капли нефтепродуктов, щелочные металлы и т. п.).

Из (4.85) после приближенного интегрирования при $T_a = \text{const}$ получаем [16, 17] следующие оценочные формулы для зависимости радиуса углеродистой частицы от времени и характерного времени сгорания частицы t_i :

$$a(t) \approx a_0 - \left[-\frac{A_d}{A_k} + \sqrt{\left(\frac{A_d}{A_k} + 1\right)^2 - \frac{2A_d t}{a_0 \rho_c}} \right]; \quad (4.87)$$

$$t_i \approx a_0 \rho_c \left[A_k^{-1}(a_0) + (2A_d/a_0)^{-1} \right], \quad (4.88)$$

где

$$A_k = \frac{2gM_c \rho_\infty}{k_B T_a(a_0, IK_n)}; \quad A_d = \frac{2M_c \rho_\infty D_{\text{eff}}(a_0, T_a)}{K_B T_a(a_0, IK_n) a_0^2}.$$

При $A_d/A_k \ll 1$ процесс горения лимитируется диффузией молекул окислителя к поверхности частицы. Данный режим преобладает, например, для $a_0 = 1$ мкм при $T_a \geq 1800^\circ\text{K}$ и для $a_0 = 0,1$ мкм при $T_a \geq 2700^\circ\text{K}$.

Численное моделирование полной системы уравнений вида (4.75) — (4.82) проведено в [44]. На рис. 4.27 представлены рас-

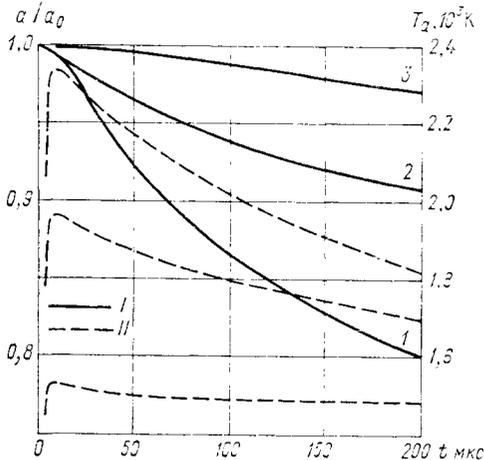


Рис. 4.27. Зависимости относительного радиуса (I) и температуры поверхности (II) горящей сажи при комплексном показателе преломления $m_a = 4,3 - i \cdot 3,9$ — для значений a , равных 0,7 мкм (1), 0,6 мкм (2) и 0,5 мкм (3).

четные зависимости изменения относительного радиуса частиц углерода (сажи) субмикронных размеров при воздействии лазерного излучения на длине волны 10,6 мкм с плотностью мощности $I = 0,5 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$.

Экспериментальному исследованию закономерностей горения твердых частиц аэрозоля в поле лазерного излучения посвящены работы [16, 17]. Микрофотосъемка поведения сажистой частицы с $a \approx 50$ мкм под действием излучения Nd-лазера с $I \approx 5 \cdot 10^5 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ показала, что в процессе воздействия излучения горящая частица резко ускоряется, образуя на фотоснимке характерные треки, и одновременно фрагментирует на более мелкие частицы, которые в свою очередь также испытывают фрагментацию.

При воздействии излучения CO_2 -лазера интенсивностью $200 \text{ Вт} \times \text{см}^{-2}$ на частицы каменного угля с $Q_0 \approx 110$ мкм сложного химического состава с легкоиспаряющимися компонентами за время примерно 70 мс происходило «разбухание» частицы до $a = 130$ мкм, затем частица начинала интенсивно гореть и уменьшалась до $a = 80$ мкм. Через 0,9 с процесс горения сменялся процессом кипения шлакового остатка. Изменение температуры в течение воздействия на частицу каменного угля включало два максимума: 2300 и

2400 К соответственно на первой и второй стадиях горения. При высоких интенсивностях падающего излучения возможен метастабильный перегрев частицы до $T_a \geq T_b$ (для углерода $T_b \approx \approx 4000$ К), при котором все химические реакции протекают в газовой фазе. Аналогичная ситуация возможна при воздействии излучения, например, на капли нефтепродуктов или частицы щелочных металлов с низкой температурой кипения. Приближенный анализ задачи горения для последнего случая проведен в [17].

Особенностью процесса взаимодействия лазерного излучения с воспламеняющимся аэрозолем по сравнению с аналогичной задачей просветления водно-капельной дымки является ярко выраженный пороговый характер воспламенения частиц по достижении в заданной точке среды z пороговой интенсивности излучения I_i . При $I \geq I_i$ можно пренебречь зависимостью от I температуры поверхности горячей частицы T_a и связанной с ней скоростью испарения (4.85).

Для стационарной скорости фронта горения монодисперсного аэрозоля $v_i = dz/dt$ получено следующее приближенное выражение [34]:

$$v_i(I_0) = (z/t_i) \ln(I_0/I_i) / (\pi a^2 N_0 K_{oc}). \quad (4.89)$$

Результаты экспериментальных исследований тепловых нелинейных искажений параметров зондирующего излучения ($\lambda = 0,63$ мкм) в канале пучка Nd-лазера ($\lambda = 1,06$ мкм, $W = 1000$ Дж, $t_n \approx 1$ мс), воздействующего на воспламеняющуюся аэрозоль, приведены в [16, 17]. В качестве химически реагирующих сред использовались взвеси в воздухе сажистых частиц (экспоненциально спадающее распределение частиц по размерам в диапазоне 2—50 мкм) и древесный дым. Диаметры пучков мощного и зондирующего излучений соответственно составляли 4,0 и 0,5 см. Рабочая длина аэрозольной камеры не превышала 110 см.

Данные, иллюстрирующие динамику оптической толщи аэрозоля при воздействии излучения лазера на стекло с неодимом, представлены на рис. 4.28 (кривые 1 и 2). Огибающая лазерного импульса имеет максимум при $t \approx 0,6 \div 0,7$ мс. Из рисунка видно, что спустя 0,1—0,2 мс с начала воздействия возникает эффект «замутнения» аэрозоля, в 4—5 раз превышающий по величине начальную оптическую толщину аэрозоля ($\tau_0 \approx 0,2$). Через 1,5—2 мс эффект замутнения сменяется частичным «просветлением» мутной среды для зондирующего излучения. Релаксация оптических свойств канала происходила через несколько десятков миллисекунд.

Уменьшение прозрачности при воздействии на аэрозоль мощного лазерного импульса объясняется суммарным эффектом нелинейного рассеяния света на тепломассооролах, возникающих вокруг горящих частиц, и, как показано выше, фрагментацией крупнодисперсной фракции аэрозоля на частицы малых размеров ($a \approx \approx 0,1 a_0$). Нелинейная расходимость зондирующего пучка (кривые 3 и 4 на рис. 4.28) практически отслеживает временную огибающую мощного лазерного импульса и связана с эффектом ореольного

рассеяния света. Частичное просветление канала после прекращения лазерного воздействия может быть объяснено релаксацией тепломассооборотов и преобладанием вследствие этого эффекта выгорания рассеивающих частиц углерода.

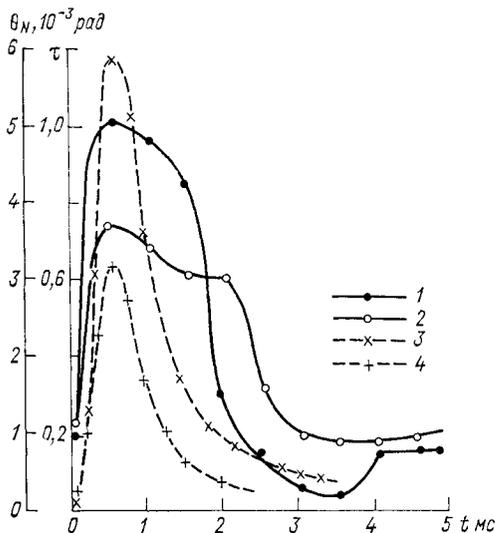
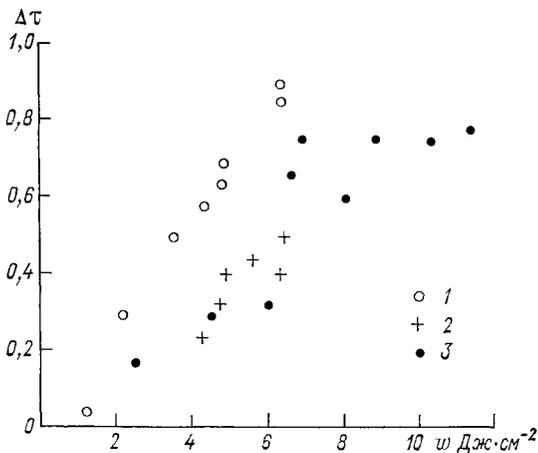


Рис. 4.28. Динамика оптической толщи воспламеняющегося сажистого аэрозоля τ (кривые 1 и 2) и угловой расходимости зондирующего излучения θ (кривые 3 и 4) в канале пучка мощного Nd-лазера ($t_{\text{п}} \approx 1$ мс и $\lambda = 1,06$ мкм).

Кривая	1	2	3	4
ω Дж·см ⁻²	150	100	7,9	2,3
τ_0	—	—	1,4	0,7

Рис. 4.29. Зависимость оптической толщи наибольшего «замутнения» аэрозоля из частиц сажи для зондирующего пучка от падающей плотности энергии излучения миллисекундного импульса Nd-лазера в атмосфере азота (97% N₂, 3% O₂) при $\tau_0 = 1,1$ (1) и в воздухе при $\tau_0 = 1,1$ (2) и $\tau_0 = 1,5$ (3).



На рис. 4.29 приведены данные [31] по максимальному возрастанию в течение лазерного импульса оптической толщи аэрозоля из частиц сажи в зависимости от падающей плотности энергии излучения в диапазоне 0—12 Дж·см⁻² в нейтральной атмосфере азота (точки 1) и в воздухе (точки 2 и 3). Видно, что реакция горения частиц приводит к некоторой компенсации (на величину $\Delta\tau_0 \approx 0,1 \div 0,2$) эффекта замутнения аэродисперсной среды.

ГЛАВА 5. ОПТИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ВОЗДУШНОЙ СРЕДЫ

5.1. Вводные замечания

Иницирование с помощью мощных лазеров плазменных образований в воздушной среде представляет большой интерес для решения задач дистанционного атомного анализа вещества аэрозолей и инертных газов, оптико-акустического зондирования атмосферы с целью определения некоторых метеопараметров [24] и использования ионизованных каналов, например, в качестве управляемых антенн, переотражателей электромагнитного излучения, направляющих стриммеров разрядов грозового электричества и сильноточных коммутаторов [43]. Кроме этого, оптический пробой вызывает нелинейное энергетическое ослабление, которое накладывает принципиальные ограничения на пиковые плотности мощности лазерного излучения, которые «выдерживает» атмосфера как среда распространения [23].

Возникновение явления оптического пробоя носит резко выраженный пороговый характер и поэтому весьма критично к характеристикам газовой среды и ее аэрозольного заполнения. При этом тугоплавкие частицы конденсированного вещества выполняют роль затравочных центров ионизации, обуславливая существенное (на 1—2 порядка величины) понижение энергетических порогов оптического пробоя.

Теоретические и экспериментальные исследования оптического пробоя технически чистых газов лазерным излучением обобщены в обзорах и монографиях [22, 23, 32, 33, 40, 43]. Начиная с [9] в печати вышла большая серия работ, посвященных изучению процессов лазерного плазмообразования вблизи границы конденсированных сред (макромишеней). Результаты указанных исследований систематизированы в [1, 28].

Первыми публикациями по исследованию специфики оптического пробоя, инициированного на твердых частицах аэрозолей, взвешенных в воздухе, являются [15, 39]. К работам обзорного характера относятся [23, 35, 42].

Как уже отмечалось в главе 1, интенсивность каскадных процессов ионизации среды в оптических полях обратно пропорциональна квадрату частоты излучения ω . В этой связи основное внимание ниже будет уделено анализу закономерностей низкочастотного лазерного пробоя для ближней и средней ИК-областей спектра.

5.2. Обобщенная теоретическая модель формирования затравочных очагов пробоя лазерным ИК-излучением

Теоретические результаты, непосредственно относящиеся к обсуждаемому вопросу, содержатся в нескольких работах [15, 23, 24, 35, 42]. В первых публикациях по теме были приведены грубые

оценки пороговых условий реализации первичного пробоя на твердых частицах, которые получены из простых соображений превышения скорости набора энергии затравочными электронами при тепловом взрыве частицы или в потоке интенсивно испаряющегося вещества над скоростью потерь на свободнo-электронную диффузию и рекомбинацию. Порог пробоя определяется максимальной из двух величин: интенсивностью, необходимой для обеспечения теплового взрыва частицы (нагрева частицы до температур, превышающих границу абсолютной термодинамической неустойчивости конденсированного вещества $T_{сч}$ за время газодинамического разлета $\sim a/c_{sa}$) либо ее развитого поверхностного испарения (при $T \gg T_b$), или интенсивностью, обеспечивающей тираж электронов в лавине $n \simeq \ln(N/N_{e0}) \approx 30$ в результате каскадной ионизации за время оптического воздействия $t \leq a/c_s(T_{п})$. Здесь a , c_{sa} , T_b — радиус, скорость звука в материале частицы и температура ее кипения; $c_s(T_{п})$ — скорость звука в парах; N , N_{e0} — начальные концентрации нейтральных атомов и термоэлектронов в паровом ореоле частицы.

Поздняя стадия развития волны ионизации из области первичного пробоя частиц изучена более подробно с привлечением численных методов решения термогидродинамической задачи [4, 17, 44].

В [44] используется модель «радиационного» механизма распространения разряда вследствие нагрева воздуха перед фронтом плазмы за счет ультрафиолетовой части спектра собственного излучения плазмы. Однако в свете последних исследований [36] указанный механизм не является определяющим, так как существенно уступает по скорости механизму светодетонационной (ударной) волны пробоя воздуха.

В [4] развита альтернативная модель «выравненных параметров» зоны пробоя, позволившая производить упрощенные расчеты с достаточной для практического использования результатов точностью. Предполагается, что поглощаемая в плазме энергия лазерного излучения целиком расходуется на ускорение и нагрев захватываемого ударной волной невозмущенного воздуха, а средние по объему плазменного очага (эффективные) значения параметров описываются системой уравнений следующего вида:

$$(d/dt)(\rho v) = (p - p_{\infty}) 4\pi r_n^2, \quad (5.1)$$

$$(d/dt)(\rho [q, + v^2/2]) = \pi r_n^2 I [1 - \exp(-4r_n \alpha_g/3)], \quad (5.2)$$

$$dr_n/dt = v; \quad p = \rho_{\infty} K_B T/M; \quad (5.3)$$

где ρ , M , α_g , p , q_0 — плотность, средняя масса частиц газа, коэффициент поглощения и внутренняя энергия на единицу массы плазмы; r_n — радиус плазменного образования. Зависимости

$$\alpha_g(p, T), \quad M(T), \quad q_0(T) = p[(\gamma - 1)\rho_{\infty}]^{-1}$$

определялись на основе табличных данных для воздуха при высоких температурах. Так, например, для установившегося роста плаз-

менного образования при начальном радиусе парового ореола частицы $r_{\text{по}} = 10^{-2}$ см результаты расчета [4] дают: $v = 2,8$ км·с⁻¹, $I = 61$ МВт·см⁻², $T = 1,2 \cdot 10^4$ К, $p = 87$ атм.

В [17] построены математические модели поздней стадии эволюции плазменных микрообластей, возникающих вокруг аэрозольных частиц под действием лазерного излучения в режимах ударной волны и дозвуковой волны горения. При этом на основе моделирования обратной задачи по характеристикам незатухающих решений для движения фронта плазмы в окружающем воздухе уточнялись требования к краевым условиям (параметрам плазмы первичного пробоя), для которых незатухающие решения задачи существуют. Из расчетов следует возможность относительной стабилизации микрофакела размером $(2 \div 4) \cdot 10^{-2}$ см вблизи частицы корунда с начальной допробойной температурой ее поверхности $(6 \div 8) \cdot 10^3$ К, интенсивностью излучения СО₂-лазера $I = 4 \cdot 10^6$ Вт × см⁻² и $t = (3 \div 23) \cdot 10^{-5}$ с. Стабилизация объясняется уменьшением потока пара с поверхности частицы по мере ее испарения.

В [14] обращено внимание на возможность турбулизации плазменного потока при пробое вблизи поверхности мишеней, в особенности при дозвуковых режимах течения. При этом ожидается, что мелкомасштабные турбулентные пульсации должны интенсифицировать процессы энерго- и массопереноса вблизи фронта поглощения, увеличивая тем самым скорость волны «горения». Турбулентность более крупных масштабов способна разрушать структуру факела. Отметим также работу [16], в которой предложен возможный механизм инициирования плазмы вблизи диэлектрических поверхностей, обусловленный пробоем воздуха при термическом растрескивании облучаемой поверхности и образовании на поверхности разноименных электрических зарядов с плотностью $\sim 10^4$ см⁻². Трещинный механизм пробоя может способствовать понижению пробоя массивных частиц.

На рис. 5.1 приведены результаты расчетов скорости волн ионизации для трех режимов распространения разряда: 1) режима светодетонационной ударной волны, поддерживаемого поглощением лазерного излучения в зоне неравновесной ионизации; 2) режима радиационного переноса зоны пробоя вместе с фронтом предионизации прилегающего слоя газа собственным жестким излучением плазмы; 3) режима быстрой волны ионизации, который заключается в развитии каскадного процесса на электронах термодиффузии из зоны пробоя [36]. Для конкретных условий определяющим является механизм, обеспечивающий наибольшую скорость фронта плазмы.

Далее рассмотрим последовательную формулировку задачи первичного оптического пробоя [23] в паровых ореолах поглощающих излучение частиц.

Для излучений лазеров ближней и средней ИК-областей спектра с длительностью генерации, превышающей 10—20 нс, многофотонная ионизация практически отсутствует, а определяющая роль в формировании областей первичного пробоя принадлежит

процессам каскадной ионизации и разогрева газа тяжелых частиц (атомов, молекул, ионов) в результате их соударений с электронами. Электроны увеличивают свою энергию в поле лазерного излучения благодаря эффекту, обратному тормозному излучению при упругих и сверхупругих (за счет дезактивации возбужденных состояний) столкновениях в газа [1, 9, 22, 23, 32, 33, 40, 43].

Частицы аэрозоля с относительно низким потенциалом ионизации содержащихся в них химических элементов (по сравнению с компонентами воздуха) являются источниками затравочных сво-

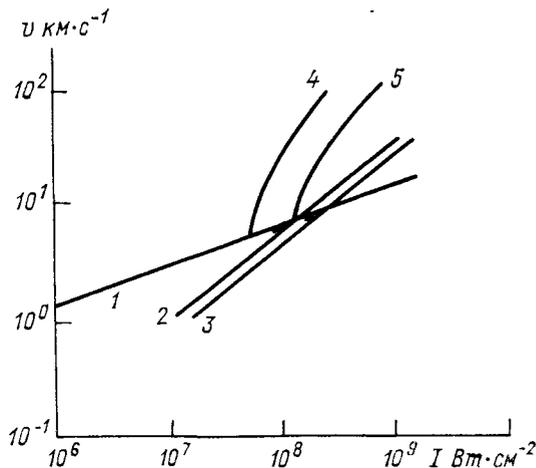


Рис. 5.1. Расчетные скорости распространения плоской волны ионизации в ксеноне при атмосферном давлении.

1 — светодетонационный режим; 2 и 3 — радиационный режим соответственно при равновесном излучении плазмы и неравновесном с $r_{\text{п}}=1$ см; 4 и 5 — режим быстрой волны ионизации соответственно для CO_2 -лазера и лазера на стекле с неодимом.

бодных электронов. Указанные электроны образуются вследствие механизмов термоэмиссии с поверхности частицы при температуре ее радиационного нагрева T_a , меньшей температуры нормального кипения T_b , или в результате изотермической ионизации в парах при $T_a \geq T_b$.

Нагрев среды и образование высокотемпературного парогазового ореола в окрестности частицы также способствует процессу развития электронной лавины за счет уменьшения потерь электронов на диссоциативное прилипание к молекулам воздуха и затрат энергии на столкновительное возбуждение низкорасположенных уровней колебательно-вращательных переходов молекул.

Наиболее благоприятную ситуацию для возникновения пробоя следует ожидать в условиях газодинамического режима испарения частиц. Указанный режим характеризуется повышенным давлением ($p_{\text{п}}^a \gg p_{\infty}$) и температурой ($T_a > T_b$) паров, а следовательно, и более высокой частотой электронно-атомных столкновений. Кроме того, пары сложных веществ обычно диссоциированы на атомы и при истечении от частицы подобно поршню полностью вытесняют молекулы воздуха.

Ниже при математической формулировке задачи первичного оптического пробоя парового ореола для определенности предпо-

лагается газодинамический режим испарения поглощающих частиц. Рассматривается одноатомный пар из частиц одного сорта. Обобщение уравнений на случай пробоя паров частиц химически сложных исходных веществ и смеси паров с воздухом будет сводиться главным образом к суммированию парциальных вкладов взаимодействий с каждым сортом атомов.

С учетом сделанных замечаний исходная система уравнений имеет вид [23]:

$$\frac{\partial}{\partial t} n(\varepsilon, \vec{r}, t) + \operatorname{div}(n\vec{v}) = \nabla(D_\varepsilon \nabla n) + \frac{\partial}{\partial \varepsilon} (An/2 - A\varepsilon (\partial n/\partial \varepsilon)) + 2n\varepsilon v_c(\varepsilon) m_e/M + 2n\varepsilon v_c^{\text{кыл}} m_e/M_i + B_i + B^* + B_{\text{рек}} + B_{\text{пр}}, \quad (5.4)$$

$$\partial N^*/\partial t + \operatorname{div}(N^*\vec{v}) = \nabla(D^* \nabla N^*) + B^* - B_i - N^*/t^*, \quad (5.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho(c_v T + v^2/2) + \nabla \vec{v} \rho(c_p T + v^2/2) = \nabla(\lambda_T \nabla T) + \xi(\operatorname{div} \vec{v})^2 + \alpha_g I(t) + \langle v_c \varepsilon \rangle 2m_e N_e/M + \langle v_c^{\text{кыл}} \varepsilon \rangle 2m_e N_e/M_i, \quad (5.6)$$

$$\rho[\partial \vec{v}/\partial t + (\vec{v} \nabla) \vec{v}] = -\nabla p + \xi \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{v}. \quad (5.7)$$

$$\partial \rho/\partial t + \operatorname{div} \rho \vec{v} = 0. \quad (5.8)$$

$$p = R_g \rho T/\mu. \quad (5.9)$$

Краевые условия.

При $r=a$:

$$\frac{2\lambda_a}{a} \sum_{l=1}^{\infty} \int_0^t \exp\left[-(t-t') \frac{\pi^2 l^2 \lambda_a}{a^2}\right] \left[\frac{3I(t') K'_n}{t} - \frac{\partial T_a}{\partial t'} \right] dt' = a^{-1} \int_{T_\infty}^{T_a} \lambda_T(T') dT' + L_{\text{эф}} j_n(T_a) + \sigma_B (\beta_a T_a^4 - \beta T^4); \quad (5.10)$$

$$j_n(a, T_a > T_b) = c_1 (2\pi M_n T_a/k_B)^{-1/2} \rho_n(T_a) \mu_n/R_g \quad (5.11)$$

$$T(a) = c_2 T_a, \quad p(a) = c_3 p_n(T_a), \quad v = c_s(T_n), \quad \rho(a) = c_3 \rho_n(T_a). \quad (5.12)$$

При $r \rightarrow \infty$:

$$T \rightarrow T_\infty, \quad p \rightarrow p_\infty, \quad v \rightarrow 0, \quad \rho \rightarrow \rho_\infty, \quad N_e = N^* \rightarrow 0. \quad (5.13)$$

При $t=t_b$:

$$T = T_n; \quad p = p_n; \quad \rho = \rho_n; \quad v = c_s(T_n); \quad (5.14)$$

$$N_e(t_b) = N_{e0} = N^{1/2} (k_B T_n)^{3/4} (2g_i/g_0)^{1/2} \hbar^{-3/2} (2\pi m_e)^{3/4} \times \exp(-\varepsilon_i/2k_B T_n). \quad (5.15)$$

Здесь приняты следующие основные обозначения: $n(\epsilon, \vec{r}, t)$ — функция распределения по кинетической энергии ϵ электронов для фиксированных радиус—вектор точки среды \vec{r} и времени t ; N и N^* — концентрация частиц пара, находящихся соответственно в основном и первом возбужденном состоянии с энергией перехода ϵ^* ; $\vec{v}, p, T, \rho, c_p, c_v, \xi, \mu$ — вектор скорости гидродинамического движения, давление, температура, плотность, а также средние изобарная и изохорная теплоемкости, объемная вязкость и молекулярная масса паров; R_g — универсальная газовая постоянная; k_B и σ_B — постоянные Больцмана и Стефана—Больцмана; m_e и M — массы одного электрона и атома; индексы «п» и ∞ относятся соответственно к характеристикам течения пара без учета каскадной ионизации и условиям на бесконечности; $\lambda_T(T)$ — коэффициент молекулярной теплопроводности пара, зависящий от температуры T ; D_e — коэффициент термодиффузии электронов; $a, c_a, \rho_a, \lambda_a, \chi_a, L_{eff}, T_a, t_b$ — величины, относящиеся к частице и характеризующие ее характерный радиус, удельные плотность и теплоемкость, молекулярные теплопроводность и температуропроводность, эффективную (с учетом теплоты плавления и кинетической энергии пара) удельную теплоту парообразования, температуру поверхности частицы и время ее нагрева до температуры развитого испарения; $c_s(T)$ — скорость звука в газовой среде с температурой T ; \hbar — постоянная Планка.

Уравнение (5.4) соответствует диффузионному приближению квантового разностного уравнения для энергетического спектра свободных электронов. Использование диффузионного дифференциального уравнения для $n(\epsilon, \vec{r}, t)$ возможно в приближенных расчетах с точностью до членов более высокого порядка малости, чем $(\hbar\omega/\epsilon)^2$. При пробое паров лазерным излучением ближней и средней ИК-областей спектра условие $(\hbar\omega/\epsilon)^2 \ll 1$ приближенно выполняется, так как средние энергии электронов имеют порядок характерной энергии возбуждения атомов пара, равный нескольким единицам эВ. В то время как энергия квантов составляет, например, для излучения CO₂-лазера примерно 0,113 эВ. В уравнении (5.4) величина A определяется выражением

$$A = e^2 E_0^2 v_c(\epsilon) [3m_e(\omega^2 + v_c(\epsilon))]^{-1}, \quad (5.16)$$

где e — заряд электрона, E_0 — амплитуда напряженности электрического поля падающего электромагнитного излучения, $v_c(\epsilon)$ — эффективная частота электрон-атомных столкновений в паре, которую в практических расчетах для одноатомных паров можно считать равной частоте упругих электрон-атомных столкновений [20]:

$$v_c(\epsilon) \approx N \sqrt{2\epsilon/m_e} \sigma_c(\epsilon), \quad (5.17)$$

где $\sigma_c(\epsilon)$ — диффузное (транспортное) сечение упругого рассеяния, $v_c^{кул}(\epsilon)$ — частота упругих соударений электронов с ионами массы

M_i , которая определяется кулоновским взаимодействием заряженных частиц и сравнима с v_c при степени ионизации паров $N_e/N \gg 10^{-2}$.

Члены уравнения (5.4): B_i , B^* , $B_{\text{рек}}$, $B_{\text{пр}}$ описывают скорости изменения концентрации электронов с фиксированным уровнем энергии ϵ соответственно за счет каскадной ионизации, возбуждения частиц пара в результате неупругих соударений с электронами, процессов рекомбинации и прилипания. Функция B_i может быть представлена в следующем виде:

$$B_i = B_{0i} + B_{bi} = -n(\epsilon) v'_i(\epsilon) + \int_{\epsilon + \epsilon_i}^{\infty} n(\epsilon') q(\epsilon', \epsilon) d\epsilon' - \\ - n(\epsilon) v_i^*(\epsilon) + \int_{\epsilon + \epsilon_i^*}^{\infty} n(\epsilon') v_i^*(\epsilon') q_2(\epsilon', \epsilon) d\epsilon', \quad (5.18)$$

где ϵ_i , $v'_i(\epsilon)$ и ϵ_i^* , $v_i^*(\epsilon)$ — энергии и частоты ионизации атомов электронным ударом из основного и первого возбужденного состояний:

$$v'_i(\epsilon) = N(2\epsilon/m_e) \sigma'_i(\epsilon), \\ v_i^*(\epsilon) = N(2\epsilon/m_e) (N^*/N) \sigma_i^*(\epsilon), \quad (5.19)$$

σ'_i , σ_i^* — сечения ионизации из соответствующих состояний.

Функции $q_1(\epsilon', \epsilon)$ и $q_2(\epsilon', \epsilon)$ характеризуют вероятность приобретения одним из двух электронов в результате ионизирующего столкновения с атомом энергии в интервале $[\epsilon, \epsilon + d\epsilon]$. Указанные функции нормированы условиями:

$$\int_0^{\epsilon' - \epsilon_i} q_1(\epsilon', \epsilon) d\epsilon = 1, \quad \int_0^{\epsilon' - \epsilon_i^*} q_2(\epsilon', \epsilon) d\epsilon = 1 \quad (5.20)$$

и отличны от нуля в интервалах, соответствующих обозначенным пределам интегрирования.

Слагаемое B^* при учете актов возбуждения с частотой $v^*(\epsilon)$ на нижний возбужденный уровень определяется следующим выражением:

$$B^* \simeq -n(\epsilon) v^*(\epsilon) + n(\epsilon + \epsilon^*) v^*(\epsilon + \epsilon^*). \quad (5.21)$$

Члены уравнения (5.4), связанные с диссоциативной рекомбинацией $B_{\text{рек}}$ и прилипанием $B_{\text{пр}}$ могут быть представлены по аналогии с другими видами потерь электронов как

$$B_{\text{рек}} = -N_e N_i k_{\text{рек}}(\epsilon), \quad (5.22)$$

$$B_{\text{пр}} \simeq -N_e N k_{\text{пр}}(\epsilon) = N_i N k_{\text{отл}}(\epsilon) + N_i v_{\text{отл}}^*(\epsilon),$$

где N_i — концентрация ионов ($N_i \approx N_e$); $k_{рек}$, $k_{пр}$, $k_{отл}$ — приходящиеся на единицу концентрации обоих видов сталкивающихся частиц частоты диссоциативной рекомбинации и прилипания электронов, а также отлипания от отрицательных ионов при ионно-атомных соударениях; $\nu_{отл}^*$ (ϵ) — частота отлипания под действием фотонов.

Член, ответственный за диффузионные потери электронов в уравнении (5.4), существенно зависит от соотношений между характерным размером высокотемпературного ореола $r_{п}$ и радиусом Дебая—Гюккеля $r_{д}$. Последний в условиях неравновесной ионизации оценивается формулой [34]

$$r_{д} \approx \left[\frac{T}{4\pi e^2 N_e} \right]^{1/2} \left[1 - O\left(\frac{T}{2T_e}\right) \right], \quad (5.23)$$

где T_e [эВ] = $2\langle \epsilon \rangle / 3$ — эффективная электронная температура, $\langle \epsilon \rangle$ — средневзвешенная по энергетическому спектру энергия электронов.

В предельных случаях $r_{п} \ll r_{д}$ и $r_{п} \gg r_{д}$ имеют место соответственно свободная и амбиполярная виды диффузии электронов с коэффициентами D_{ee} и D_{ea} . В переходной области для приближенных расчетов можно использовать, например, аппроксимацию следующего вида [42]:

$$D_e = D_{ea} + D_{ee} \left[1 - \exp(-r_{п}^2 / r_{д}^2) \right] / (r_{п}^2 / r_{д}^2). \quad (5.24)$$

Коэффициент свободной электронной диффузии $D_{ee} = 2\langle \epsilon \rangle \times \times (3m_e \langle \nu_c \rangle)^{-1} \approx 10^3$ см \cdot с $^{-1}$ превышает D_{ea} примерно в M/m_e раз.

Уравнение (5.5) характеризует наиболее заселенный первый уровень возбуждения атомных паров. Здесь N^* , D^* , t^* — концентрация, коэффициент диффузии и характерное время спонтанной дезактивации возбужденных атомов. В правой части уравнения сохранения энергии для пара (5.6) учтены стоки и источники, обусловленные соответственно молекулярной теплопроводностью с коэффициентом λ_T , резонансным поглощением излучения тяжелыми частицами с коэффициентом α_g и передачей кинетической энергии от электронов атомам и ионам в результате упругих соударений. При наличии в газе низкоэнергетических (молекулярных) возбужденных уровней с временем термализации t_{VT} в правой части (5.6) добавляется член вида $\epsilon^* N^* / t_{VT}$. Уравнения (5.7), (5.8) и (5.9) — соответственно уравнения движения, непрерывности и состояния идеального газа.

Краевые условия вблизи частицы включают: уравнение для нестационарной температуры поверхности малой частицы T_a , записанное для сферической симметрии задачи теплопроводности (более общий случай нагрева см. [25]), а также выражения для приповерхностной температуры, давления, плотности, скорости и плотности потока испарившегося вещества; c_i — константы порядка единицы (для одноатомных паров щелочных металлов $c_1 =$

$=0,82, c_2=0,65, c_3=0,31$); β_a, β — коэффициенты серости по отношению к абсолютно черному телу для поверхности частицы и ионизованных паров; $K'_п$ — фактор эффективности поглощения света частицей, который формулируется в общем случае с учетом экранирующего влияния парового ореола. Заметим, что величины β и $K'_п$ отличны соответственно от нуля и от сечения поглощения невозмущенной частицы лишь на поздней стадии оптического пробоя, когда ролью затравки (поглощающей твердой частицей) можно пренебречь.

Последнее из краевых условий (5.15) представляет формулу Саха для начальной изотермической ионизации в высокотемпературных парах.

5.3. Анализ пороговых характеристик лазерного пробоя аэрозолей в приближении неизотермической каскадной ионизации

В стадии формирования оптического пробоя плазма является существенно неравновесной и характеризуется более высоким уровнем средней кинетической энергии свободных электронов по сравнению с тяжелыми частицами газа. Причем в общем случае энергетический спектр электронов не является максвелловским, а распределение связанных электронов по энергетическим уровням бoльцмановским. Отклонение тем заметней, чем меньше концентрация электронов [34] и чем короче длительность лазерного воздействия по сравнению с характерным временем установления бoльцмановского распределения по уровням (10^{-7} — 10^{-8} с).

Для оценок параметров пробоя ниже использована упрощенная двухтемпературная модель неизотермической плазмы с максвелловским распределением по энергиям для каждого сорта частиц (электронов и атомов (ионов)) [13].

Эффективную температуру электронного газа $T_e=2\langle\epsilon\rangle/3$ в этом случае можно определить [20] уравнением вида

$$\frac{dT_e}{dt} = \frac{8\pi e^2 \nu_e I}{3m_e c (\omega^2 + \nu_e^2)} - \delta_* \nu_{em} (T_e - T) - \delta_*^{кул} \nu_{ei}^{кул} (T_e - T), \quad (5.25)$$

где $I = cE_0^2/8\pi$ — интенсивность падающего излучения; ν_e — частота столкновений электронов с нейтральными атомами и ионами; ω — частота лазерного излучения; c — скорость света; e и m_e — заряд и масса электрона; ν_{em} — частота столкновения электронов с нейтральными атомами; $\nu_{ei}^{кул}$ — частота столкновения электронов с ионами; T — температура газа тяжелых частиц; $\delta_*^{кул}$ и δ_* — величины средней доли энергии, теряемой электроном при столкновении соответственно с ионами и нейтральными атомами.

Решение (5.25) имеет простой вид, если пренебречь частотой кулоновских соударений $v_{ei}^{ky\prime}$ и зависимостью v_{em} и δ_* от T_e :

$$T_e \approx T + \frac{8\pi e^2 I}{3m_e c \omega^2 \delta_*} - \left(\frac{8\pi e^2 I}{3m_e c \omega^2 \delta_*} + T - T_0 \right) \exp(-v_{em} \delta_* t). \quad (5.26)$$

Здесь учтено, что $\omega^2 \gg v_e^2$.

На основании (5.26) характерное время установления квазистационарной температуры плазмы

$$t_s \approx (\delta_* v_{em})^{-1}. \quad (5.27)$$

Оценим t_s для случая столкновений с атомами кислорода, являющегося основным буферным газом в диссоциированных парах окислов металлов.

Согласно [20]

$$v_{em} \approx 3 \cdot 10^{-8} N T_e^{1/2}, \quad \delta_* \approx 6,6 \cdot 10^{-5} / (T T_e^{1/2}). \quad (5.28)$$

При изохорном нагреве паров до $T \approx 0,3$ эВ получаем $t_s \approx 8 \times 10^{-8}$ с.

Динамику электронной концентрации $N_e(t)$ определяем из уравнения

$$\frac{dN_e}{dt} = N_e [v_i^* (1 + v_i'/v_i^*) - D_e/r_n^2 - v_{пр} - v_{рек}], \quad (5.29)$$

где v_i^* — частота ступенчатой ионизации через первый возбужденный уровень, v_i' — частота прямых ионизационных соударений.

На основании результатов [34] можно получить следующие представления для v_i^* и v_i' :

$$v_i^* = N (q/q_0) (m_e e^{10}/\hbar^3) T_i^{-3} \exp(-\varepsilon_i/T_e) [1 - \exp(-N_e k_{во} t)] \times \\ \times [1 + O(1/N_e k_{во} t^*)], \quad (5.30)$$

$$v_i' = \pi e^4 N \varepsilon_i^{-2} (8T_e/\pi m_e)^{1/2} \exp(-\varepsilon_i/T_e), \quad (5.31)$$

где q_0 и q_i — статистические веса основного и возбужденного состояний атомов; ε_i — потенциал ионизации; \hbar — постоянная Планка; $k_{во}$ — частота возбуждения атомов электронным ударом; t^* — характерное время радиационного распада возбужденного состояния.

Частота рекомбинации в результате тройных соударений ($e + e + A^* \rightarrow e + A$)-процесса, обратного ступенчатой ионизации, определяется [20] выражением

$$v_{рек} = N_e^2 \kappa_{рек}, \quad \kappa_{рек} = e^{10} m_e^{-1/2} T_e^{-9/2}.$$

Решение уравнения (5.29) получено в виде

$$N_e^2 \approx B^2 \left[\kappa_{рек} + \exp \left(-2B^2 t - \ln \left| \frac{N_{e0}^2}{N_{e0}^2 - \kappa_{рек} N_{e0}^2} \right| \right)^{-1} \right] \times \\ \times \{ 1 + O(\exp[-t N_e k_{во}]) \}, \quad (5.32)$$

где

$$B^2 = v_i^* (1 - v_i'/v_i^*) - D_e r_n^{-2} - v_{np},$$

N_{e0} — начальная концентрация электронов в паре.

Процессы диссоциативного прилипания могут иметь место при наличии смеси паров с молекулами воздуха.

Максимальный стационарный уровень ионизации устанавливается для моментов времени t , превышающих t_i :

$$t_i = \left(1 + \ln \left| \frac{N_{e0}^2}{B^2 - \alpha_{рек} N_{e0}^2} \right| \right) / 2B^2. \quad (5.33)$$

В простейшем случае, когда потерями на прилипание v_{np} и диффузионными потерями $D_e r_n^{-2}$ можно пренебречь (где $r_n \gg r_d$, r_d — радиус Дебая—Гюккеля), исходя из начальных условий, можно оценить время ионизации:

$$t_i \sim (v_i'/n)^{-1}. \quad (5.34)$$

Частота ионизации v_i' определяется (5.31). Число актов ионизаций

$$n = \ln(N_0/N_{e0}) / \ln 2, \quad (5.35)$$

где N_0 — конечная концентрация электронов.

Порог пробоя парового ореола частицы

$$I_n = \max \{I_b, I_i\}, \quad (5.36)$$

где I_i — порог каскадной ионизации; I_b — пороговая интенсивность нагрева поверхности твердой частицы до температуры развитого испарения.

Пороговые условия перехода волны первичного пробоя в окружающий воздух $(T_n)^{air}$ могут определяться тремя основными механизмами: лавинной ионизацией в молекулярном газе с пороговой интенсивностью I_i^{air} , радиационным механизмом ионизации прилегающего к паровому ореолу слоя газа I_R^{air} , а также механизмом распространения температурной волны пробоя I_h^{air} .

Порог пробоя воздуха в окрестности парового ореола частицы I_n^{air} определяется наименьшим значением трех перечисленных величин:

$$I_n^{air} = \min \{I_i^{air}, I_R^{air}, I_h^{air}\}. \quad (5.37)$$

Результаты расчетов оптического пробоя вблизи поверхности плоских макромишеней, полученные в последнее время [28], показали, что при давлениях порядка атмосферного и выше радиационный механизм практически не реализуется.

Пороговая интенсивность каскадной ионизации воздуха также достаточно высока и примерно на 1—2 порядка величины превышает соответствующее значение в атомных парах. Это обусловлено наличием в молекулярных газах атмосферы (N_2 , CO_2 , O_2) низко-расположенных полос колебательно-вращательных переходов,

обуславливающих существенные относительные энергетические потери электронов $\delta^* \sim 10^2$ [21] при неупругих столкновениях в газе. Кроме того, в воздухе развитие лавины тормозится механизмом прилипания электронов с частотой ν_{np} к молекулам кислорода при тройных столкновениях, имеющим максимум при $\epsilon_i \approx 0,1$ эВ, и диссоциативного прилипания при $\epsilon \geq 1$ эВ. Соответствующие указанным диапазонам энергий частоты прилипания равны $\sim 10^{10} \text{ с}^{-1}$ и $\sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$. В результате, например, для излучения CO_2 -лазера $I_i^{\text{air}} \approx 3 \cdot 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ [22].

Тепловой механизм пробоя воздуха инициируется в случае нагрева области первичной ионизации паров до критических газовых температур T_h , при которых воздух становится сильно поглощающим на длине волны мощного излучения (для $\lambda = 10,6$ мкм, $T_h \approx 1,5 \div 2,0$ эВ).

Проведем оценки времени нагрева ионизованных паров до температуры 14 000 К, исходя из предположения, что разогрев происходит за счет столкновения электронов с атомами и ионами.

Для двух предельных случаев, изохорического и изобарического процессов, воспользовавшись соотношением (5.25), получим при $V = \text{const}$

$$\partial T / \partial t = (T_e - T) \nu_{em} \delta N_e / N_0, \quad (5.38)$$

при $p = \text{const}$

$$\gamma \partial T / \partial t = (T_e - T) \nu_{em} \delta N_e / N_0, \quad (5.39)$$

где γ — показатель адиабаты (для одноатомного идеального газа $\gamma = 5/3$); $T(t=0) = T_p$.

Если для оценок в правой части уравнений положить концентрацию электронов N_e , равной начальной по формуле Саха при $T = T_p$, тогда получаем, что при $I = 5 \cdot 10^7 \div 5 \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$, характерные времена нагрева атомных частиц пара $t_h|_{V=\text{const}} \approx (4,6 \div 3,4) \cdot 10^{-5} \text{ с}$; $t_h|_{p=\text{const}} \approx (7,7 \div 5,6) \cdot 10^{-5} \text{ с}$. В другом предельном случае, когда паровой ореол полностью ионизован ($N_e \approx N$), а скорость нагрева в (5.38) и (5.39) выражается через частоту упругих электрон-ионных столкновений, получаем $t_h = (2 \div 5) \cdot 10^{-9} \text{ с}$. Таким образом, из сравнения времен t_h и t_i следует, что в начальной стадии каскадной ионизации ролью нагрева можно пренебречь, учитывая его лишь на завершающей стадии развития лавины.

Заметим, что в изобарном режиме ионизации концентрация электронов достигает максимума за время $\sim t_i$, а затем в результате быстрого разогрева и последующего теплового расширения плазмы будет резко падать, обуславливая тем самым кратковременную оптическую активность плазменного ореола.

Результаты количественных оценок полного времени изохорного пробоя и соответствующих им пороговых плотностей мощности излучения в парах частицы корунда дают: $t_p \approx 1,2 \cdot 10^{-6} \div 10^{-7}$; $I_p \approx 5 \cdot 10^7 \div 5 \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$.

Рассмотрим схематически позднюю стадию развития пробоя. Пороговые интенсивности определяют пороги перехода плаз-

менных фронтов в окружающий воздух при наличии поглощающей частицы аэрозоля. Причем ролью частицы можно пренебречь, очевидно, только в тех случаях, когда оптическая толща поглощения плазменным слоем в процессе его развития τ_N достигает значений ~ 1 . Для излучения CO_2 -лазера при атмосферном давлении (изобарная ионизация), начиная с газовых температур $T \approx (1,4 \div 1,6) \times 10^4$ К, коэффициент континуального поглощения в плазме воздуха резко возрастает до $\alpha_g \approx 0,85 \text{ см}^{-1}$ [32]. При давлениях $p = 10 \div 100$ атм (изохорная ионизация) $\alpha_g \approx (0,38 \div 16,0) \cdot 10^2 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, минимальные критические размеры областей пробоя с $\tau \approx 1$ оцениваются как $r_n \sim \alpha_g^{-1}$ и равны соответственно 1 см и 250—6 мкм. Заметим, что паровой ореол радиусом около 1 см способен сформироваться в условиях испарения очень крупных твердых частиц аэрозоля с начальным радиусом 30—50 мкм, в то время как для изохорной ионизации достаточно иметь частичный сброс массы частиц с размерами, часто реализуемыми в приземной атмосфере (от единиц до десятка мкм).

Кроме ограничений, накладываемых на минимальные размеры областей первичного пробоя, необходимы высокие скорости энерго-вклада лазерного излучения в плазму. В частности, для поддержания квазистационарной светодетонационной волны пробоя необходимо следующее (полученное из условия баланса энергии [4]) значение интенсивности излучения CO_2 -лазера:

$$I \gtrsim 2p^{3/2} \rho_\infty^{1/2} \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, \quad (5.40)$$

где давление в плазме p однозначно связано с температурой плазмы T по формуле для идеального газа.

Скорость распространения плазменного фронта оценивается известной формулой для модели сферической световой детонации

$$v_n \approx [(\gamma^2 - 1) I / \rho_\infty]^{1/3}. \quad (5.41)$$

Если условие вида (5.40) не выполняется, тогда для оценки v_n можно воспользоваться скорректированной моделью точечного взрыва [1] при «мгновенном» энерговыделении W_0 :

$$v_n \approx [W_0 / \alpha_1 \rho_\infty]^{1/5} \beta t^{\beta - 1}, \quad (5.42)$$

где α_1 — затабулированная константа порядка единицы, $\beta \approx 0,55$.

5.4. Моделирование на ЭВМ динамики первичного пробоя в паровом ореоле аэрозольных частиц с учетом немаксвелловости энергетического спектра электронов

Рассмотрим более общий по сравнению с п. 5.3 случай развития каскадной ионизации в паровом ореоле частицы без использования предположения о максвелловости функции распределения

значений параметров среды, т. е. успевает отслеживать за их вариациями, то расчетный алгоритм для $f(\epsilon)$ может быть включен без изменений в более общую схему решения полной системы уравнений (5.44), (5.5) — (5.15).

Для отыскания решения указанной системы в обозримом виде рассматривались [13, 23] асимптотические режимы изобарной и изохорной ионизации. В первом случае времена каскадной ионизации и разоррева плазмы существенно превышают время ее гидродинамической релаксации, т. е. предполагается выполнение условия:

$$r_{\pi}/c'_s \ll \langle v_i \rangle^{-1} \ln(N/N_{e0}), \quad (5.46)$$

где r_{π} , c'_s — радиус и местная скорость звука, относящиеся к паровому ореолу.

Изохорический режим реализуется при выполнении обратного неравенства, когда скорости ионизации настолько велики, что плазма не успевает заметно расшириться за время завершения каскадного процесса. Соответствующие уравнения, описывающие динамику N_e и $\langle \epsilon \rangle$, подробно анализировались [23] и здесь не приводятся.

Начальные условия определяются термодинамическими характеристиками затравочного парового ореола в окрестности частицы и степенью изотермической ионизации атомов алюминия $(N_{e0})_{Al}$ по формуле Саха вида (5.15).

В качестве стартового времени t_{st} развития каскадной ионизации в парах под действием лазерного излучения можно приближенно принять момент времени достижения паровым ореолом испаряющейся частицы размера $r_{\pi}(t)$, равного радиусу дебаевского экранирования в затравочной плазме с концентрацией термоэлектронов $(N_{e0})_{Al}$. В соответствии с оценками r_d по (5.23) и r_{π} из [13], при $r_{\pi} \gg r_d$ диффузионные потери электронов, препятствующие их размножению в лавине, резко снижаются, примерно на два порядка величины, и поэтому членом вида $\nabla(D_e \nabla N_e)$ при записи уравнений каскадной ионизации оказалось возможным пренебречь.

В обсуждаемой ситуации свободно-электронный характер диффузии с коэффициентом $D_{ee} \approx 10^3 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ сменяется на амбиполярный с интенсивностью, определяемой удвоенным коэффициентом диффузии атомных ионов $2D_{ea}$. Результаты оценок времени t_d достижения начальным облаком пара радиуса Дебая—Гюккеля для частицы корунда в поле излучения CO_2 -лазера разной интенсивности показали [13], что в сопоставлении с другими характерными временами процессов t_d не является определяющим.

На рис. 5.4 приведены результаты численных расчетов зависимостей от времени концентрации электронов и газовой температуры в изобарном режиме ионизации паров частицы корунда. Источником излучения служит CO_2 -лазер с прямоугольной временной формой импульса. Отсчет времени производился с момента $t_{st} = t_b + t_d$, где t_b , t_d — времена нагрева поверхности частицы до температуры развитого газодинамического испарения и достижения облаком

пара размера радиуса Дебая—Гюккеля. Из рисунка видно, что газовая температура монотонно возрастает за счет передачи кинетической энергии электронов при упругих соударениях с частицами газа. Концентрация электронов в начале возрастает вследствие их размножения в лавине, а затем начинает падать. Последнее связано с тепловым изобарным расширением ионизованного облака паров в процессе его разогрева.

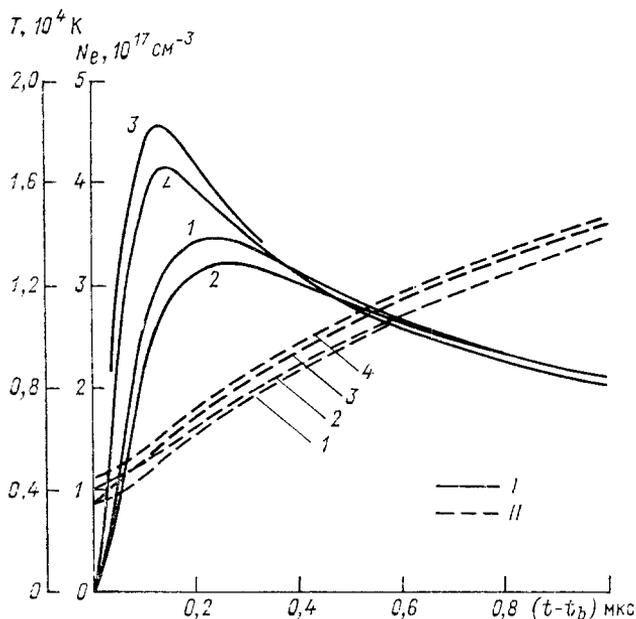


Рис. 5.4. Рассчитанные значения электронной концентрации N_e (I) и газовой температуры T (II) в зависимости от времени при различных I и a .

Кривая	1	2	3	4
I Вт·см ⁻²	$5 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^7$	10^8	10^8
a см	10^{-6}	10^{-5}	10^{-6}	10^{-5}

На рис. 5.5 приведены зависимости от начального размера частицы корунда пороговой интенсивности I_i изохорной каскадной ионизации парового ореола до уровня $\mu_e = 0,5$ (кривая 1) и пороговых интенсивностей I_{II} изохорного разогрева тяжелых частиц плазмы до фиксированных уровней газовой температуры T (кривые 2—4). Расчеты производились с использованием машинных алгоритмов решения (5.45) и вычисления эффективных частот соударений в плазме.

Из результатов расчетов следует, что пороговые интенсивности монотонно возрастают с уменьшением размера затравочных частиц аэрозоля в интервале от 10^{-2} до 10^{-4} см; для порога завершения каскадного процесса изохорной ионизации I_i от 10^7 до $3 \cdot 10^8$ Вт×

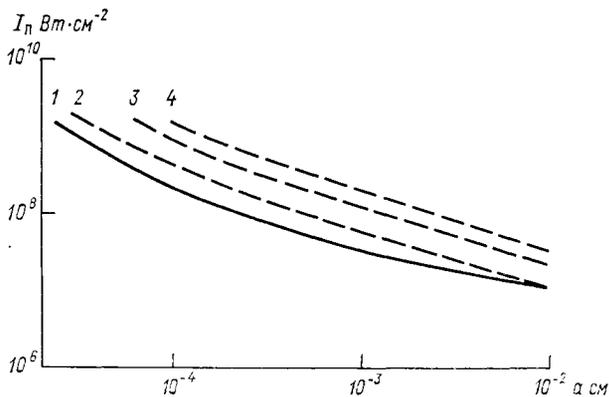


Рис. 5.5. Зависимость пороговых интенсивностей изохорной каскадной ионизации парового ореола до $\mu_e=0,5$ (1) и изохорного разогрева тяжелых частиц до газовой температуры, равной $2 \cdot 10^5$ К (2), $4 \cdot 10^5$ К (3) и $6 \cdot 10^5$ К (4).

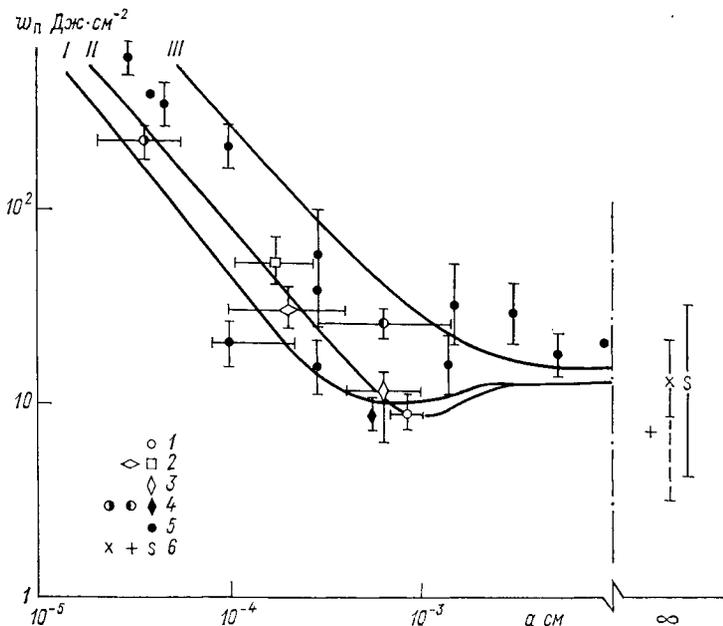


Рис. 5.6. Обобщенные в [1] зависимости пороговой плотности энергии пробоя w_n на частицах аэрозолей от эффективного радиуса последних a для излучения CO_2 -лазера (точки 1—5) и вблизи поверхности макромишеней с пятном фокусировки около 10^{-2} cm^2 (точки 6).

1, 2 — частицы атмосферной дымки; 3—5 — лабораторный аэрозоль, содержащий частицы Al_2O_3 , Na_2CO_3 , SiO_2 , С, NaCl, Al и др.
Штриховая часть линии доверительного интервала для точек 6 — пробой единичным импульсом, сплошная — пробой для повторяющихся импульсов в серии.
Кривые I, II и III — расчет порогов изохорной каскадной ионизации I_i для модели ступенчатого во времени импульса соответственно при t_i , равном 0,2, 0,3 и 1,0 мкс.

$\times \text{см}^{-2}$; для порога разогрева зоны первичного пробоя $I_{\text{п}}$ при $T = 4 \cdot 10^5 \text{ К}$ от $2 \cdot 10^7$ до $1,1 \cdot 10^9 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Последнее значение близко к экспериментальному порогу пробоя на длине волны $10,6 \text{ мкм}$ технически чистого воздуха [22].

Из результатов расчетов, представленных на рис. 5.5, следует, что порог достижения каскадной ионизации в изохорическом режиме I_i незначительно отличается от значений порога $I_{\text{п}}$ при $T \leq 10^5 \text{ К}$. Поэтому величину I_i можно рассматривать как пороговую при сопоставлении с широким набором экспериментальных данных независимо от способа фиксации факта пробоя в экспериментах и с учетом энергозатрат на предварительный нагрев частиц до температуры развитого процесса испарения. Результаты указанного сопоставления приведены на рис. 5.6 [24]. На рисунке приведены данные расчетных порогов изохорной каскадной ионизации и экспериментальные данные порогов пробоя на частицах аэрозоля различного дисперсного и химического состава для излучения CO_2 -лазеров в диапазоне длительностей лидирующего пика генерации $0,2\text{--}1,5 \text{ мкс}$. Расчет приведен для случая воздействия на частицы корунда прямоугольного во времени лазерного импульса с $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$. Для частиц корунда с $a \geq (2k\kappa_a)^{-1} \approx 4 \times 10^{-4} \text{ см}$ характерное время лазерного нагрева до температуры развитого испарения определялось в освещенном приповерхностном слое толщиной, равной указанной выше длине поглощения.

Из сопоставления с экспериментом видно, что теоретические кривые с удовлетворительной точностью отслеживают общую тенденцию повышения на порядок величины порога пробоя для субмикронной фракции аэрозолей. В широком диапазоне изменения размеров грубодисперсной фракции частиц ($a = 3 \cdot 10^{-4} \div 10^{-2} \text{ см}$) пороговая плотность энергии пробоя находится в интервале $6\text{--}20 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ и неконтролируемым образом варьирует в зависимости от условий эксперимента.

В заключение рассмотрим границы применимости (практической реализуемости) изобарного и изохорного режимов первичного лазерного пробоя ($\lambda = 10,6 \text{ мкм}$) на частицах аэрозоля. Для этого необходимо сопоставить следующие характерные времена процессов, протекающих в окрестности частицы за время лазерного воздействия t (рис. 5.7):

t_b — характерное время нагрева поверхности частицы до температуры развитого испарения T_b .

t_d — характерное время достижения паровым облаком $r_{\text{п}}$, содержащим затравочные электроны, радиуса Дебая—Гюккеля $r_{\text{д}}$;

$t_c = r_{\text{п}}/c'_s$ — характерное время релаксации избыточного давления паров вблизи частицы. Для грубых оценок можно положить $t_c \approx a'/c'_s$ при $t \geq t_d$ и $t_c \approx r_{\text{д}}/c'_s$ при $a < r_{\text{д}}$.

t'_i, t''_i — характерные времена завершения каскадного процесса ионизации на затравочных термоэлектронах, рассчитываемые для

фиксированного уровня ионизации ($\mu_e = 50\%$) и относящиеся соответственно к изобарному и изохорному режимам. Причем при $t_i \geq t_c$ может реализоваться только режим изобарической ионизации, а при $t_i < t_c$ и фиксированных значениях радиуса частиц a реализуется режим ионизации с наименьшим временем развития,

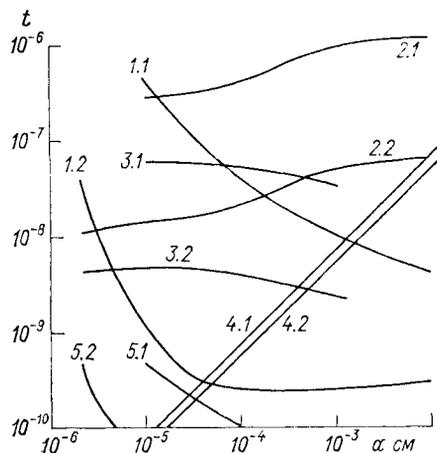


Рис. 5.7. Зависимость времен лазерной ионизации в паровых ореолах частиц корунда от эффективного радиуса частиц a .

2.1 и 2.2 — характерные времена t_b лазерного нагрева поверхности частицы до температуры развитого испарения T_b , соответствующие интенсивностям излучения 10^7 и 10^8 Вт·см $^{-2}$; 4.1 и 4.2 — времена $t_{Д}$ достижения высокотемпературным паровым ореолом размера радиуса Дебая—Гюккеля, соответствующие интенсивностям 10^7 и 10^8 Вт·см $^{-2}$; 5.1 и 5.2 — характерные времена $t_s = a/c_s$ гидродинамической релаксации паров, соответствующие интенсивностям 10^7 и 10^8 Вт·см $^{-2}$; 1.1 и 1.2, 3.1 и 3.2 — характерные времена реализации процессов изохорной t'_i и изобарной t_i каскадной ионизации в парах частиц корунда, соответствующие интенсивностям 10^7 и 10^8 Вт·см $^{-2}$.

т. е. $\min\{t'_i, t_i\}$. Суммируя характерные времена процессов, можно оценить время, необходимое для инициирования первичного пробоя на твердых частицах дисперсной среды $t_{п}$ с момента включения ступенчатого лазерного воздействия.

5.5. Статистика очагов пробоя и коэффициента пропускания при распространении лазерного излучения в атмосфере

При распространении сфокусированного пучка мощного лазерного излучения в реальной атмосфере с фоновым аэрозолем возникает необходимость учета полидисперсности среды и ее турбулентного состояния. Первый фактор определяет статистику реализаций концентрации частиц с размерами a_{er} , превышающими критический, в области каустики мощного пучка. Второй фактор обуславливает случайные пространственные выбросы излучения и турбулентное уширение пучка, которые в свою очередь приводят к случайному характеру реализации пороговых интенсивностей пробоя.

Приближенный расчет влияния порогового фактора на вид функции плотностей вероятностей для интенсивности пробоя $F(I)$ и на моменты 2-го порядка от пороговой интенсивности $\langle I_{п}^2 \rangle$ выполнен в [9]. Рассмотрим, следуя [11], более общий случай, учитывающий неаддитивное влияние обоих перечисленных выше фак-

торов стохастизации характеристик оптического пробоя в реальной атмосфере.

Рассмотрим для определенности однородный по химическому составу полидисперсный аэрозоль, который описывается функцией распределения частиц по размерам типа формулы Юнге:

$$f(a) = c_0 a^{\eta-1}, \quad (5.47)$$

где η , c_0 — константы. Функция $f(a)$ нормирована на единицу. Вероятность P обнаружения частицы с радиусом более a_{cr} определяется выражением

$$\int_{a_{cr}}^{\infty} f(a) da, \quad (5.48)$$

где a_{cr} — функция интенсивности.

При острой фокусировке в слабозамутненной атмосфере излучений CO_2 -лазеров микросекундной длительности телескопом Кассегрена с $R_0/F_0 \gg 10^{-3}$ тепловые эффекты самовоздействия пучка на трассе несущественны из-за инерционности термогидродинамического процесса в пучке. Малоинерционные механизмы нелинейности атмосферы из-за высоких пороговых интенсивностей их проявления могут быть заметными лишь в области максимальной перетяжки пучка. В этой связи расчет статистики очагов пробоя целесообразно проводить в приближении заданного светового поля, сфокусированного в линейной турбулентной среде. Очевидно, что в этом случае наиболее строгими будут результаты расчета характеристик очагов пробоя в слое, наиболее близко расположенном к излучателю. Используем логарифмически нормальную зависимость распределения плотности вероятности флуктуаций интенсивности излучения CO_2 -лазера, распространяющегося в атмосфере:

$$F(I) = (\sqrt{2\pi}\sigma_I I)^{-1} \exp \left\{ - \left(\ln \frac{I}{\langle I \rangle} + \frac{\sigma_I}{2} \right)^2 / 2\sigma_I^2 \right\}, \quad (5.49)$$

где $\langle I \rangle$ и σ_I^2 — среднее значение и дисперсия пространственных флуктуаций интенсивности излучения.

Границы применимости (5.49) соответствуют области малых значений структурной функции фазы, вычисленной на диаметре передающей апертуры

$$D_s(2R_0)/2 = 1,45 C_n^2 k^2 x (2R_0)^{5/3} \ll 1.$$

Здесь C_n^2 — структурная характеристика показателя преломления, k — волновое число, x — длина трассы, R_0 — радиус передающей апертуры.

Для проведения оценочных аналитических расчетов удобно ввести простую зависимость между порогом пробоя $I_{п}$ и a_{cr} ,

аппроксимирующую в большом диапазоне изменения размеров атмосферных частиц $a = 10^{-5} \div 10^{-2}$ см экспериментальные данные разных авторов, представленные на рис. 5.6. Указанная аппроксимация носит оценочный характер и определяется следующим выражением:

$$I_n \approx I_1 [1 + a_0/a], \quad (5.50)$$

где I_1 и a_0 — эмпирические параметры, равные при длительности главного пика генерации CO_2 -лазера $t_1 = 0,2 \div 0,3$ мкс соответственно $0,4 \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ и $5 \cdot 10^{-4}$ см. Усредняя по I выражение (5.48) и используя теорему о полной вероятности, получаем выражение для вероятности появления очагов пробоя:

$$P(N_{\text{по}}) = \frac{\left(N_0 \left\langle \int_{a_{\text{cr}}}^{\infty} f(a) da \right\rangle_I \right)^{N_{\text{по}}}}{N_{\text{по}}!} \exp \left\{ -N_0 \left\langle \int_{a_{\text{cr}}}^{\infty} f(a) da \right\rangle_I \right\}, \quad (5.51)$$

т. е. снова распределение Пуассона, где $N_0 \left\langle \int_{a_{\text{cr}}}^{\infty} f(a) da \right\rangle$ — сред-

няя концентрация плазменных образований. Проводя усреднение с использованием (5.47), (5.49), (5.50), получаем следующее выражение для среднего

$$\langle N_{\text{по}} \rangle_{r_k, I} = \sum_{j=0}^{\alpha} D_{\alpha}^j \operatorname{erfc}(z_j), \quad (5.52)$$

где

$$D_{\alpha}^j = \frac{N_0 a_0}{2 \alpha C_0^{\alpha}} (-1)^j C_{\alpha}^j \langle I \rangle^{\alpha-j} I_1^{\alpha-j} \exp \{ \sigma_I^2 [2(\alpha - j) - 1]^2 / 8 \}, \quad (5.53)$$

C_{α}^j — число сочетаний из α по j ; $\operatorname{erfc}(z_j)$ — дополнительный интеграл вероятности с аргументом

$$z_j = \ln(I_1 / \langle I \rangle) / \sqrt{2} \sigma_I - \sigma_I [2(\alpha - j) - 1] / 2 \sqrt{2}. \quad (5.54)$$

Тогда выражение для вероятности пробоя будет иметь вид

$$P_{\text{пр}} = 1 - \exp \left(- \langle N_{\text{по}} \rangle_{r_k, I} \right). \quad (5.55)$$

На рис. 5.8 приведены примеры расчетов средней концентрации и вероятности пробоя в зависимости от относительной интенсивности $\langle I \rangle / I_1$.

Зная среднюю объемную концентрацию плазменных образований, можно оценить погонную концентрацию числа очагов пробоя в плоскости всего сечения лазерного пучка, сфокусированного через турбулентную атмосферу. Для этого конкретизируем выражение

для $\langle I \rangle$ и σ_I^2 . Как известно, для частично когерентного гауссовского пучка справедливо выражение

$$\langle I(\vec{r}) \rangle = \langle I_0 \rangle (R_0^2 / \rho_b^2) \exp(-r^2 / \rho_b^2), \quad (5.56)$$

где

$$\rho_b^2 = R_0^2 \left(1 - \frac{x}{t_0}\right)^2 + \left(\frac{x}{kR_0}\right)^2 + \frac{4}{3} \left(\frac{x}{k\rho_0}\right)^2 + \left(\frac{x}{k\rho_K}\right)^2 \quad (5.57)$$

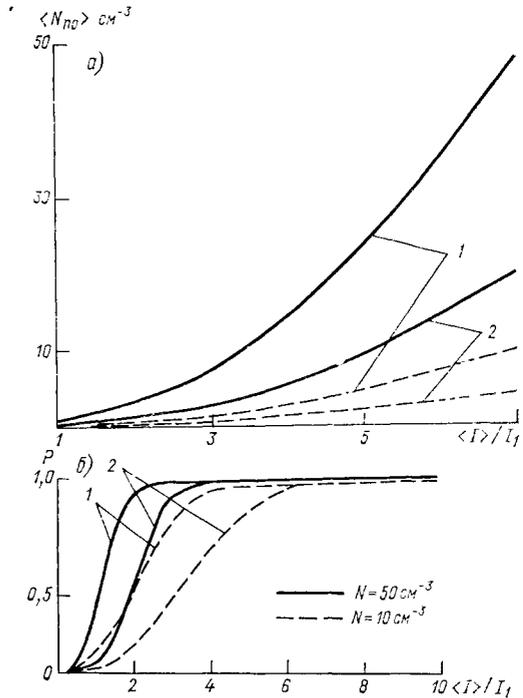


Рис. 5.8. Зависимость концентрации очагов пробоя (а) и плотности вероятности инцидирования единичного очага пробоя (б) от $\langle I \rangle / I_1$ для σ_I^2 , равного 0,8 (1) и 0,1 (2).

— эффективный средний размер пучка, ρ_K — радиус когерентности источника. Для дисперсии флуктуаций интенсивности на оси сфокусированного пучка выполняется соотношение

$$\sigma_I^2(x, 0) = \sigma_1^2 + \varphi\left(\frac{\rho_K}{R_0}, \Omega\right) 4\rho_0^2, \quad (5.58)$$

где $\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} x^{11/6}$, σ_1^2 — дисперсия флуктуаций интенсивности источника в однородной среде, ($\sigma_1^2 = 1$ при $\rho_K \ll R_0$), $\Omega = kR_0^2 x^{-1}$ — параметр Френеля излучающей апертуры. Функция $\varphi(\rho_K/R_0, \Omega)$ находится численно. Зависимость дисперсии $\sigma_I^2(x, \vec{r})$ от расстояния точки наблюдения до пучка, выраженного в долях эффективного

диаметра $2\rho_b$, можно аппроксимировать формулой вида

$$\sigma_I^2(x, \vec{r}) \simeq \sigma_I^2(x, 0) \left[1 + K_1(D_s(2R_0, \Omega)) \frac{r^2}{\rho_b^2} \right], \quad (5.59)$$

где $K_1(D_s(2R, \Omega))$ — слабо меняющаяся величина порядка единицы.

Интегрированием (5.52) по радиальным координатам $\vec{r}(y, z)$ с использованием (5.56), (5.59) находим, что

$$\begin{aligned} \langle N_{\text{по}} \rangle = & A_1 \sum_{j=0}^{\alpha-1} (-1)^j C_{\alpha}^j \langle I_0 \rangle^{\alpha-j} (R_0^2/\rho_b^2)^{\alpha-j} I_1^j \times \\ & \times \left\{ \frac{1}{2c} \frac{\exp[-2|B|(sc+c^*)]}{c+sc^*} \operatorname{erfc}(c^* - |B|) - \right. \\ & - \frac{sc^* \exp(-A)}{A} \operatorname{erfc}(s|B|+c) + \frac{\exp[-2|B|(sc-c^*)]}{c-sc^*} \times \\ & \times \operatorname{erfc}(|B|+c^*) \left. \right\} + (-1)^\alpha I_1^\alpha \{ -(s|B|+c^*) \operatorname{erfc}(s|B|+c^*) + \\ & + \pi^{-1/2} \exp(-s|B|+c^*)^2 + (4c)^{-1} \exp(-4s|B|/c) \operatorname{erfc}(c^* - s|B|) + \\ & + \operatorname{erfc}(c^* + s|B|) \}. \quad (5.60) \end{aligned}$$

Здесь

$$A_1 = \frac{N_0 \sigma_0 \rho_0^2 \pi}{2\alpha C_0^\alpha I_1^\alpha}; \quad B = \frac{K_1 \ln\left(\frac{I_1}{\langle I_0 \rangle} \frac{\rho_b^2}{R_0^2}\right) - 1}{K_1 \sqrt{2} \sigma_0(x, 0)}$$

$$A = \frac{\alpha-j}{K_1} - \frac{\sigma_0^2(x, 0)}{8} \{ [2(\alpha-j) - 1]^2 - 1 \}, \quad \sigma_0 = \sigma_I(x, 0);$$

$$c = \frac{1}{K_1 \sqrt{2}} \left\{ \frac{1}{\sigma_0(x, 0)} - \frac{K_1 \sigma_0(x, 0)}{2} [2(\alpha-j) - 1] \right\};$$

$$c^* = c(j = \alpha);$$

s — знак параметра B .

В качестве примера в табл. 5.1 приведены результаты оценочных расчетов по формуле (5.60) для набора апертур и радиусов когерентности излучателя, а также параметров атмосферы.

Рассмотрим вопрос о пропускании канала с очагами оптического пробоя.

Как следует из изложенных выше результатов, микроочаги низкорогового оптического пробоя на частицах грубодисперсного аэрозоля, инициированные микросекундными и субмикросекундными импульсами излучения CO_2 -лазеров, формируются в резуль-

Средняя погонная концентрация плазменных образований (м^{-1}), инициированных микросекундными импульсами CO_2 -лазера с $\langle I_0 \rangle / I_1 = 2,25 \cdot 10^{-2}$ в турбулизованной атмосфере с фоновым аэрозолем для различных $C_{\text{п}}^2$

R_0 см	$\rho_{\text{к}}$ см	z/F_0	N_0 см $^{-3}$	$C_{\text{п}}^2$ см $^{-2/3}$	
				10^{-16}	10^{-14}
20	0,33	0,987	10	$2,08 \cdot 10^{-2}$	$2,076 \cdot 10^{-2}$
			50	$10,4 \cdot 10^{-2}$	$8,18 \cdot 10^{-2}$
60	1,5	0,889	10	0,24	0,28
			50	1,21	1,30

тате первичной изохорной каскадной ионизации паровых ореолов частиц и распространения волны световой детонации в окружающий воздух. Средняя концентрация электронов в плазме светодетонационной волны пробоя $N_e \approx 10^{18}$ см $^{-3}$, а коэффициент поглощения на длине волны 10,6 мкм, обусловленный упругими электронными соударениями, $\alpha_g \approx 10^2$ см $^{-1}$.

Комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы определяется известной формулой $\epsilon \approx 1 - (\omega_L^2 / \omega^2) + i\alpha_g / k$, где ω — частота лазерного излучения, k — волновое число, ω_L — Ленгмюровская (плазменная) частота ($\omega_L^2 \approx 4\pi e^2 N_e / m_e$). Из приведенной формулы следует, что существует критическая концентрация электронов $(N_e)_{\text{кр}}$, вблизи которой возмущения диэлектрической проницаемости ($\epsilon - 1$) сопоставимы по абсолютной величине с единицей. Так, для $\lambda = 0,63$ мкм $(N_e)_{\text{кр}} = 2,7 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$, а для $\lambda = 10,6$ мкм $(N_e)_{\text{кр}} \approx 10^{19}$ см $^{-3}$. В последнем случае концентрация электронов в очагах пробоя и критическая отличаются всего на один порядок величины.

Это приводит к принципиально важному выводу о том, что макроочаги оптического пробоя в атмосфере являются наиболее оптически активными в средней ИК-области спектра по сравнению с видимым диапазоном длин волн.

Поскольку характерные размеры плазменных образований $r_{\text{п}}$ в условиях натуральных экспериментов значительно превышали длину волны излучения и составляли в среднем примерно $2 \cdot 10^{-2} - 10^0$ см, оценочно для факторов эффективности (безразмерных сечений) поглощения и ослабления света на длине волны 10,6 мкм можно положить $K_{ab} \approx 1$, $K_0 \approx 2$ с учетом того, что $kr_{\text{п}} \gg 1$ и $\alpha_g r_{\text{п}} \gg 1$.

Оценки пропускания канала пучка для воздействующего излучения наиболее просты в случае слабонелинейной среды и малой концентрации очагов пробоя, когда можно воспользоваться приближением заданного поля при оценке оптических сечений плазменных образований и пренебречь их взаимной экранировкой. Для прямоугольного во времени импульса $t_{\text{п}}$ получена следующая оценочная

формула для среднего в импульсе пропускания \bar{T} [23]:

$$\bar{T} = \frac{T_0}{t_n} \left\{ \Delta t_3 \frac{\operatorname{erf} [(2\pi x N_n)^{1/2} (t_n - \Delta t_3) v_{\text{по}}]}{(8x N_n)^{1/2} v_{\text{п}}} \right\}, \quad (5.61)$$

где T_0 — пропускание линейной среды, Δt_3 — характерное время задержки пробоя на частицах радиуса $a \geq a_{\text{ср}}(I)$ с объемной концентрацией последних N_n ; $v_{\text{по}}$ — скорость распространения фронта плазмы пробоя.

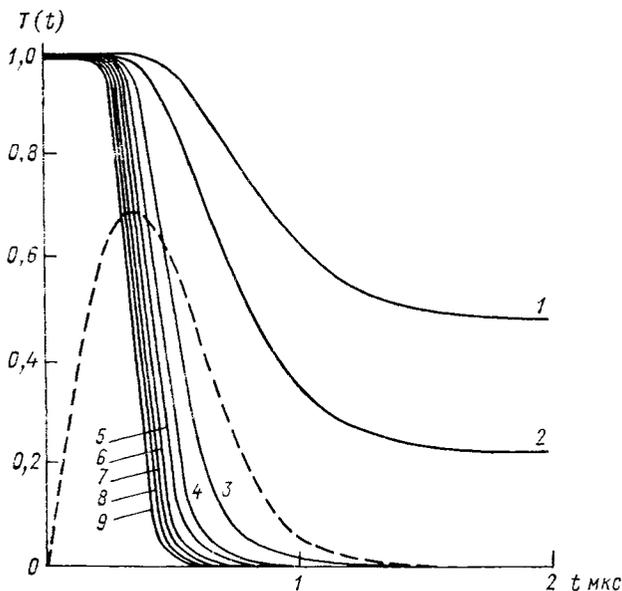


Рис. 5.9. Зависимость нелинейного пропускания атмосферы от времени при различных значениях ω .

Кривая	1	2	3	4	5	6	7	8	9
ω Дж·см ⁻²	25	30	35	40	45	50	55	60	65

Штриховая кривая — временной профиль лазерного импульса частично когерентного излучения при $R_k/R_0 = 10^{-2}$; $F_0/R_0 = 3,3 \cdot 10^2$; $\eta = 4$; $N = 50$ см⁻³

В [11] развит подход, основанный на методике статистических испытаний при численном решении нелинейного уравнения переноса излучения в приближении однократного рассеяния.

Распределение затравочных частиц аэрозоля в канале пучка задавалось датчиком псевдослучайных чисел. Затем рассчитывались отдельные j -е случайные реализации динамического коэффициента пропускания $T_j(t) = G_j(x, t)/G(0, t)$, где $G_j(x, t)$ — мощность излучения для j -й реализации. Математическое ожидание величины $\langle T_j(t) \rangle$ находилось как среднеарифметическое от общего числа J испытаний. Численный пример представлен на рис. 5.9.

Количественное сопоставление эксперимента с теорией [23] проведено с использованием в качестве параметра задачи эффек-

тивной толщины осажденного слоя твердофазного аэрозоля в пределах длины каустики Δx сфокусированного лазерного пучка:

$\Delta L_{эфф} \approx \frac{4}{3} \pi a_3^3 N_0 \Delta x$, где N_0 и a_3 — концентрация и среднекубический радиус твердых частиц. Использование параметра $\Delta L_{эфф}$ позволяет также представить на одном графике в сопоставимых единицах данные как лабораторных, так и натуральных измерений с различными значениями отношения F_0/R_0 .

На рис. 5.10 представлены зависимости коэффициента нелинейного пропускания, нормированного на линейную прозрачность T_0 ,

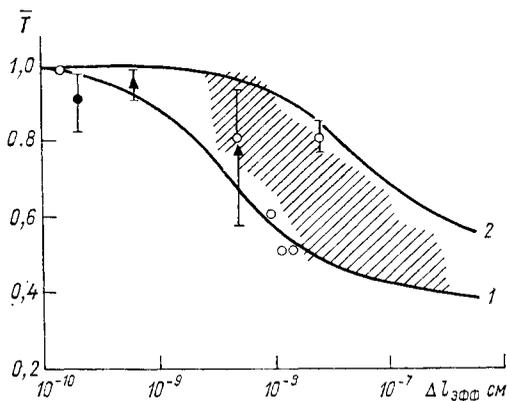


Рис. 5.10. Зависимость коэффициента нелинейного пропускания импульсов CO_2 -лазера от эффективного осажденного слоя твердофазного аэрозоля в области перетяжки сфокусированного пучка при $\omega = 20 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$ для a_3 , равного 6 мкм (1) и 12 мкм (2).

от эффективного осажденного слоя твердофазного аэрозоля в области перетяжки фокусированного лазерного пучка $\Delta L_{эфф}$. Заштрихованная область соответствует массиву данных натуральных экспериментов [2, 19] в различных атмосферных дымках — от состояния особо чистой атмосферы ($\Delta L_{эфф} \leq 10^{-8}$ см), обеспыленной в результате длительных осадков (более суток) в виде дождя и снега, до состояния повышенной запыленности, характерной для устойчивых летних дымок ($\Delta L_{эфф} \approx 10^{-7}$ см).

Вертикальный разброс данных в отдельных пусках был весьма значителен, что связано с невоспроизводимостью параметров излучения, случайным (пуассоновским) характером попадания крупных частиц в область перетяжки пучка, а также вариациями формы функции распределения частиц по размерам в различных метеоситуациях для одних и тех же значений массовой концентрации твердофазного аэрозоля. На этом же графике приведены данные натурального эксперимента [30] на трассах до 100 м и лабораторных измерений [12] и авторов [19].

Сплошными линиями указаны результаты теоретических оценок. Кривые построены для двух значений среднекубического радиуса фракции частиц, инициирующих низкопороговый пробой:

$$a_3 = \int_{a_{cr}}^{\infty} f(a) da. \quad (5.62)$$

Видно, что данные как натуральных, так и лабораторных измерений, укладываются в расчетную область вариаций подгоночного параметра $a_3 = 6 \div 12$ мкм. В диапазоне изменения степени запыленности реальной атмосферы $\Delta l_{\text{эфф}} \approx 3 \cdot 10^{-9} \div 3 \cdot 10^{-7}$ см, охватывающем широкий набор метеоситуаций, пропускание уменьшалось от 0,8—1,0 до 0,4—0,55. Последние цифры характеризуют остаточный уровень интегральной за время импульса прозрачности атмосферного канала и физически соответствуют доли энергии лазерного импульса, которая успела пройти через атмосферу до момента пробы Δt_3 и его начальной стадии развития.

5.6. Экспериментальные исследования лазерной искры

Наиболее важной характеристикой процесса лазерного плазмообразования служит пороговая интенсивность I_p или пороговая плотность энергии w_p пробы. Однако при систематизации и интерпретации имеющегося экспериментального материала возникают трудности, заключающиеся в отсутствии общепринятого критерия факта пробы. В качестве критерия рассматривались различные проявления пробы: яркая световая вспышка, сопровождаемая звуковым импульсом излучения; импульс отдачи на мишени, блокирование пропускания ионизованными областями и некоторые другие. При этом, как правило, не идентифицировались режимы развития фронтов ионизации. Большая погрешность измерений возникает вследствие неравномерности пространственно-временной структуры воздействующего мощного излучения и случайного (пуассоновского) характера попадания в область каустики сфокусированного пучка частиц аэрозоля критических размеров.

В [11] систематизированы данные лабораторных измерений скорости роста плазменных образований, инициированных излучением CO_2 -лазера на частицах твердофазного аэрозоля, взвешенных в воздухе, которые показали, что в весьма узком интервале возрастания интенсивности падающего излучения ($I = 10^7 \div 3 \cdot 10^7$ Вт \times \times см $^{-2}$) наблюдается переход от дозвуковых к сверхзвуковым режимам распространения плазмы. В последнем случае для интервала варьирования I от $3 \cdot 10^7$ до 10^9 Вт \cdot см $^{-2}$ скорость фронта плазмы $v_{\text{п0}}$ возрастает соответственно от 1—2 до 10 км \cdot с $^{-1}$.

При оценках оптических и электрических свойств плазменных образований важно знать их газовую и электронную температуру, а также степень ионизации $\mu_e = N_e/N$. Для случая механизма коллективного пробы на частицах аэрозоля подобного рода измерения проведены в работе [27] с Nd-лазером в режиме свободной генерации. Зависимость от времени усредненной по объему плазмы температуры, найденная в изотермическом приближении из отношения интенсивностей линий Ca(I) (468,5 нМ, 487,8 нМ), представляет кривую с максимумом $T \approx 1,7 \cdot 10^4$ К (к концу импульса генерации) и временем релаксации по полувысоте $t \approx 4$ мс. Концентрация электронов N_e , которая оценивалась по шарковскому уширению контуров линий Ca(I), составила $3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$.

По данным работы [5] при инициировании излучением Nd-лазера ($I \approx 1 \div 30$ МВт·см⁻², $t \approx 0,3$ мс, беспичковый режим) вблизи макромишенной плазмы, распространяющейся в виде дозвуковой волны «горения», концентрация электронов $N_e = 10^{17} \div 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Характерное время распада плазмы составляет 1—1,5 мс, что близко процессу распада плазмы коллективного пробоя аэрозолей.

Сведения о концентрации электронов при пробое газов лазерами с модулированной добротностью на рубине и стекле с неодимом получены в основном для поздней стадии пробоя, после окончания импульса ($t \geq 15 \div 30$ нс) излучения [9, 32]. Концентрации электронов N_e составили $(2 \div 5) \cdot 10^{19}$ см⁻³, причем через 1 мкс эти величины уменьшались примерно на один порядок. Соответствующие температуры электронного газа были равны 3—20 эВ.

При интенсивностях излучений субмикросекундных СО₂-лазеров с $I \geq (0,5 \div 5,0) \cdot 10^8$ Вт·см⁻², которые были достаточны для поддержания фронта световой детонации в воздухе, измеренные [1, 38] концентрации электронов в плазме вблизи макромишенной $N_e \approx (1 \div 3) \cdot 10^{18}$ см⁻³, а газовые температуры $T \approx 1,5 \div 2,0$ эВ.

Одним из важных последствий пробоя является экранировка излучения образовавшейся плазмой (см., например, [23]). Первые результаты лабораторных исследований прозрачности газодисперсных сред в условиях оптического пробоя приведены в [12, 13, 23, 35, 41]. Результаты натуральных экспериментов с импульсными лазерами, опубликованные в [2, 10, 13, 19, 20, 23, 31, 35], показали, что протяженная лазерная искра имеет гетерогенную структуру и возникает вследствие очагового низкопорогового пробоя на твердых частицах аэрозолей.

Для остросфокусированного на расстояние F_0 излучения СО₂-лазера микросекундной длительности при $F_0/R_0 \approx 200$ и $W_0 = 150$ Дж (R_0 и W_0 — начальный радиус пучка и излучаемая энергия) искра инициировалась на удалении примерно 120 м от источника и имела протяженность 3—30 м. Концентрации искусственных плазменных образований в области наибольшей перетяжки пучка в зависимости от состояния запыленности атмосферы изменялись от нескольких единиц до 100 на 1 м погонной длины. Важно отметить, что в условиях повышенной запыленности атмосферы ($N_0 \approx 10^4$ м⁻³) крупными частицами ($a \geq 3$ мкм) плазменные образования рассосредоточены по трассе преимущественно до плоскости наибольшей перетяжки пучка. Последнее свидетельствует о большой роли эффекта нелинейного ослабления излучения плазмой, ограничивающего долю энергии прошедшего за область перетяжки пучка.

В условиях особо чистой атмосферы ($N_0 \leq 1$ м⁻³), очищенной от грубодисперсной пыли ($a \geq 3$ мкм) в результате многочасового дождя, протяженность зоны пробоя в несколько раз уменьшалась. Очаги пробоя возникали в области наибольшей перетяжки пучка при плотностях энергии излучения лазерного импульса 20—40 Дж·см⁻², в 2—4 раза превышающих порог пробоя на крупных частицах, т. е. в процесс инициирования пробоя вовлекались

частицы микронных размеров, что согласуется с выводами теории [23] и экспериментальными данными о порогах пробоя. Среднеквадратичный и максимальный размеры очагов достигают соответственно 10^{-2} — 10^{-1} и 10^0 см. Эти очаги монотонно увеличиваются с увеличением времени воздействия.

В лабораторных условиях была проведена съемка скоростным фоторегистратором типа ЖЛВ динамики развития отдельного очага пробоя на частицах корунда [7]. Для визуализации фронтов ударных волн использовалась подсветка от блока ламп-вспышек неодимового лазера типа ГОС-1001. Так, при пиковой интенсивности излучения в импульсе ($t_1=0,2$ мкс, $t_2=0,8$ мкс) $I_{\max} = 5 \cdot 10^8$ Вт·см⁻² пробой инициировался примерно через 50 нс с начала воздействия. Радиальная скорость распространения волны пробоя $v_{\text{по}}$ составила 5—10 км·с⁻¹ в интервале времени 50—400 нс и уменьшилась до 0,6 км·с⁻¹ ко времени примерно 0,7 мкс. К концу импульса наблюдался отрыв ударной волны от фронта плазмы. Максимальный диаметр светящейся области плазмы $r_{\text{по}}$ в указанном случае достигал 3 мм.

Сопоставление данных средней объемной концентрации плазменных образований в канале пучка с результатами измерений характеристик аэрозольной компоненты атмосферных дымок позволило оценить зависимость минимального (критического) эффективного радиуса частиц дымки $a_{\text{ср}}$, инициирующих оптический пробой, от плотности энергии излучения в пучке [3]. Для влажных дымок с метеорологической дальностью видимости $S_M = 12 \div 15$ м радиус $a_{\text{ср}}$ изменяется в интервале 7—10 мкм. Причем для значений относительной влажности 85—95 % в условиях эксперимента преобладающие твердые частицы были обводнены. Отношение внешнего радиуса к твердому ядру изменялось в пределах 1,2—1,4.

Были проведены количественные изменения пороговых плотностей мощности пробоя в контролируемых лабораторных и натуральных условиях для ряда длительностей t_1 лазерного воздействия [23]. Результаты указанных измерений, дополненные имеющимися в печати данными о порогах пробоя грубодисперсного аэрозоля и макромешеней, показали, что наиболее низкий порог пробоя для частиц атмосферных дымок практически совпадает с нижней границей светодетонационного режима развития пробоя, равного примерно 10^7 Вт·см⁻². Эффективная электронная температура плазменных образований, судя по наличию в эмиссионном спектре интенсивных линий одно- и двукратно ионизированных атомов азота и кислорода, равна примерно 1,5—2 эВ.

5.7. Образование областей вторичной ионизации воздушной среды

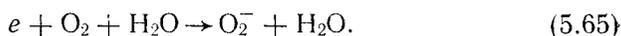
В процессе распада первичной плазмы оптического или высокочастотного разряда возможны промежуточные состояния остаточной ионизации воздушной среды с аномально большими вре-

менами жизни этих состояний. Конкретные физические механизмы, ответственные за существование остаточной ионизации, могут быть обусловлены: а) фотоионизацией молекул воздуха УФ-излучением центрального плазменного ядра с последующим образованием молекулярно-ионной плазмы в результате прилипания электронов к тяжелым молекулам [6]; б) резервированием на метастабильных уровнях энергии исходного плазменного очага с последующим использованием высвобождавшейся энергии на поддержание ионизации [8, 29]; в) образованием «холодной» аэрозольной плазмы за счет адсорбции зарядов на частицах аэрозолей или переконденсации воды на ионах в процессе охлаждения первичной плазмы молекулами воды [26].

Фотоионизация межплазменных интервалов при очаговом пробое атмосферы оценивалась в [6].

Очаги изохорного пробоя воздуха, инициированные, например, излучением CO_2 -лазеров, имеют температуру $(1,5 \div 2,0) \cdot 10^4$ К и поэтому являются источником интенсивного УФ-излучения в области $\lambda = 110 \div 140$ нм.

В первую очередь ионизируются молекулы NO , обладающие наиболее низким потенциалом ионизации среди газовых компонентов атмосферы. Основные реакции фотоионизации и потерь электронов идут по следующим схемам:



Оценки показали, что при характерном размере плазменного очага $r_{\text{по}} = 0,2$ см и времени высвечивания примерно 1 мкс концентрации молекулярных ионов в воздухе на расстояниях от границы плазмы x , равных 1 и 10 см, достигают соответственно $10^{11} - 10^{12}$ и $10^5 - 10^6$ см^{-3} . Фооновая концентрация аэронов в приземной атмосфере обычно не превышает $10^2 - 10^3$ см^{-3} .

Увеличению времени распада плазмы оптического пробоя может способствовать энергия, запасенная в разряде на возбужденных электронным ударом или излучением метастабильных уровнях целого ряда атомов и молекул таких как $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$, $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$, $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$, $\text{O}(^1D)$, $\text{O}(^1S)$, $\text{N}(^2P)$, $\text{N}(^2D)$, $\text{OH}(A^3\Sigma^+)$ и др. [8, 29]. Энергия метастабильных уровней высвобождается за счет столкновительной дезактивации с запаздыванием по времени, способствуя поддержанию ионизации. Так, скорости тушения метастабильных состояний молекул $\text{O}_2(a^1\Delta)$ и $\text{O}_2(b^1\Sigma^+)$ молекулами воды составляют $(0,4 \div 1,4) \cdot 10^{-17}$ и $2 \cdot 10^{-11} \div 10^{-13}$ $\text{см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Расчеты [8] показали, что энергия, накопленная на возбужденных метастабильных уровнях компонентов лазерной плазмы при $1,1 \cdot 10^4$ К, равна примерно 1 Дж \cdot см^{-3} и при оптимальном подборе параметров может достигать не менее 20 % от суммарной энергии плазмы.

Экспериментальными исследованиями [8] установлен эффект скачкообразного увеличения времени распада плазмы оптического пробоя излучением CO_2 -лазера при относительной влажности воздуха, близкой к точке росы. Результаты измерений приведены на рис. 5.11. Указанный эффект предположительно связывается с гидратацией ионов в плазме и последующей их рекомбинацией по схеме $M^+ + (\text{H}_2\text{O})_n^- \rightarrow M^+ (\text{H}_2\text{O})_n^-$, которая составляет конкуренцию традиционному каналу потерь электронов вида $M^+ + e \rightarrow M$. Здесь M и M^+ — нейтральная частица и ее ион. Кроме того, клат-

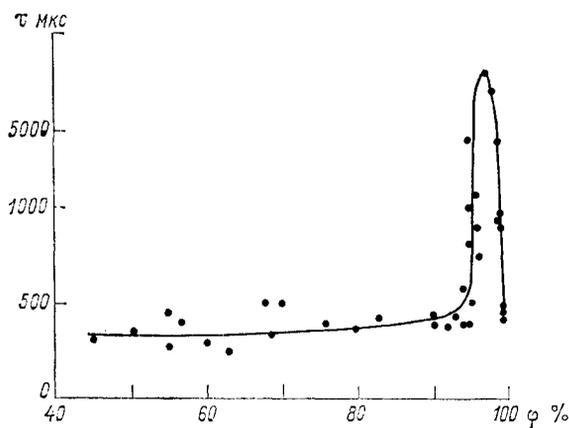


Рис. 5.11. Зависимость характерного времени жизни очагов оптического пробоя от относительной влажности воздуха при $\lambda=10,6$ мкм, $t_n=0,3$ мкс, $I=5 \cdot 10^8$ Вт·см².

ратные образования после потери ими спустя некоторое время термодинамической устойчивости могут служить источником свободных электронов: $(\text{H}_2\text{O})_n^- \rightarrow n\text{H}_2\text{O} + e$.

В работе [26] рассмотрена принципиальная возможность образования долгоживущей «холодной» плазмы на основе квазинейтрального ансамбля заряженных частиц водного аэрозоля. С позиций этой модели дана интерпретация обнаруженного экспериментально эффекта инициирования долгоживущих плазмидов при охлаждении ВЧ-разряда потоком водно-капельного аэрозоля.

Лабораторный эксперимент проведен на установке, которая включала: ВЧ-генератор (средняя мощность $G=60$ кВт, рабочая частота $\omega=37$ МГц, длительность импульсов $t_n=10 \div 60$ мс, частота следования $f=5$ Гц); кварцевую кювету длиной 40 см. Расстояние между кольцевыми электродами равнялось 2 см. Давление в кювете p регулировалось от 10 Па до атмосферного. Поток частиц водного аэрозоля (среднеквадратичный радиус $a_2=3 \div 5$ мкм, концентрация $N_a=10^2 \div 10^5$ см⁻³) поступал в зону разряда через буферный объем, газоразрядная плазма ВЧ-разряда имела следующие характеристики: концентрация электронов

$N_e = (0,8 \div 2,0) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T = (1,0 \div 1,2) \cdot 10^3 \text{ К}$, $T_e \sim 0,5 \text{ эВ}$, $p = 10 \div 20 \text{ Па}$. Характерное время послесвечения импульсного ВЧ-разряда равнялось примерно 40 мкс. В результате инжекции в разрядный объем частиц водно-капельного аэрозоля разряд в процессе охлаждения стягивался к центру рабочей камеры, его свечение меняло окраску и резко уменьшалось по интенсивности. Время послесвечения возрастало до 10^{-3} с , что соответствовало результатам рис. 5.11.

С повышением объемной мощности ВЧ-накачки до $10\text{--}20 \text{ Вт} \times \text{см}^{-3}$ обнаружен особый режим разряда, при котором в месте контакта исходной плазмы с набегающим потоком аэрозоля возникает ярко-оранжевого цвета плазмод с резко очерченной границей квазисферической формы и характерным диаметром $R_0 \approx 5 \text{ см}$. Время жизни плазмоида оценивалось по его свечению путем сопоставления с периодом следования ионизирующих ВЧ-импульсов ($1/f$) и оказалось аномально большим: $t_L = (4 \div 6)/f \approx (0,8 \div 1,2) \text{ с}$. Плазмод легко увлекался потоком воздуха, поступающим в камеру вместе с дисперсной фазой.

Было установлено, что плазмод может регулярно воспроизводиться в лабораторных условиях, когда средняя концентрация испаренных молекул воды $N = (1,75 \div 3,00) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В результате охлаждения парами воды высокочастотный разряд приобретал газовую температуру $T = 300 \div 350 \text{ К}$ и температуру электронов $T_e \approx 0,2 \text{ эВ}$. При добавлении в ВЧ-разряд молекул воды в эмиссионном спектре преобладали спектральные линии продуктов ее разложения (линии водорода серии Бальмера и атомарного кислорода: $\lambda = 573,70; 543,683; 501,929; 457,70 \text{ нм}$ и др.), что свидетельствовало об определяющем вкладе молекул H_2O в гашение разряда за счет неупругих столкновений с электронами и тяжелыми частицами плазмы.

Для объяснения эффекта авторами [26] предложена модель «холодной» аэрозольной плазмы, принципиальная роль в образовании которой принадлежит термическому сжатию исходного объема плазмы и последующей переконденсации пересыщенных паров воды на ионах.

Модель «холодной» аэрозольной плазмы предполагает, что основной электрический заряд адсорбирован на макрочастицах вещества. Последние находятся в окружении нейтрального «холодного» газа, т. е. в условиях, когда пренебрежимо мала роль процессов термоэлектронной десорбции и термоионизации в газе. Соответствующие ограничения на применимость модели имеют вид:

$$(N_e + N_i)/(N_p^+ Z^+ + N_p^- Z^-) \ll 1; \quad (5.66)$$

$$Z^2 e^2 / aT \gg 1; \quad \varphi_i / T \ll 1; \quad (5.67)$$

$$(N_p 4\pi a^3 / 3) \ll 1. \quad (5.68)$$

Здесь N_e , N_i , N_p^+ , N_p^- — концентрации свободных электронов, ионов, а также положительно и отрицательно заряженных макро-

частиц, обладающих электрическими зарядами соответственно Z^+ и Z^- ; a — характерный радиус макрочастиц; T [эВ] и ϕ_i — температура и потенциал ионизации газовой фазы в пространстве между частицами.

Подобного типа аэрозольная плазма является предельным случаем широко распространенной в природе газоразрядной плазмы с макрочастицами дисперсной фазы (углеродное пламя, эрозионная приповерхностная плазма и т. п.). Если на каплях адсорбирован избыточный электростатический заряд, то он частично может стекать с поверхности капли в окружающий воздух.

Перечислим основные физико-химические процессы, которые обуславливают формирование из первичной дебаевской плазмы газового разряда «холодной» аэрозольной плазмы.

Использование в качестве плазмогасящего состава потока частиц переохлажденного водного аэрозоля, истекающего из форсунки в разряженную ВЧ-плазму, приводит к нарастающему процессу снижения электронной T_e и газовой T температур плазмы за счет энергозатрат на испарения капель и последующих эндотермических столкновительных взаимодействий электронов и ионов с парами воды, приводящих к их колебательному возбуждению и диссоциации на молекулярные и ионные фрагменты типа H_2 , O_2 , H_2O_2 , OH^- , H_3O^+ и др. Охлаждение электронов до температур $2 \cdot 10^3$ К инициирует процесс образования ионно-молекулярной плазмы в результате трехчастичных взаимодействий с участием O_2 , H_2O и продуктов разложения воды, главным итогом которых являются ионы аксония H_3O^+ и радикала OH^- . При концентрации $[O_2] \approx 10^{19}$ см $^{-3}$ характерные времена процесса образования ионно-молекулярной плазмы составляют примерно 10^{-8} с (для скорости возникновения ионов H_3O^+ и OH^- константа $k_i \approx 10^{-30}$ см $^6 \times$ с $^{-1}$). При $T \leq 10^3$ К в атмосфере насыщенных паров процесс формирования ионно-молекулярной плазмы сопровождается гидратацией ионов, существенно (в 2—10 раз) уменьшающей подвижность носителей зарядов.

Заключительная и наиболее важная стадия процесса образования заряженных водных капель реализуется за счет изобарного сжатия объема плазмы по мере ее охлаждения. Сжатие плазмы приводит к состоянию глубокого пересыщения водяных паров, обеспечивающему при избыточных парциальных давлениях паров $p_p/p_{нас} = 3 \div 4$ эффективную переконденсацию воды на ионах и последующий рост капель до макроскопических размеров ($a = 10^{-6} \div 10^{-5}$ см) аналогично процессу, имеющему место, например, в камере Вильсона.

На рис. 5.12 приведена качественная картина диаграммы состояния воды в координатах относительной температуры и плотности $T/T_K - \rho/\rho_K$, где $T_K = 647,15$ К, $\rho_K = 0,315$ г·см $^{-3}$ — критические температура и плотность. Области, расположенные левее критических точек A_1 , A_2 и выше бинодалей 1, 3, соответствуют термодинамически устойчивым состояниям жидкокапельной аэрозольной плазмы и кластерной плазмы, содержащей гидратирован-

ные ионы. Фазовая траектория физического объема среды в кювете (кривая 3) характеризует две основные стадии процесса: сжатие исходного объема ВЧ-разряда при охлаждении набегающим аэрозольным потоком с глубоким заходом в область метастабильных состояний воды (до пересечения с кривой 4) и фазовый переход пар — жидкость на затравочных ионах.

Как следовало из экспериментальных данных, газовая температура плазмы по сравнению с исходной падала примерно в 5—7

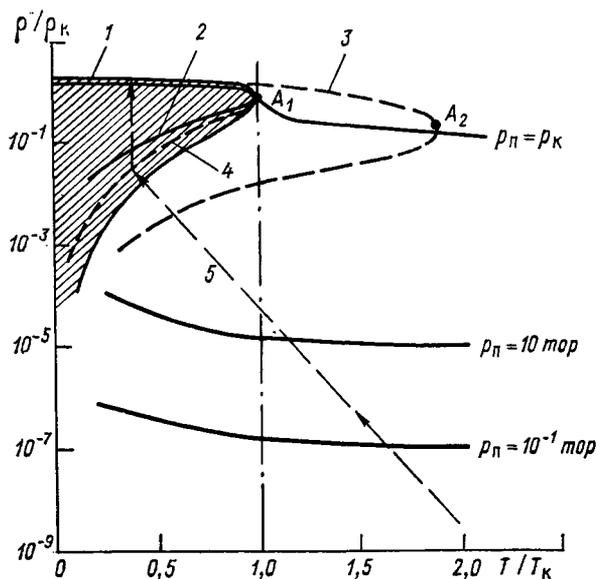


Рис. 5.12. Диаграмма состояния воды в координатах относительной температуры T/T_K и плотности ρ/ρ_K .

1 — бинадаль, 2 — спинадаль, 3 — кривая, ограничивающая область метастабильных состояний гидратированных ионов, 4 — граница процесса нуклеации паров на ионах, 5 — фазовая траектория процесса образования «холодной» аэрозольной плазмы, p_n — изолинии парциального давления паров воды.

раз, что соответствует изобарному уменьшению объема, занимаемого плазмой, более чем на порядок величины. Характерные времена сжатия и роста капель должны быть малы во избежание рекомбинации зарядов. Минимальное время сжатия оценивается как $a_0/c_s = 10^{-8} \div 10^{-7}$ с, где c_s — скорость звука и $a_0 = 10^{-4} \div 0,3 \times 10^{-3}$ — начальный средний радиус капель в набегающем на плазму аэрозольном потоке, определяющий характерный размер микро неоднородностей концентрации паров. Время роста капель до радиуса $a \geq 10^{-6}$ см на ионах при $p_n/p_{нас} = 2 \div 4$ составляет $10^{-6} - 10^{-8}$ с. Характерное время рекомбинации t_p связано с подвижностью ионов (или кластеров) по формуле Ланжевена [34]. Так, при $N_i = 10^{10}$ см $^{-3}$ для случая молекулярных ионов получаем, что $t_p \geq 10^{-5}$ с.

Аэрозольную плазму можно характеризовать общепринятыми в физике низкотемпературной плазмы параметрами: радиусом Дебая—Гюккеля r_D и параметром межчастичного кулоновского взаимодействия γ_p [37]. Полагая плазму квазинейтральной и равенство зарядов ($N_p^+ \approx N_p^- \approx N_p$, $Z^+ \approx Z^- \approx Z$), получаем, что

$$r_D = [4\pi e^2 Z (Z + 1) N_p / T]^{-1/3}; \quad (5.69)$$

$$\gamma_p = (3N_p / 4\pi)^{1/3} Z^2 e^2 / T. \quad (5.70)$$

При $\gamma_p^{1/2} \ll 1$ плазма является Дебаевской (идеальной) и при $\gamma_p^{1/2} \gg 1$ — кулоновской (неидеальной). В условиях изобарного сжатия исходной идеально-газовой плазмы в результате ее охлаждения парами воды концентрация носителей зарядов соответственно повышается, что может привести к существенному росту параметра неидеальности γ_p . Так, для $N_p = 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $Z = 1$ и $T = 300 \text{ К}$ получаем, что $\gamma_p \approx 1$. В то время как для исходной (не переохлажденной) плазмы с $T = 1,5 \cdot 10^3 \text{ К}$ и $N_e = N_i = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ получаем, что $\gamma_p \ll 0,5 \cdot 10^{-2}$.

Рассмотрим специфику процессов рекомбинации зарядов в аэрозольной плазме. Наиболее важное отличие от газоразрядной плазмы заключается в том, что столкновение разноименно заряженных частиц приводит, как правило, к образованию электрически нейтральных капель электролита, т. е. не сопровождается высвобождением полной энергии рекомбинации ионов, как это происходит в газовой фазе. В [26] обращается внимание на возможность значительного возрастания времени жизни аэрозольной плазмы, причем как идеальной, так и неидеальной.

Для плазмы первого типа ($\gamma_p^{1/2} \ll 1$) можно указать диапазон оптимальных размеров капель $a = 10^{-6} \div 10^{-5} \text{ см}$, в пределах которого броуновские столкновения при $T = (2 \div 3) \cdot 10^2 \text{ К}$ маловероятны. При сближении таких капель возникает хорошо известный в механике кинематической коагуляции аэрозолей эффект взаимного искривления траекторий частиц огибающими их гидродинамическими потоками. Коэффициент захвата капель \mathcal{E} , который определяется как отношение площади поперечного сечения трубки тока, образованной крайними начальными траекториями капель a_1 и a_2 , с максимальной площадью соударения $\pi(a_1 + a_2)$, уменьшается с уменьшением числа Стокса

$$\text{Stk} = a_1^2 \rho_{\text{ж}} \delta v (9a_2 \eta)^{-1}, \quad (5.71)$$

где $\rho_{\text{ж}}$ — плотность жидкой воды; η — коэффициент кинематической вязкости; δv — мгновенная скорость встречного сближения капель. В условиях вязкого обтекания существует критическое значение Stk^* , начиная с которого для всех $\text{Stk} \ll \text{Stk}^*$ коэффициент $\mathcal{E} \approx 0$. Так, для капель с единичным электрическим зарядом и $T = 300 \text{ К}$ на основании [26] получаем следующие оценки: при $a_1 = a_2 = 10^{-7} \text{ см}$ число $\text{Stk} \approx 0,3$, $\text{Stk}^* \approx 10^{-2}$; $\mathcal{E} \approx 0,66$; при

$a \geq 10^{-6}$ см число $Stk \approx 10^{-1}$; $Stk^* \approx 0,61$, $\mathcal{E} \approx 0$. Соответствующие оценки частоты соударений k_p и времени рекомбинации t_p дают, что при $N_p = 10^{12}$ см $^{-3}$ для $a = 10^{-7}$ см частота $k_p \approx 10^{-10}$ см $^3 \cdot c^{-1}$, время $t_p \approx 0,045$ с; для $a = 10^{-6}$ см с учетом эффекта гидродинамического обтекания коэффициент $\mathcal{E} \approx 0$, время $t_p \rightarrow \infty$. Последнее можно трактовать как возникновение стационарного состояния дебаевской аэрозольной плазмы, устойчивость которого будет зависеть от процессов следующего порядка малости, обусловленных полидисперсностью аэрозоля (нестабильностью слишком мелких капель с $a \leq 10^{-6}$ см), термодинамическим равновесием пар — жидкость, временем амбиполярной диффузии аэрозольного облака и др.

Для плазмы второго типа ($\gamma_p^{1/2} \gg 1$) характер рекомбинационных процессов не установлен. Однако можно также указать на возможность их замедления из-за существенной роли многочастичных кулоновских взаимодействий, а также поляризационных взаимодействий типа «заряд — нейтрал». Напряженность результирующего самосогласованного электрического поля, созданного зарядом в центре капли и ее окружением, может быть представлена в следующем виде:

$$E(r) \approx \begin{cases} e/\epsilon_{ж} r^2, & r \leq a; \\ (e/\epsilon_{\infty} r^2) \exp(-r/r_d), & r > a, \end{cases} \quad (5.72)$$

где $\epsilon_{ж}$ и ϵ_{∞} — диэлектрическая проницаемость соответственно конденсированной воды ($\epsilon_{ж} = 70 \div 80$) и воздуха ($\epsilon_{\infty} \approx 1$). Видно, что кулоновское поле элементарного заряда существенно экранируется как на больших расстояниях ($r \gg r_d$), так и в момент контакта двух капель ($r \approx 2a$). Первый эффект в случае $N_p^{-1/3} \gg r_d$ приводит к замедлению процесса сближения разноименно заряженных капель; второй эффект практически исключает влияние зарядов на коэффициент захвата капель.

Следует отметить, что облако квазинеравновесной аэрозольной плазмы, как дебаевской с размером облака $R_0 \gg r_d$, так и в особенности кулоновской (неидеальной), обладает явно выраженными свойствами поверхностного натяжения с эффективной толщиной поверхностного слоя порядка радиуса Дебая—Гюккеля. Кроме того, электрофизические свойства аэрозольной плазмы имеют сходство с характеристиками растворов электролитов, что может представлять интерес в целом ряде научно-технических приложений.

Таким образом, изложенные выше результаты первых исследований в области оптимизации процесса распада плазмы оптического и ВЧ-разрядов указывают на ряд принципиальных возможностей «консервации» остаточной ионизации воздушной среды.

Рассмотренные в настоящей главе вопросы еще далеки от окончательного решения. Следует отметить тенденцию непрерывного роста публикаций в области лазерной ионизации атмосферы и

связанных с данным явлением прикладных задач оптики атмосферы, таких, как лазерный эмиссионный анализ и оптико-акустическое зондирование; создание направляющих стриммеров и долгоживущих плазмондов, анализ процессов самоограничения плотности мощности и развития неустойчивостей пространственной структуры световых пучков импульсного и непрерывного зондирующих излучений.

Практические приложения и значимость данной области исследований в значительной мере будут определяться прогрессом в технологии высокоэнергетических коммерческих лазеров.

ГЛАВА 6. ЛАЗЕРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ МЕТОДАМИ НЕЛИНЕЙНОЙ И КОГЕРЕНТНОЙ ОПТИКИ

6.1. Общая характеристика проблемы зондирования с использованием мощных лазеров

В последнее десятилетие широкое распространение получили лазерные системы контроля состояния окружающей среды. Традиционный арсенал методов лазерного зондирования базируется главным образом на процессах линейного взаимодействия излучения с газовой и аэрозольной компонентами атмосферы [27, 28, 33, 38, 39]. Вместе с тем существует целый ряд чрезвычайно интересных задач, решение которых линейными методами зондирования неэффективно как из-за возникающих технических трудностей ввиду малых сечений взаимодействий, так и из-за принципиальных физических ограничений, когда указанные эффекты не содержат информации об искомым параметрах среды. К такого ряда задач относятся, например, дистанционный элементный анализ конденсированного вещества аэрозолей и подстилающей поверхности, определение содержания инертных газов, обнаружение сверхнизких концентраций газовых примесей и паров веществ с коэффициентами селективного поглощения $\leq 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ и ряд других задач, связанных, в частности, с диагностикой промышленных загрязнений, а также оконтуриванием месторождений полезных ископаемых по их газовым проявлениям.

Как следует из материала предшествующих глав, современный уровень развития лазерной технологии позволяет реализовывать в атмосфере обширный класс нелинейных и когерентных взаимодействий, которые несут сведения о физико-химических параметрах среды. Следует отметить также перспективность комплексирования методов линейного и нелинейного зондирования с целью получения многопараметрической информации без задания априорных моделей среды при решении обратных задач оптики ат-

мосферы. Кроме того, в целом ряде случаев использования эффектов дистанционного воздействия на среду отпадает необходимость в решении математически некорректной обратной задачи, что существенно упрощает алгоритмы обработки и повышает точность измерений.

Известные методы лазерного зондирования на основе нелинейных и когерентных эффектов можно объединить в три группы [31]. К первой отнесем лидарные методы, использующие оптическое и радиоизлучения при дистанционном лазерном нагреве и ионизации аэрозольной атмосферы; ко второй — методы детектирования сверхслабых спектральных искажений эхосигналов на основе нелинейного усиления влияния атмосферы, включенной в резонатор лазера; к третьей — методы нелинейной и когерентной спектроскопии комбинационного рассеяния света на колебательно-вращательных переходах молекул газовой среды и резонансных колебаниях формы частиц аэрозолей, а также их ориентации полев.

К обсуждаемой группе задач тесно примыкает вопрос об оценке границ применимости по мощности уравнений оптической локации для традиционных схем линейного зондирования при использовании в последних (с целью увеличения отношения сигнал/шум) лазерных источников с повышенной энергетикой.

В настоящей главе кратко рассмотрены нелинейные искажения локационных сигналов и изложены первые успехи, достигнутые в области разработки и технической реализации новых лидарных методов, использующих в качестве физической основы нелинейные и когерентные взаимодействия в мощных лазерных пучках.

6.2. Нелинейные искажения эхосигналов в аэрозольных средах

Рассмотрим предварительно вопрос о нелинейных поправках в уравнении лазерной локации для традиционных схем аэрозольного зондирования.

С учетом процессов радиационного воздействия на поглощающий аэрозоль высокоэнергетического импульса лазерного излучения система уравнений локации в простейшем случае однократного аэрозольного рассеяния принимает следующий вид [49]:

$$P_{\pi}(x) = D(x) a_{\pi}(x, x/c) ct_0 P(0, t - 2x/c) \times \\ \times \exp \left\{ - \int_0^x a_0(x', \frac{2x-x'}{c}) dx' - \int_0^x a_0(x', \frac{x'}{c}) dx' \right\}, \quad (6.1)$$

$$(\partial/\partial x + c^{-1} \partial/\partial t) P(x, t) = -a_0(x, t) P(x, t). \quad (6.2)$$

Здесь $P_{\pi}(x)$ — средняя за время импульса мощность эхосигнала; $P(x, t)$ — мощность излучения в прямом направлении по трассе с координатой x в момент времени t ; c — скорость света в среде;

$D(x)$ — геометрический фактор; $\alpha_0(x, t)$, $\alpha_\pi(x, t)$ — объемные коэффициенты нелинейного аэрозольного ослабления и обратного рассеяния соответственно:

$$\alpha_{0(\pi)} = \pi \int_0^\infty a^2 K_{0(\pi)}(a, [P]) n_0(x, a_0(a)) \left| \frac{da_0(a, [P])}{da} \right| da, \quad (6.3)$$

где K_0 и K_π — нормированные на геометрическое сечение частиц факторы эффективности ослабления и обратного рассеяния света частицей радиуса a ; $n_0(x, a)$ — начальная функция распределения частиц по размерам [см^{-3}]; $a_0(a, [P])$ — обращенная функция текущего радиуса частицы a от начального a_0 . Квадратные скобки под знаком аргумента определяют функциональную зависимость от мощности излучения P .

Физические механизмы, обуславливающие нелинейность объемных коэффициентов α_0 и α_π , в случае водного аэрозоля связаны с регулярным поверхностным испарением или фрагментацией частиц в зависимости от режима их радиационного нагрева. Для аэрозоля с твердой фракцией частиц характер их разрушения и изменения оптических сечений весьма многообразен и определяется как энергетикой излучения, так и физико-химическими свойствами вещества частиц. К отмеченным механизмам нелинейности относятся: инициирование термо- и массооборотов при импульсном нагреве, испарении, термической диссоциации и горении частиц; возникновение очагов ионизации и оптического пробоя. Результаты исследований указанных эффектов детально рассмотрены в главах 4 и 5. На основании этих результатов выполнены теоретические расчеты [26, 49] параметров нелинейных искажений эхосигналов.

На рис. 6.1 приведены результаты оценочных расчетов [26, 49] параметра нелинейности уравнения локации

$$\eta_N = P_\pi(x)/P_\pi^z(x), \quad (6.4)$$

где P_π и P_π^z — ожидаемые уровни мощности эхосигналов с учетом и без учета нелинейных эффектов в среде. Расчет соответствует начальным значениям радиуса пучка $R_0=5$ см и его расходимости $\theta_0=10^{-14}$ рад при $t_N=10^{-4}$ с и $\lambda=10,6$ мкм. Аэрозоль — многодисперсный: $a_0=2 \cdot 10^{-4}$ см; $n_0=10^2 \text{ см}^{-3}$.

Из представленных результатов следует, что для водной дымки (кривые 1 и 2) эхосигнал от нелинейной среды может быть как меньше эхосигнала от линейной среды, так и превышать его. Указанная особенность обусловлена влиянием двух конкурирующих эффектов: просветления аэрозоля в области пучка (возрастанием экспоненциального члена в уравнении (6.1)) и одновременно уменьшения коэффициента обратного рассеяния α_π , фиксированного по трассе объема среды. В твердофазном аэрозоле (кривые 1', 2') параметр нелинейности оказывается меньшим единицы вследствие добавочного ослабления интенсивного света из-за ма-

доуглового рассеяния на температурных ореолах, возникающих вокруг радиационно-нагретых частиц. При отклонении параметра η_N от единицы следует вводить поправки на нелинейность оценки высотной зависимости коэффициента α_n , полученные из линейного уравнения локации. Видно, что неучет поправок на нелинейность будет приводить к «обнаружению» ложных стратификаций однородно перемешанного по трассе зондирования аэрозоля.

Экспериментальные исследования нелинейности обратного рассеяния интенсивного света в аэрозолях проведены в ряде работ. Ниже рассмотрены наиболее существенные из полученных результатов.

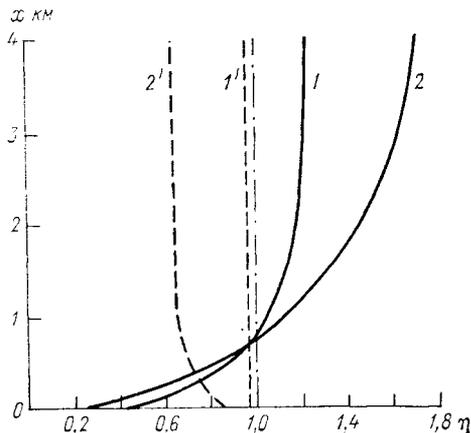


Рис. 6.1. Высотный ход параметра нелинейности в уравнении лазерного зондирования влажной (1, 2) и сухой (1', 2') однородной дымки ($\lambda = 10,6$ мкм, $t_u = 10^{-4}$ с) при разных \bar{I} .

Кривая	1	2	1'	2'
\bar{I} Вт·см ⁻²	$3 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^3$

В условиях воздействия на лабораторный аэрозоль непрерывного излучения умеренной плотности мощности $I_0 \approx 30 \div 50$ Вт·см⁻² на длине волны 10,6 мкм определяющими являлись эффекты испарения и воспламенения соответственно водной и углеродной фракций аэрозоля [16, 26]. Для водного аэрозоля, полученного адиабатическим расширением влажного воздуха, значение отклонения параметра нелинейности (η_N^{-1}) локационного излучения на длине волны $\lambda_3 = 0,63$ мкм меняет знак с отрицательного на положительный при характерном начальном значении оптической толщи тумана τ_0 , равном примерно 0,9. Из анализа динамики η_N оценивалась скорость волны просветления, которая для условий эксперимента [16] составила примерно 50 м/с. Пассивная локация на длине волны воздействующего излучения (10,6 мкм) показала [26], что ИК-сигнал в первые секунды воздействия на лабораторный воздух существенно уменьшается ($\eta_N \rightarrow 0$) вследствие выпаривания водной фракции аэрозоля с последующим появлением максимума при $t \approx 10$ с в результате наложения широкополосного фона ИК-свечения за счет нагрева и воспламенения углеродной фракции аэрозоля в канале пучка.

Картина искажений рассеянного локационного излучения существенно усложняется при взрывных режимах разрушения капель

тумана [30] с лазерными источниками миллисекундной ($\lambda = 0,69$ мкм) и субмикросекундной ($\lambda = 10,6$ мкм) длительностями генерации. В эксперименте по динамике отношения рассеянного под углом примерно 150° излучения к опорному было идентифицировано несколько стадий нелинейного взаимодействия: малоинерционное испарение мелкокапельной фракции тумана (область с $\eta_N < 1$), фрагментация грубодисперсной фракции, обуславливающая увеличение коэффициента аэрозольного рассеяния (область $\eta_N > 1$) и последующее испарение «хвостом» лазерного импульса продуктов фрагментации, вызывающее в конечном итоге просветление канала пучка ($\eta_N < 1$).

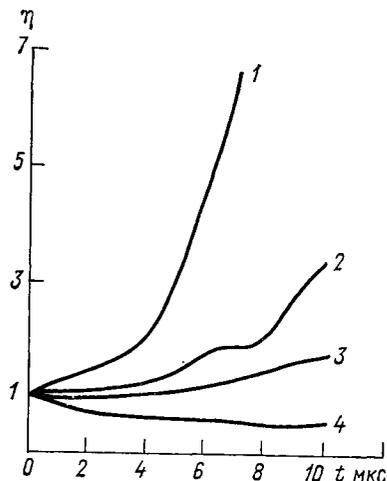


Рис. 6.2. Измерения для различных углов рассеяния зависимости параметра нелинейности эхосигналов импульсного CO_2 -лазера от времени в атмосферной дымке (1–3) и снегопаде (4) ($\lambda = 10,6$ мкм, $\omega \approx 15$ Дж·см $^{-2}$) при различных углах рассеяния.

Кривая	1	2	3	4
θ°	0,5–1,5	5–13	13–21	13–21

Для экспериментов по нелинейному рассеянию импульсов излучения CO_2 -лазера в реальной атмосфере [2, 4] использовалась лазерная установка, аналогичная рассмотренной в п. 5.4. Отношение фокального расстояния к диаметру большого зеркала фокусирующего телескопа Кассегрена F_0/R_0 варьировало в диапазоне 10^2 — $5 \cdot 10^2$. При этом максимальные плотности энергии в области перетяжки пучка достигали значений 10—50 Дж·см $^{-2}$. Регистрация рассеянного ИК-излучения осуществлялась под углами $\theta = 160^\circ$ и $\theta = 0,5 \div 21,0^\circ$.

На рис. 6.2 приведены характерные зависимости параметра нелинейности естественной атмосферы на длине волны воздействующего излучения $\lambda = 10,6$ мкм в диапазоне 1—9 мкс с начала лазерного воздействия. Усредненные кривые 1—3 получены для различных углов рассеяния при начальной метеорологической дальности видимости $S_M = 3 \div 5$ км. Группа измерений, соответствующая кривой 4, получена для условий снегопада с $S_M \approx 0,5$ км. Видно, что в последнем случае канал излучения заметно просветлен ($\eta_N \approx 0,5$). В условиях воздействия излучения на фоновый аэрозоль (кривые 1—3) параметр нелинейности возрастает со

временем для всех приведенных углов рассеяния; исключение составляют измерения в снегопаде, в котором тенденции просветления к концу импульса ($t_{\text{н}} \approx 0,8 \cdot 10^{-5}$ с) наоборот нарастают.

На рис. 6.3 приведены результаты измерений коэффициента нелинейности η_N для импульсов CO_2 -лазера существенно большей длительности ($t = 0,5 \cdot 10^{-4}$ с) в диапазоне углов рассеяния $120-160^\circ$ [15]. Сигналы рассеяния переднего фронта импульса заметно ниже, чем в невозмущенном фоновом аэрозоле, что объясняется сбросом водной оболочки обводненных частиц дымки. Последующая стадия процесса характеризуется существенным замутнением канала пучка из-за механизмов низкопороговой ионизации паро-

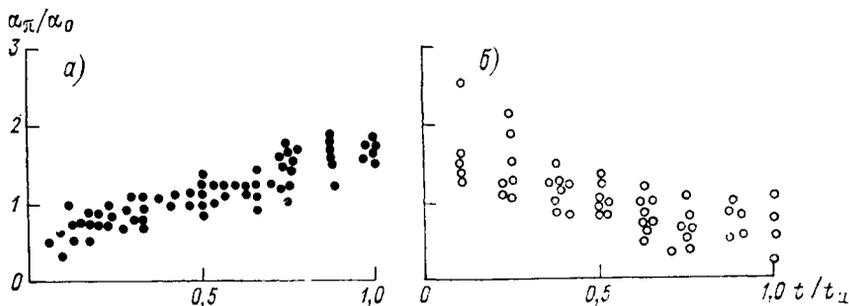


Рис. 6.3. Динамика нелинейного обратного рассеяния импульсов CO_2 -лазера ($\omega_0 \approx 30 \div 50$ Дж·см $^{-2}$, $t \approx 5 \cdot 10^{-5}$ с) в атмосфере для двух типов оптической погоды.

a — устойчивая летняя дымка при $S_M = 3 \div 5$ км, *b* — дождь при $S_M \leq 0,5$ км.

газовой среды вокруг твердых частиц, которая дополняется экзотермическими газофазными реакциями в углеродистом аэрозоле.

Рисунок 6.3 б иллюстрирует специфику нелинейного рассеяния высокоэнергетического излучения в осадках в виде дождя, когда тангенс угла наклона зависимости отрицательный. Причем наибольшее замутнение происходит на переднем фронте импульса вследствие двухфазных взрывов крупных капель. Энергия импульса оказывается достаточной для испарения продуктов фрагментации и образования канала просветления в осадках.

Таким образом, приведенные в разделе результаты свидетельствуют, во-первых, о необходимости учета нелинейных поправок в уравнении локации аэрозолей для излучений непрерывных лазеров при $IK_{\text{н}}(\bar{a}) = 10^1 \div 10^2$ Вт·см $^{-2}$, для импульсов миллисекундной длительности — при $IK_{\text{н}}(\bar{a}) \geq 10^2 \div 10^3$ Вт·см $^{-2}$ и для импульсов микросекундной длительности, начиная с $IK_{\text{н}}(\bar{a}) \geq 10^6$ Вт·см $^{-2}$. Во-вторых, знак отклонения параметра нелинейности от невозмущенного ($\eta_N - 1$) по трассе зондирования может неоднократно меняться за счет смены энергетических режимов разрушения макрочастиц аэрозолей, включая регулярное поверхностное испарение, переконденсацию, двухфазные взрывы с фрагментацией и однофазные газодинамические режимы распада частиц водного

аэрозоля, термохимические и ионизационные процессы, инициированные в малой окрестности поглощающих твердых частиц, и ряд других факторов. Тем не менее уже на данном начальном этапе исследований для моделей устойчивых типов атмосферных дымок и более плотных аэрозольных образований в виде приземных туманов и осадков обнаружены характерные тенденции и найдены приближенные значения параметра нелинейности $\eta_{\text{н}}$ уравнения локации в условиях теплового действия лазерного излучения в зависимости от его энергетика и длительности импульса.

6.3. Лазерный эмиссионный анализ запыленной атмосферы

Среди широкого спектра нелинейных оптических явлений наибольший интерес в приложении к проблеме зондирования вызвал низкопороговый лазерный пробой на твердых включениях дисперсной среды. Указанный эффект является технически реализуемым в реальной атмосфере на расстояниях в сотни метров от излучателей, в качестве которых могут применяться импульсные лазеры, например, на CO_2 , HF, DF, стекле с неодимом и эксимерах, снабженные системой фокусировки пучка. Дистанционный лазерный пробой сопровождается генерацией оптических спектров испускания, электрического и магнитного импульсов, а также широкополосного акустического излучения. Это может служить физической основой бесконтактных методов определения атомного состава и ряда метеорологических параметров пограничного слоя атмосферы по схеме источник — приемник, т. е. без решения математической обратной задачи.

Ниже рассмотрены результаты разработки метода и аппаратуры дистанционного спектроскопического анализа аэрозвесей по неравновесным эмиссионным спектрам лазерной искры. Указанному вопросу посвящены публикации [26, 31, 36, 49—51].

В задаче дистанционного спектроскопического анализа лазерный источник должен обеспечивать одновременно развитое испарение удаленной мишени (аэрозольные взвеси частиц почвы, продуктов металлургических производств, органических веществ и т. п.) и возбуждение в парах достаточно интенсивного эмиссионного спектра.

Сущность метода состоит в том, что при фокусировке в атмосфере мощного лазерного импульса осуществляется высокотемпературный нагрев и испарение вещества, а также низкопороговый оптический пробой, сопровождаемый развитием плазменных образований вокруг частиц. Наличие свободных высокотемпературных электронов в плазме приводит к возбуждению атомов и молекул за счет неупругих столкновений в парах, вызывая их интенсивное свечение. Причем энергетика линий эмиссионного спектра при оптическом пробое существенно выше, чем тепловое

свечение высокотемпературных паров при допробойных интенсивностях лазерного излучения.

Энергия, излучаемая из областей пробоя парогазовых ореолов в окрестности поглощающих частиц, определяется совокупностью спектральных линий, рекомбинационных континуумов и теплового излучения радиационно-нагретых частиц:

$$J_R = \sum_{k, m} N_k^* A_{km}^* (\varepsilon_m - \varepsilon_k) + N_e^2 \sum_m A_{em} \varepsilon_m + 4\pi \bar{a}^2 \sigma_{\text{БЭБ}} (T^4 - T_\infty^4), \quad (6.5)$$

где N_k^* — населенность уровня k , A_{km}^* — эффективная вероятность радиационного перехода $k \rightarrow m$, $\varepsilon_m - \varepsilon_k$ — энергия излучаемого фотона, A_{em} — коэффициент радиационной рекомбинации на уровень m , \bar{a} — среднеквадратичный размер испаряющейся частицы аэрозоля.

В общем случае необходим учет экранирующего действия менее разогретыми областями плазмы, а также введение профилирующего множителя, ответственного за спектральную прозрачность атмосферы между областью лазерного пробоя и приеморегистрирующей аппаратурой лидача.

В [17, 18, 26, 30] были проведены экспериментальные исследования спектрально-энергетических характеристик свечения лазерной искры в модельных аэрозольных средах и реальной атмосфере.

Важной характеристикой процесса лазерного плазмообразования служит пороговая плотность мощности пробоя $I_{\text{пр}}$, которая детально рассматривалась в главе 5. Значения $I_{\text{пр}}$ на длине волны Nd-лазера ($\lambda=1,06$ мкм) в среднем на 1—2 порядка величины выше, чем на $\lambda=10,6$ мкм. Единичные эксперименты [46] по воздействию на массивные мишени излучений DF-лазера ($\lambda=3,8$ мкм) и HF-лазера ($\lambda=2,8$ мкм) с $t_{\text{и}}=4$ мкс и $\pi R_0^2 \approx 10^{-2}$ см² показали, что для DF-лазера пороги пробоя вблизи границы воздуха с различными материалами имеют превышение по сравнению с $I_{\text{пр}}$ на длине волны 10,6 мкм в среднем на 15—20 %. Для излучения HF-лазера оно составляет в среднем 150—200 %.

Как теоретический анализ задачи, так и результаты экспериментальных исследований свидетельствуют о практически нейтральном ходе зависимости $I_{\text{пр}}(a)$ для грубодисперсной фракции размеров твердых частиц при $a \gtrsim 3$ мкм (для $\lambda=10,6$ мкм $I_{\text{пр}}=(1 \div 3) \cdot 10^7$ Вт·см⁻²). Для субмикронной фракции частиц пороги пробоя монотонно возрастают, приближаясь к порогу пробоя технической чистого воздуха (при $a \leq 0,2$ мкм и $\lambda=10,6$ мкм $I_{\text{пр}}=(2 \div 3) \cdot 10^9$ Вт·см⁻² [30]).

Для аномально больших концентраций частиц грубодисперсного аэрозоля ($N_0 \gtrsim 10^3$ см⁻³) реализуется коллективный механизм низкорогового пробоя ($I_{\text{пр}} \simeq 2 \cdot 10^6$ Вт·см⁻²) с дозвуковыми скоростями распространения разряда [24].

На рис. 6.4 приведены фрагменты денситограмм эмиссионного спектра плазмы пробоя реальной атмосферы, полученные в результате накопления засветок фотопленки от 5—6 пусков

импульсного CO_2 -лазера с дистанции примерно 120 м. Анализ и идентификация эмиссионного спектра показали, что в плазме проба содержатся линии испускания нейтральных атомов, а также одно- и двукратно-ионизованных ионов элементов твердых частиц, инициирующих пробой (Ca, Al, Na, Fe, Si и др.), а также газового окружения. Важно отметить, что линии в эмиссионном спектре аэрозолей несамообращенные, в отличие от спектров испускания плазмы макромишеней в электродуговом разряде. Отмеченный эффект связан с относительно малыми оптическими толщинами ($\tau \leq 1$) локализованных вокруг частиц плазменных очагов и отсутствием в них в течение лазерного воздействия «холодных» паров. Линии нейтральных атомов вещества частиц слабо уши-

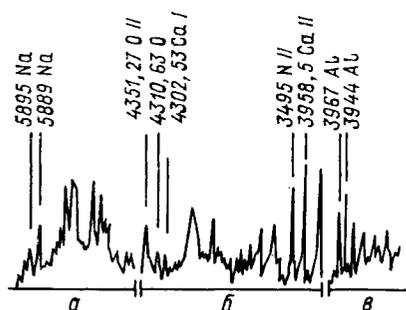


Рис. 6.4. Фрагменты импульсного эмиссионного спектра лазерной искры, инициированной в атмосфере излучением CO_2 -лазера ($\omega_0 \approx 20 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$, $t_{\text{л}} = 0,3 \text{ мкс}$).

репы по сравнению с сильно уширенными линиями ионов и компонентов воздуха, что указывает на существенный отрыв эффективной электронной и газовой температур в начальной термодинамически неравновесной стадии каскадной ионизации парового ореола частиц аэрозоля в оптическом поле мощного CO_2 -лазера.

Результаты измерений энергетики линий эмиссионного спектра в зависимости от средней интенсивности излучения лазерного импульса показали [17], что эта зависимость может быть приближенно аппроксимирована в логарифмической системе координат прямой линией. Тангенс угла наклона прямых возрастает с увеличением длительности лазерного импульса, инициирующего ионизацию среды. Обнаружено относительно большое возрастание роли сплошного фона в областях малых и больших интенсивностей лазерного излучения ($\bar{I} \leq 0,5 \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ и $\bar{I} \geq 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$), которое может быть объяснено соответственно тепловым излучением радиационно-нагретых и не испарившихся полного испарения частиц аэрозоля и возрастанием вклада тормозного континуального излучения эрозивной плазмы.

Полученные данные свидетельствуют также об увеличении отношения сигнал/шум с укорочением лазерного импульса при сохранении неизменной его энергии, что объясняется аномальной (термодинамически неравновесной) энергетической светимостью спектральных линий в присутствии внешнего лазерного поля. Воз-

буждение линий осуществляется преимущественно в результате неупругих электронно-атомных соударений, эффективность которых повышается с увеличением температуры электронов. Последняя растет с возрастанием плотности мощности лазерного излучения. Время высвечивания спектральных линий нейтральных атомов веществ аэрозолей с относительно низким потенциалом ионизации (пары металлов) практически совпадает с характерным временем первичного пробоя паров.

Для спектральных линий испускания ионов и газового окружения твердых частиц аэрозоля время жизни близко к длительности лазерного импульса $t_{и}$. На осциллограммах континуального свечения очагов макропробоя как в синей, так и в красной областях спектра наблюдались две стадии развития процесса взаимодействия света лазерного излучения с частицами атмосферной дымки. Первая стадия — допробойная. Она характеризуется относительно слабым тепловым излучением радиационно-нагретых твердых частиц. Вторая стадия свечения обусловлена явлением пробоя. Максимум энергетической яркости плазменных областей по времени приходится на конец импульса, когда эти области достигают наибольших величин.

Релаксация температуры плазмы в результате ее распада за счет рекомбинационных и диффузионных процессов в первую очередь сказывается на спаде мощности коротковолнового теплового излучения. Характерное время свечения, определяемое на высоте от максимальной энергетической яркости, составило 5—8 мкс. Как следует из экспериментальных результатов [17], существует оптимальный диапазон плотностей потока излучения CO_2 -лазера ($\bar{I} = (0,3 \div 1,2) \cdot 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$), нижняя граница которого совпадает с порогом возникновения светодетонационного режима пробоя. В пределах указанного диапазона отношение сигналов линейчатого спектра к уровню сплошного фона максимально.

Отношение сигнала к шуму возрастает с укорочением длительности лазерного импульса при фиксированной плотности энергии от 5 до 0,07 мкс почти в 2 раза и достигает примерно 7. Указанная цифра относится к интегральному по времени способу фиксации спектра (на фотопленке или линейку приемников с зарядовой связью — ПЗС) и может быть улучшена по крайней мере на порядок величины за счет вычитания в процессе обработки экстраполированных значений уровня континуального излучения вблизи регистрируемой спектральной линии, а также путем отсечки (временной дискриминации) регистрируемого сигнала на линии фона, максимум которого запаздывает по отношению к максимуму высвечивания линии нейтральных атомов на величину $t_{и} - \Delta t_{пр}$, где $\Delta t_{пр}$ — характерное время каскадной ионизации паровых ореолов частиц аэрозоля.

Эмиссионный спектральный анализ паров веществ в неравновесной плазме оптического разряда обладает высокой селективностью, позволяющей получать количественную информацию об элементном составе вещества аэрозолей. Для целей

количественного спектрального анализа разработана методика [18, 26], основанная на соотношении вида

$$n_k = n_э (J_k/J_{эк}) c_{кэ} (J_{э1}/J_{э2}), \quad (6.6)$$

где n_k , $n_э$ — концентрация атомов определяемого и базового (эталонного) элементов, относительно которого оценивается содержание других веществ; $J_k/J_{эк}$ — определяемое из результатов зондирования отношение интенсивностей гомологических пар спектральных линий соответствующих веществ; $c_{кэ}$ — калибровочный коэффициент, получаемый эмпирически в лабораторных условиях с контролируемыми концентрациями определяемого и базового веществ; $J_{э1}/J_{э2}$ — отношение фиксированной пары линий базового элемента, косвенно характеризующих условия возбуждения в плазме, случайные вариации которых в реальной лазерной искре обусловлены невозпроизводимостью плотности энергий мощного излучения в области перетяжки сфокусированного пучка и размеров частиц.

Отношение $J_{э1}/J_{э2}$ определяется в процессе лидарных измерений одновременно с отношениями вида $J_k/J_{кэ}$ и служит входным в номограмму для калибровочного коэффициента $c_{кэ}$. Относительная погрешность концентрационных измерений по рассмотренной выше методике при регистрации интенсивностей спектральных линий с точностью не хуже 5 % для набора различных веществ составила в среднем 50 %. Погрешность может быть снижена до 25—30 % за счет набора статистики. Концентрационная чувствительность спектрохимического лидара существенно зависит от интенсивности аналитических пар спектральных линий определяемого и базового элементов и составляет для различных веществ в среднем 0,1—10 мкг·м⁻³.

Перейдем к краткому описанию аппаратуры и результатов испытаний аэрозольного спектрохимического лидара (АСХ-лидара), который реализован как в передвижном (мобильном), так и в стационарном исполнении. Подробные описания аппаратуры содержатся в [18].

Возбуждение эмиссионного спектра аэрозолей осуществляется электроионизационным СО₂-лазером, представляющим собой модифицированный вариант разработки [15] в малогабаритном транспортируемом исполнении. Максимальная энергия в импульсе генерации лазера достигает 500 Дж; длительность главного пика генерации на полувысоте и длительность заднего фронта равны соответственно 0,3 и 1,5 мкс; диаметр пучка 110 мм. Перед выходом в атмосферу лазерный пучок формируется оптической зеркальной системой Кассегрена с диаметром большого зеркала $2R_0=500$ мм (парабола) и малого $2R_2=110$ мм (гипербола). Перестройка фокусного расстояния в диапазоне $F_0=50 \div 250$ м, определяющая дальность зондирования, производится перемещением малого зеркала. Сканирование по углу места осуществляется поворотом телескопа относительно горизонтальной оси, совмещенной с оптической осью лазерного пучка и центром поворотного

зеркала телескопа. Пространственное разрешение определяется протяженностью области наибольшей перетяжки каустики сфокусированного пучка и степенью превышения плотности энергии в указанной области над пороговой плотностью энергии низкорогового пробоя на частицах аэрозоля ($\omega_{пр} = 10 \div 15 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-2}$) и составляет 5—25 м. Телескоп Кассегрена одновременно служит для приема свечения лазерной искры, что автоматически обеспечивает согласование приемопередающего тракта лидара.

Аппаратура спектральной регистрации свечения удаленной лазерной искры включает фокусирующую линзу, дифракционный спектрометр, многоканальное координатное устройство с коллекторным световодом и блоком ФЭУ с усилителями.

Управление работой лидара осуществляется блоком синхронизации. Блок акустических измерений служит для определения расстояния до области пробоя и оценки количества плазменных очагов по звуковым эффектам лазерной искры.

В настоящее время в ИОА СО АН СССР разработан стационарный вариант аэрозольного спектрохимического лидара в комплекте с импульсным лазерным источником на CO_2 с энергией в импульсе до 2—3 кДж и неустойчивым резонатором, обеспечивающим генерацию одной поперечной моды с дифракционной расходимостью, который позволяет реализовать дальности зондирования свыше 500 м [4].

В табл. 6.1 приведен один из результатов диагностики АСХ-лидаром содержания основных химических элементов в фоновом приземном аэрозоле в районе Томска. Перечень одновременно регистрируемых линий для каждого из определяемых веществ указан в первой строке таблицы. Римские цифры в скобках характеризуют линии нейтральных (I) и однократно ионизованных (II) атомов. Выборочный химический анализ по данным забора частиц аэрозоля на фильтры показал удовлетворительное (погрешность 50 %) соответствие контактных и лидарных измерений.

Таблица 6.1

Дистанционный экспресс-анализ содержания ряда химических элементов в пылевом аэрозоле промышленного центра методом лазерной искры

Параметр	Химический элемент				
	Fe	Al	Ca	Si	Na
Рабочие линии, мкм	3719,84 (I) 3859,91 (I) 4771,76 (I)	3082,16 (I) 3944,03 (I) 3961,53 (I)	3933,67 (II) 3968,47 (II) 4226,73 (I)	39005,53 (I) 2881,58 (I)	5895,95 (I) 5888,95 (I)
Средняя массовая концентрация, $\text{мкг} \cdot \text{м}^{-3}$	6,5	9,0	2,5	15,5	0,5

6.4. Использование оптико-акустических явлений для диагностики среды в канале пучка

Распространение лазерного излучения в средах с дискретными центрами теплопереноса в среду сопровождается акустогидродинамическими явлениями, вызывающими стохастизацию среды и соответственно процессы нелинейного светорассеяния и самофокусировки пучка [30, 32]. С другой стороны, лазерная генерация акустического излучения может представлять самостоятельный интерес в приложении к проблеме зондирования. Действительно, оптико-акустические эффекты несут информацию как об источнике лазерного излучения, так и о поглощающей излучение газовой и дисперсной среде. Кроме того, искусственно созданный лазерным лучом выносной источник звуковой энергии может быть использован в традиционных схемах акустического зондирования, например, таких, как излучатель — приемник для определения спектрально-акустических и метеорологических характеристик нижнего километрового слоя атмосферы.

К настоящему времени наиболее интересные результаты достигнуты в области практического использования лазерной генерации ударных волн при изохорных режимах ионизации аэрозолей [8, 31].

Типовой комплект приеморегистрирующей аппаратуры оптико-акустического локатора работает совместно с передвижным импульсным CO_2 -лазером. Аппаратура включает один или два микрофона, подключенных к импульсным шумомерам. Сигналы с шумомера поступают на двухканальный магнитофон, а также на спектроанализатор параллельного типа.

Измерения показали, что гетерогенная лазерная искра в атмосфере является источником мощного широкополосного акустического излучения, представляющего суперпозицию возмущений от отдельных очагов низкопорогового пробоя на твердых частицах аэрозолей. Данные о скорости распространения гидродинамических возмущений, полученных с помощью микрофонов, разнесенных на различных расстояниях от центров взрыва, позволили сделать вывод о том, что первичная ударная волна на расстояниях от 0,5 до 1,5 м трансформируется в акустический импульс длительностью 0,15—0,3 мс и звуковым давлением, достигающим 100—150 дБ.

Излучаемая акустическая энергия лазерной искры возрастает на несколько порядков величины при варьировании ω_0 вблизи порога пробоя всего в несколько раз.

На рис. 6.5 приведена экспериментальная зависимость акустической энергии, излучаемой единичным очагом пробоя в сферу с радиусом, превышающим дистанцию трансформации ударной волны в акустическую, от плотности энергии воздействующего импульса излучения CO_2 -лазера субмикросекундной длительности. Регистрируемая длительность генерации акустического излучения определяется разницей моментов времени прихода на микрофон

акустических сигналов с наиболее и наименее удаленных участков лазерной искры. Таким образом, на основе регистрации длительности суммарного акустического излучения и числа акустических импульсов могут быть определены протяженность гетерогенной лазерной искры, а также число и местоположение по трассе очагов пробоя.

На рис. 6.6 приведены накопленные в серии лазерных пусков гистограммы распределения по трассе энергии акустического излучения плазменных образований, характеризующих распреде-

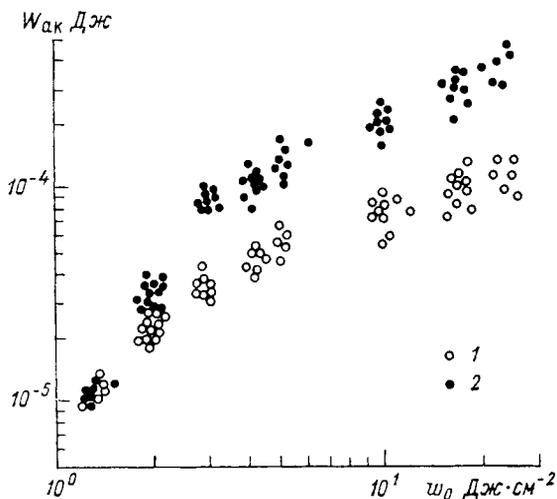


Рис. 6.5. Калибровочные измерения зависимости энергии акустического излучения плазменного очага от плотности энергии воздействующего излучения CO_2 -лазера микросекундной длительности генерации при $N=10^5 \text{ см}^{-3}$ (1) и $N=5 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ (2).

ление по трассе энергопотерь лазерной энергии. Лазерный пучок распространялся справа и был сфокусирован в плоскости $z/F_0=1$ [26]. Видно, что в атмосфере с повышенной концентрацией частиц грубодисперсного фонового аэрозоля ($a \geq 3 \text{ мкм}$) при $n_0=10^{-2} \text{ см}^{-3}$ (рис. 6.6 а) очаги низкорогового лазерного пробоя рассредоточены по всей области каустики высокоэнергетического пучка. В условиях, когда аэрозоль седиментирован в результате длительного вымывания осадками в виде дождя при $n_0=10^{-3} \text{ см}^{-3}$ (рис. 6.6, б), пробой реализуется в узкой области вблизи максимальной перетяжки пучка на частицах микронной фракции размеров. Пороговые плотности энергии излучения в последнем случае составили 30—40 Дж·см⁻².

В [1] предложен и осуществлен оригинальный оптико-акустический метод определения критического (минимального) размера частиц дымки a_{cr} , инициирующих низкороговый лазерный

пробой, в зависимости от плотности энергии излучения ω_0 . Исходным является соотношение

$$\langle N_{\text{по}}(\omega) \rangle / N_0 = \int_{a_{\text{ср}}(\omega)}^{\infty} f(a) da, \quad (6.7)$$

где $\langle N_{\text{по}} \rangle$ — средняя по пуассоновскому ансамблю случайных реализаций в различных лазерных пусках концентрация плазменных образований; N_0 , $f(a)$ — полная концентрация и нормированная функция распределения частиц дымки по размерам (вели-

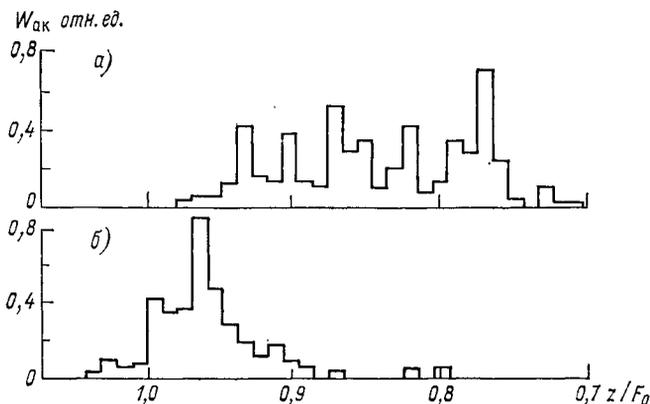


Рис. 6.6. Гистограммы распределения по трассе акустической энергии, излучаемой каналом лазерного пучка с очагами оптического пробы ($\lambda = 10,6$ мкм, $t_n \approx 0,6$ мкс, $F_0/R_0 \approx 300$, $\varphi = 85 \div 95$ %; $T^\circ = 5 \div 10$ °C).

a — устойчивая летняя дымка средних широт при $S_M = 10 \div 15$ км; *б* — особо чистая атмосфера, обеспыленная в результате выпадения продолжительных осадков при $S_M \geq 20$ км.

чины, определяемые на приземной трассе контактными аэрозолемерами или ореольным фотометром, а на наклонной трассе по данным линейных лидарных измерений).

На рис. 6.7 показаны результаты восстановления по формуле (6.7) для условий устойчивой летней дымки с метеорологической дальностью видимости $S_M = 3 \div 5$ км; $T = 5 \div 10$ °C и относительной влажности $\varphi \approx 90 \div 95$ %. Реализации носят случайный характер, обусловленный наложением статистик попадания частиц критических размеров в область каустики пучка и случайных выбросов плотности энергии лазерного излучения.

На основе использования оптико-акустических явлений в лазерной искре [8, 31] предложен и реализован ряд методов дистанционного определения таких параметров атмосферы, как температура, вектор скорости ветра, влажность, спектральная акустическая прозрачность. Суть методов вкратце сводится к следующему. Оптико-акустическим локатором производятся опера-

тивные измерения частотных спектров и задержки на разных частотах времен прихода акустических сигналов по сравнению с моментом регистрации световой вспышки для набора высот и геометрии размещения акустических излучателей и антенн. Используя затем известные аналитические или табличные связи измеряемых величин с параметрами атмосферы, оказывается возможным одновременное определение соответственно профилей температуры, влажности, вектора скорости ветра, а также концентрации твердофазной фракции частиц аэрозоля, инициирующих низкопороговый пробой.

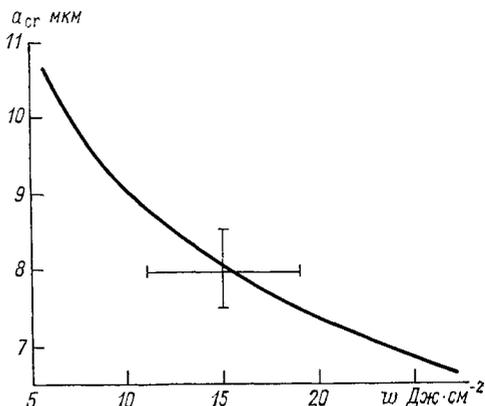


Рис. 6.7. Зависимость восстановленного из оптико-акустических измерений критического эффективного радиуса a_{cr} частиц дымки, инициирующих макроочаги низкопорогового лазерного пробоя, от средней плотности энергии излучения w CO_2 -лазера.

Следует отметить, что использование комплексного подхода, заключающегося в измерении одновременно широкого набора параметров приземной атмосферы по оптическому и акустическому излучению, а в перспективе и радиоизлучению лазерной искры [31], должно обеспечить экономическую целесообразность создания серийной лидарной техники на основе мощных лазеров.

Дополнительные возможности в повышении дальности зондирования и уменьшении габаритов установки сулит использование в качестве источника информации неравновесного «допробойного» свечения атмосферы, которое является разновидностью явления электролюминесценции. Фотостимулированная электролюминесценция (ФЭЛ) [31] возникает как результат возбуждения атомов и молекул затравочными термоэлектронами, набравшими энергию в поле лазерного излучения за счет эффекта обратного тормозному излучению при упругих электронно-атомных соударениях. За счет ускоренных излучением «горячих» электронов энергия возбуждения энергетических уровней газовой среды может существенно превышать энергию кванта зондирующего лазерного излучения. Это выгодно отличает электролюминесценцию от широко используемого в зондировании эффекта флюоресценции.

6.5. Нелинейное детектирование сверхслабых эхосигналов на основе включения атмосферы в канал обратной оптической связи лазера

Расширение круга задач, решаемых с помощью лазерных методов, обуславливает необходимость существенного (на порядки величины) увеличения спектральной чувствительности измерений на слабых линиях поглощения и улучшения оптической защищенности измерений от некогерентного фона дневного неба. Указанным требованиям в значительной степени удовлетворяют новые методы, использующие в качестве физической основы нелинейную реакцию лазера на частотно-зависимое внешнее воздействие [5, 19, 23, 29, 31].

В простейшем варианте метода атмосферный канал включается в одно из плеч трехзеркального внутрирезонаторного лазерного спектрометра. Причем в качестве третьего зеркала могут использоваться не только выносные отражатели, но и естественные топографические светорассеивающие объекты или подстилающая поверхность [23]. Более сложные варианты предполагают использование амплитудно-фазовой модуляции излучения на выходе зеркала связи (промежуточного зеркала) с последующим синхронным детектированием [19, 29], а также реализацию лазерного внутрирезонаторного гетеродинирования путем свипирования частоты генерации в пределах контура линии усиления лазера с использованием эффекта Доплера при движении отражателя [5, 19, 31], как это осуществляется при обычном (внерезонаторном) оптическом смещении опорного и отраженного полей.

Идея метода основана на использовании специфической нелинейной реакции лазера на частотно-зависимое слабое внешнее воздействие. Лазерное излучение, рассеянное от выносного зеркального или естественного топографического отражателя и испытывавшее селективное атмосферное поглощение, принимается на лазер, взаимодействуя с опорным излучением. Если длительность внешнего воздействия превышает характерное время жизни фотона в резонаторе лазера t_f , тогда, как и в лабораторном варианте внутрирезонаторной лазерной спектроскопии (ВРЛС) [6], происходит нелинейное перераспределение мощности генерации на конкурирующих переходах (модах). Отличие методов можно видеть в том, что в случае ВРЛС в резонаторе лазера с активным элементом присутствуют слабые частотно-зависимые потери (кювета с поглощающим газом), в то время как в методе с приемом на лазер рассеянного излучения имеет место частотно-зависимое слабое внешнее воздействие.

6.5.1. Анализ реакции широкополосного лазера на частотно-зависимое внешнее воздействие

Для теоретического анализа воспользуемся моделью прямолинейного трехзеркального резонатора, в котором активный лазерный элемент расположен между зеркалами 1 и 2, а селективно-

поглощающая атмосфера — между зеркалом 2 и диффузным отражателем (зеркало 3).

В общем случае реализуется частично когерентный прием с учетом интерференции опорного и сигнального оптических полей в резонаторе лазера. Однако на практике с использованием специальной методики возможно выделение когерентной составляющей взаимодействия полей в резонаторе лазера. Методика заключается в осуществлении фазовой модуляции излучения на выходе генератора с помощью подвижек поворотного зеркала с последующим синхронным детектированием сигнала фототока на частоте модуляции фазы f_m при малых амплитудах модуляции $\Delta A \ll \lambda/2$ или на кратной частоте kf_m ($k=2, 3, \dots$) при больших амплитудах модуляции. В условиях натурального эксперимента происходит ухудшение пространственной когерентности лазерного излучения из-за атмосферной турбулентности и стохастического характера процесса диффузного рассеяния.

При анализе сигнала оптического внутррезонаторного смешения, регистрируемого квадратичным фотодетектором, целесообразно оперировать среднеквадратичной величиной фототока

$$\sqrt{\langle I_{\Phi}^2 \rangle} \sim \sqrt{\langle I_1^2 \rangle}, \quad (6.8)$$

$$\text{где} \quad I_1 = l^{-1} \int_0^l (u_- u_-^* + u_+ u_+^*) dx, \quad (6.9)$$

$u_{\pm}(\omega, \vec{r}, t)$ — комплексные амплитуды электрического вектора оптических полей, распространяющихся в резонаторе в противоположных направлениях.

Введем обозначения:

$$S_{\pm} = u_{\pm} u_{\pm}^*; \quad \bar{S}_{\pm} = \sqrt{\langle S_{\pm}^2 \rangle}.$$

В рамках стандартного феноменологического подхода работа лазера, образованного зеркалами 1 и 2, описывается следующей краевой задачей [19, 29]:

$$(\pm \partial/\partial x + v^{-1} \partial/\partial t) \bar{S}_{\pm} = (k - \beta) \bar{S}_{\pm} + j_{\pm}; \quad (6.10)$$

$$\bar{S}_+(\omega, 0, t) = r_1 \bar{S}_-(\omega, 0, t); \quad (6.11)$$

$$\begin{aligned} \bar{S}_-(\omega, l, t) \approx r_2 \{ \bar{S}_+(\omega, l, t) + r_{\text{eff}} \bar{S}_+(\omega, l, t - 2z/c) + \\ + (r_{\text{eff}}/r_2)^{1/2} B_c(t) \sqrt{\bar{S}_+(\omega, l, t) \bar{S}_+(\omega, l, t - 2z/c)}, \end{aligned} \quad (6.12)$$

где B_c — коэффициент корреляции опорного и отраженного полей в плоскости приемной апертуры, усредненных по сечению этой апертуры $|\vec{r}_{\perp}| \leq R_0$; ω — частота излучения; \bar{x} — продольная координата, совпадающая с оптической осью лазера; t — время, v — скорость света в активном элементе; k, β — коэффициенты усиления

ния и потерь в активном элементе; j_{\pm} — мощность спонтанного высвечивания возбужденных центров; r_1, r_2 — коэффициенты отражения (по мощности) зеркал 1 и 2; r_{eff} — эффективный коэффициент отражения зеркала 3 резонатора. Произведение $r_2 r_{\text{eff}}$ физически соответствует доле мощности, поступившей при внешнем отражении обратно в резонатор, по отношению к излученной в момент времени $t - 2z/c$; c — скорость света в воздухе.

При диффузном отражении лазерного излучения от искусственного или естественного (топографического) отражателей с индикатрисой $r_3(\theta)$, где θ — угол между осью зондирующего пучка и средней нормалью к отражающей поверхности,

$$r_{\text{eff}}(\omega) \approx \left(\frac{R_0}{2z}\right)^2 (1 - r_2)^2 \left(\frac{r_3(\theta)}{r_2}\right) \exp[-2z\alpha_{\Sigma}(\omega)], \quad (6.13)$$

где R_0 — радиус приемной апертуры;

$$\alpha_{\Sigma}(\omega) = \sum_{k=1}^N \sigma_k g_k(\gamma_k, \omega - \omega_k) + \alpha_g^{\text{nc}} = \alpha_g + \alpha_g^{\text{nc}}; \quad (6.14)$$

α_g — спектральный коэффициент газового поглощения атмосферы; σ_k, γ_k и ω_k — интенсивность, полуширина и положение центра k -й спектральной линии; $g(\gamma_k, \omega)$ — функция, описывающая форму контура k -й линии; N — число спектральных линий, попадающих в полосу генерации лазера $\Delta\omega$; α_g^{nc} — неселективная (в пределах ширины контура однородного уширения линии усиления лазера) часть коэффициента ослабления, обусловленная аэрозольным ослаблением и непрерывным поглощением далекими крыльями спектральных линий. Неселективную часть параметра r_{eff} обозначим через η_0 .

$$\eta_0 = (R_0/2z)^2 (1 - r_2)^2 (r_3(\theta)/r_2) \exp(-2z\alpha_g^{\text{nc}}). \quad (6.15)$$

Если площадь сечения $S_{\text{л}}$ активного элемента лазера отличается от единицы, тогда в (6.15) появляется дополнительный множитель $\pi R_0^2/S_{\text{л}}$, характеризующий степень «обжатия» пучка.

Уравнения вида (6.10)–(6.15) являются исходными для анализа внутрирезонаторного взаимодействия отраженного излучения с опорным излучением лазера и решаются совместно с балансным уравнением для средней погонной концентрации числа возбужденных частиц $N(\omega, t)$ в активном элементе генератора.

Рассмотрим для определенности достаточно общий случай неоднородно уширенного контура полосы усиления $\Delta\omega$, образованного перекрытием однородно уширенных лорентцевских контуров:

$$g(\gamma, \omega - \omega_j) = \frac{\gamma/2\pi}{(\omega - \omega_j)^2 + \gamma^2/4}, \quad (6.16)$$

где γ и ω_j — полуширина и центральная частота j -го контура усиления, $\gamma \ll \Delta\omega$. Коэффициент усиления k , входящий в уравне-

ние (6.10), в указанном случае имеет следующее интегральное представление:

$$k(\omega, t) = \sigma \int_{-\infty}^{\infty} N(\omega_j, t) g(\gamma, \omega - \omega_j) d\omega_j, \quad (6.17)$$

где σ — сечение индуцированного испускания. Уравнение для $N(\omega, t)$ имеет следующий стандартный вид:

$$\begin{aligned} \frac{dN(\omega, t)}{dt} = & G - N(\omega, t)/t^* - c\sigma\mu N(\omega, t) \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} I_1(\omega', t) g(\gamma, \omega - \omega') d\omega', \end{aligned} \quad (6.18)$$

где G — мощность накачки, t^* — характерное время спонтанной дезактивации активных центров.

Пусть ξ_0 — нормированная на единицу длины резонатора мощность спонтанного излучения, Δt_1 и Δt_2 — характерные времена пробега фотонов между зеркалами 1—2 и 1—3 соответственно:

$$\begin{aligned} \Delta t_1 &= 2l/v; \\ \Delta t_2 &= 2(l/v + z/c). \end{aligned} \quad (6.19)$$

Если характерное время процесса генерации t намного превышает времена Δt_1 и Δt_2 , тогда из (6.10)—(6.12) может быть получено [19, 29] следующее приближенное уравнение для среднеквадратичной интенсивности излучения лазерной генерации $\bar{I} = \sqrt{\langle I_1^2 \rangle}$:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{I}}{dt} \frac{1 + r_{\text{eff}} \left(\frac{\Delta t_2}{\Delta t_1} \right) + r_{\text{eff}}^2 \left(1 + \frac{\Delta t_2}{\Delta t_1} \right) B_c}{1 + r_{\text{eff}} + \sqrt{2r_{\text{eff}} B_c}} = & v\mu\bar{I} \{ k(\omega, t) - \\ & - \beta - k_r + (2l)^{-1} \ln [1 + r_{\text{eff}} + \sqrt{2r_{\text{eff}} B_c}] \} + v\xi_0. \end{aligned} \quad (6.20)$$

Как уже отмечалось, при фазовой модуляции излучения оказывается возможным детектирование амплитуды переменной составляющей, обусловленной только интерференционным (когерентным) взаимодействием опорного и рассеянного полей.

Некогерентный прием на лазер эхосигналов может быть реализован на практике в ситуациях, когда масштабы пространственной или временной когерентности поля рассеянного излучения являются малыми по сравнению соответственно с радиусом апертуры R_0 и временем $2z/c$.

По характеру воздействия внешнего сигнала на спектрально-кинетические параметры генерации лазера можно выделить следующие три асимптотических случая:

$$q_0 \gg 1, \quad q_0 (\Delta t_2 / \Delta t_1) \gg 1; \quad (6.21)$$

$$q_0 \ll 1, \quad q_0 (\Delta t_2 / \Delta t_1) \gg 1; \quad (6.22)$$

$$q_0 \ll 1, \quad q_0 (\Delta t_2 / \Delta t_1) \ll 1, \quad (6.23)$$

где

$$q_0 = \eta_0 + \eta_0^{1/2} B_c.$$

Поскольку время t входит в явном виде только в левую часть уравнения, то в указанных случаях наличие зависящих от времени коэффициентов приводит к удлинению метрики временной координаты. В нестационарном режиме генерации на практике будет происходить удлинение пичков и уменьшение частот релаксационных колебаний, что экспериментально наблюдалось в лазере на рубине с длинным атмосферным резонатором [23]. Кроме того, в случае (6.21) изменением параметра внешнего воздействия q за счет, например, варьирования коэффициента отражения выходного зеркала r_2 в выражении (6.13) оказывается возможным управлять параметрами генератора, в том числе его реакцией на внутризрезонаторное поглощение.

С точки зрения создания системы с приемом экосигнала на лазер (ЛП-лидара) наибольший интерес представляет асимптотический случай слабых внешних отражений (6.22). При когерентном приеме граничное условие (6.12) принимает вид

$$\begin{aligned} \langle S_-^2(\vec{\omega}, \vec{l}, t) \rangle &= \frac{r_2 r_{\text{eff}}}{(\pi R_0^2)^2} \int_{\Sigma} \int_{\Sigma'} \langle u_+(\vec{r}_\perp, \vec{l}, t) u_+(\vec{r}'_\perp, \vec{l}, t) \rangle \times \\ &\times u_s(\vec{r}_\perp, \vec{l}, t - \frac{2z}{c}) u_s^*(\vec{r}'_\perp, \vec{l}, t - \frac{2z}{c}) \rangle dr_\perp dr'_\perp \approx \\ &\approx \frac{r_2}{(\pi R_0^2)^2} h\left(\frac{2z}{c}\right) \int_{\Sigma} \int_{\Sigma'} u_+(\vec{r}_\perp, \vec{l}, t) u_+(\vec{r}'_\perp, \vec{l}, t) \times \\ &\times \Gamma_s\left(\frac{\vec{r}_\perp + \vec{r}'_\perp}{2}, \vec{r}_\perp - \vec{r}'_\perp, t\right) dr_\perp dr'_\perp, \end{aligned} \quad (6.24)$$

где

$$\Gamma_s(\vec{R}, \vec{\rho}, t) = r_{\text{eff}} \left\langle u_s\left(\vec{R} + \frac{\vec{\rho}}{2}, \vec{l}, t\right) u_s^*\left(\vec{R} - \frac{\vec{\rho}}{2}, \vec{l}, t\right) \right\rangle$$

— функция когерентности второго порядка пространственных флуктуаций поля отраженной волны в плоскости приемной апертуры Σ ; нерегулярностью полей u_+ , u_- внутри резонатора, обусловленных влиянием слабого ($r_{\text{eff}} \ll 1$) внешнего воздействия,

пренебрегаем, $h(t)$ — функция, учитывающая потерю временной когерентности излучения лазерного источника за время $2z/c$. Двойное интегрирование в (6.24) осуществляется на всей площади сечения приемной апертуры по \vec{r}_\perp и \vec{r}'_\perp .

В приближении метода плавных возмущений и гауссового поля лазерного пучка на выходной апертуре лидара

$$u_+(-l, \vec{r}_\perp) = u_0 \exp\left(-\frac{r_\perp^2}{2R_0^2} - \frac{ikr_\perp^2}{2F_0}\right), \quad (6.25)$$

где u_0 — амплитуда на оси; R_0 и F_0 — средневзвешенные радиусы апертуры и кривизны фазового фронта. На основании результатов [5] для усредненной по периоду модуляции T_m величины $\ll S_-^2(\omega, l, t) \gg T_m = S_1$ имеем

$$S_1 \approx 2r_2 r_{\text{eff}} u_0^4 \bar{B}_c^2, \quad (6.26)$$

$$\bar{B}_c = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\tau_0}{2T_m} \left(1 + \frac{R_0^2}{\rho_x^2}\right)^{-1/2} \text{erfc}(T_m/\tau_0), \quad (6.27)$$

где $\text{erfc}(z)$ — функция ошибок; τ_0 — временной масштаб когерентности отраженного поля, связанный с боковым ветром \vec{v}_\perp :

$$\tau_0^{-1} = [1 - (R_0^2/\rho_c^2)(1 + R_0^2/\rho_x^2)^{-1}](v_\perp^2/2\rho_c^2);$$

ρ_c — масштаб пространственной корреляции отраженного поля в плоскости приемной апертуры;

$$\rho_x^{-2} = (2\bar{R}_0)^2 + \bar{\rho}_c^2 + (k^2 R_0^2/8F_0^2). \quad (6.28)$$

Решения вида (6.26) — (6.28) предполагают выполнение условий превышения лагранжева времени корреляции флуктуаций скорости ветра по сравнению с характерным временем пробега ветра поперек пучка R_0/v_\perp и условия $2z/c \ll R_0/v_\perp$. Указанные условия соответствуют приближению «замороженной» турбулентности.

В зависимости от соотношения между размером приемной апертуры R_0 и радиусом пространственной когерентности ρ_c поля эхосигнала возможны два асимптотических случая.

Случай 1:

$$\rho_c \gg R_0 \quad (6.29)$$

реализуется при зеркальном отражении через турбулизованную атмосферу; соответствующее ему выражение для ρ_c имеет вид [42]:

$$\rho_c = \rho_0 \approx b_1 \sqrt[8]{3} (1,45k^2 C_n^2 z)^{-3/5}, \quad (6.30)$$

где C_n^2 — структурная функция флуктуаций показателя преломления воздуха, $k = 2\pi/\lambda$, b_1 — масштабный коэффициент, завися-

щий от соотношения размеров приемной апертуры и отражающей поверхности, протяженности трассы, а также от эффектов двукратного прохождения одних и тех же неоднородностей при отражении строго назад. Для $\lambda = 10,6$ мкм, $C_n^2 = 10^{-15}$ см $^{-2/3}$, $z = 10^3$ м получаем $\rho_0 = 2,3$ м.

Представлению (6.30) соответствует следующее выражение для функции \bar{B}_c :

$$\bar{B}_c(\rho_c \gg R_0) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{\rho_c}{T_M v_{\perp}} \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{T_M v_{\perp}}{\sqrt{2} \rho_c} \right). \quad (6.31)$$

При $f_m = 1/T_M \gg v_{\perp}/\rho_c$, используя асимптотическое разложение функции erfc , получаем $\bar{B}_c \approx 1$ и, наоборот, при сильном ветре и малых частотах фазовой модуляции ($f_m \ll v_{\perp}/\rho_c$):

$$\bar{B}_c \approx 0,8 \rho_c / T_M v_{\perp} \ll 1.$$

Случай 2:

$$\rho_c \ll R_0 \quad (6.32)$$

обычно реализуется при отражении зондирующего излучения от диффузно-рассеивающих топографических объектов или подстилающей поверхности. В этом случае можно записать

$$\rho_c^{-2} = \rho_0^{-2} + \rho_{\alpha}^{-2}, \quad (6.33)$$

где $\rho_{\alpha} \approx 2z/kR_s$ — пространственный масштаб когерентности светового поля, обусловленный рассеянием на поверхности; R_s — радиус освещаемого лазерным пучком пятна на поверхности.

Выражение (6.27) в области (6.32) принимает вид:

$$\bar{B}_c(\rho_c \ll R_0) \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{\rho_c}{T_M v_{\perp}} \right) \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{5}{8}} \frac{T_M v_{\perp}}{R_0} \right). \quad (6.34)$$

Например, при рассеянии от ламбертовой поверхности и $z = 105$ см, $\lambda = 1$ мкм, $R_s = 20$ см, $C_n^2 = 10^{-15}$ см $^{-2/3}$ получаем $\rho_{\alpha} \approx 0,16$ см, $\rho_0 = 10$ см, т. е. на коротких трассах обычно выполняется условие $\rho_{\alpha} \ll \rho_0$. В отличие от предшествующего случая, критическая частота, выше которой функция \bar{B}_c насыщается, зависит от размера апертуры R_0 , т. е. $f_{cr} \approx \sqrt{\frac{5}{8}} v_{\perp}/R_0$.

Обратимся теперь к теоретическому анализу чувствительности лазерного приема к частотно-зависимому оптическому воздействию как результату селективного поглощения излучения на атмосферной трассе. Контур линии газового поглощения для определенности будем описывать дисперсионным (лорентцевским) профилем вида (6.16), но с полушириной линии γ_k и сечением поглощения σ_k .

Отметим, что приближенное уравнение вида (6.20), полученное с учетом (6.22), аналогично по форме уравнению внутрирезо-

нансной спектроскопии, когда кювета с поглощающим газом помещается вместе с активным элементом внутри двухзеркального резонатора и имеет следующий вид:

$$\frac{d\bar{I}}{dt} [1 + o(2z/ct) + o(l/z) + o(q_0^2)] = v_{\mu}\bar{I} \{k(\omega) - \beta - k_r + (2l)^{-1} \ln [1 + r_{\text{eff}} + \sqrt{2r_{\text{eff}} \bar{B}_c}]\} + v\xi_0. \quad (6.35)$$

Таким образом, в рамках справедливости основных исходных посылок при выводе уравнения (6.35) ($q_0 \ll 1$ и $q_0(\Delta t_2/\Delta t_1) \ll 1$) оказывается возможным использование результатов разработки лабораторного варианта внутрирезонаторной лазерной спектроскопии — ВРЛС (например, [40]), если понимать под коэффициентом неселективных потерь

$$\rho = \beta - \ln(r_1 r_2 / 2l) - q_0 / 2l, \quad (6.36)$$

а под коэффициентом селективного внутрирезонаторного поглощения — его эффективную величину $\alpha_g (q_0 z / l)$. Обозначим через $(\alpha_g)^{\text{ВРЛС}}$ величину предельной чувствительности метода ВРЛС ($10^{-8} - 10^{-11}$ см $^{-1}$). Тогда оценка аналогичной величины при лазерном приеме имеет вид

$$(\alpha_g)^{\text{ЛП}} \sim (\alpha_g)^{\text{ВРЛС}} (l/zq_0). \quad (6.37)$$

Аналитическое решение системы нелинейных уравнений вида (6.18), (6.35) найти не удается.

Обозначим через I_0 — решение системы в установившемся режиме генерации без учета внешнего воздействия на лазер ($q_0 = 0$). Тогда, в случае когда внешнее воздействие неселективно ($q_0 \neq 0, \alpha_g = 0$) реакция лазера имеет вид [19]

$$\begin{aligned} \Delta\bar{I}/I_0 \approx [1 + \alpha_1 \eta_0 + \alpha_2 \sqrt{2\eta_0 \bar{B}_c}] \frac{(1 + I_H/\bar{I}_0)^{-1}}{l(\beta + k_r)} \times \\ \times [1 + o(2z/ct) + o(l/z) + o(q_0^2)], \end{aligned} \quad (6.38)$$

где $\Delta\bar{I} = \bar{I} - I_0$; α_1, α_2 — коэффициенты, зависящие от степени когерентности лазерного приема, определяемой конкретной схемой эксперимента ($\alpha_1 = 1, \alpha_2 = 0$ при некогерентном приеме; $\alpha_1 = 0, \alpha_2 = 1$ при когерентном приеме); $(I_H/I_0)^{-1}$ — параметр насыщения активного элемента лазера, при значении которого, равном единице, коэффициент усиления $k(\omega_k)$ уменьшается в 2 раза. Интересно отметить, что присутствие неселективной компоненты внешнего воздействия на лазер $q_0/2l$ снижает порог срыва генерации лазера в отличие от лабораторной внутрирезонаторной спектроскопии, где указанный член отсутствует [23].

Для лазера с односторонне-уширенным контуром линии усиления в режиме стационарной генерации с учетом внешнего частотно-

зависимого воздействия получено следующее приближенное решение [29]:

$$\Delta \bar{I}(\omega_k) - \Delta \bar{I}_0 \approx I_0 q_0 \frac{m^2 \alpha_g}{(\beta + k_r)} \left(\frac{z}{l} \right) (1 + I_H/I_0)^{-1}, \quad (6.39)$$

где $m = \gamma/\gamma_k$ — отношение полуширин однородно уширенного контура линии усиления лазера и линии газового поглощения.

Реально достижимая чувствительность измерений коэффициента селективного поглощения в атмосфере $(\alpha_g)^{ЛП}$ существенно зависит от методики регистрации и обработки данных лидарных измерений.

Одна из методик сводится к непосредственной регистрации глубины провала $\Delta \bar{I}(\omega_k) - \Delta \bar{I}_0$ на линии поглощения (в сопоставлении с интенсивностью генерации вне линии $I_0 + \Delta \bar{I}_0$), например, на фотопленку или линейку фотоприемников. Относительная точность измерений обычно не лучше 99%. Информация извлекается по формуле вида (6.39), в которую входит параметр внешнего неселективного отражения q_0 . Поэтому данный метод регистрации в лидаре может дать уверенный выигрыш по чувствительности по сравнению с обычной дифференциальной методикой по схеме передатчик—фотоприемник, если параметр внешнего отражения q_0 не слишком мал.

Наибольшего выигрыша в чувствительности, вплоть до уровня шумов генератора на частоте модуляции $\Delta I_\omega/I_0 \approx 10^{-5} \div 10^{-7}$, можно достичь в модуляционной методике. Для ее реализации сигнал на выходе лазера подвергается амплитудной или фазовой модуляции, а сигналы с фотоприемников, на которые попадают заданные участки спектра генерации лазера (на линии и вне линии поглощения) подаются на узкополосный радиотехнический усилитель (фильтр), настроенный на частоту модуляции f_m . Период модуляции $T_m \sim f_m^{-1}$ должен существенно превышать времена t_Φ и Δt_2 . Модуляционная методика применима в основном в лидарах с лазерами квазинепрерывного и непрерывного действия.

Поскольку при модуляционной методике измеряется отношение селективного и неселективного влияния эхосигналов на спектральную интенсивность генерации лазера, то, как это следует из (6.39), параметр неселективного внешнего воздействия сокращается, что автоматически обеспечивает потенциальную спектральную чувствительность атмосферного газоанализа на уровне не хуже лабораторного варианта метода ВРЛС:

$$\Delta \bar{I}(\omega_k)/\Delta \bar{I}_0 \approx 1 - 2m^2 \alpha_g z (1 + I_H/I_0)^{-1}. \quad (6.40)$$

На рис. 6.8 приведены расчетные зависимости отношения $\delta = \Delta \bar{I}(\omega_k)/\Delta \bar{I}_0$ от r_2 и предельно обнаруживаемой оптической толщи селективного поглощения атмосферной трассы $\tau_{\min} = 2\alpha_g(\omega_k)z$ от параметра δ в лазере с однородно-уширенным контуром линии усиления $\gamma \geq \gamma_k$. Отрицательные значения пара-

метра δ реализуются, если глубина выжигаемого провала $\Delta \bar{I}(\omega_k)$ превышает по амплитуде величину $\Delta \bar{I}_0$.

Аналитический вид стационарного решения системы (6.35), (6.18) в лазере с неоднородно-уширенным контуром полосы усиления лазера ($\Delta\omega \gg \gamma$) найден методом последовательных итераций [29].

Как следует из полученных решений, в спектре генерации лазера с неоднородно-уширенным контуром линии усиления под действием внешнего рассеяния формируется провал с центром

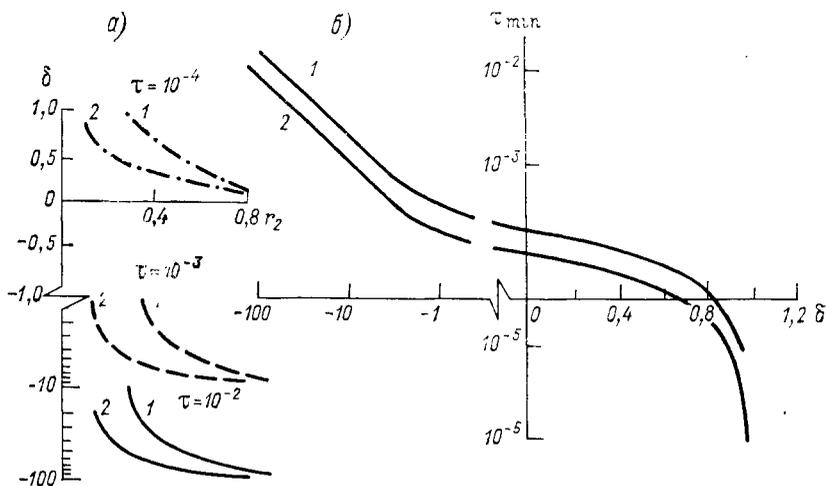


Рис. 6.8. Зависимость δ от r_2 (а) и τ_{\min} от δ при I_n/I_0 , равном 1 (1) и 16 (2).

при ω_k и полушириной γ_k , в окрестности которого в свою очередь возникают слабые «выплескивания» с полуширинами соответственно $\gamma_k + 2\gamma$, $\gamma_k + 4\gamma$ и т. д. В частотной зависимости числа возбужденных центров $N(\omega)$ в окрестности с центром на частоте ω_k образуется центральный максимум с полушириной $\gamma + \gamma_k$, а вокруг него затухающие «выплескивания» с полуширинами соответственно $3\gamma + \gamma_k$, $5\gamma + \gamma_k$.

В заключение теоретического раздела кратко рассмотрим некоторые из возможностей оптимизации параметров ЛП-лидаров. В качестве одной из упомянутых возможностей в [22] рассмотрен случай использования в зондировании на основе лазерного приема двух лазерных источников, один из которых — передатчик, а второй — приемник. Между лазерами устанавливается оптическая связь через внешний отражающий объект за счет использования более мощного зондирующего лазера. Анализ задачи показал, что для описания процесса «выжигания» провала в спектре генерации пробного лазера справедливы все приведенные выше соотношения, если параметр q_0 , определяемый формулами (6.15), (6.23)

заменить на $q_0(P_2/P_1)$, где P_2/P_1 — отношение выходных мощностей генерации зондирующего и пробного лазеров.

Длительность воздействия рассеянного излучения должна превышать характерное время жизни фотона в резонаторе пробного лазера t_ϕ .

Предложенная схема бистатического лидара при $P_2/P_1 \gg 1$ дает выигрыш в дальности зондирования или при фиксированной дальности позволяет повысить отношение сигнал/шум $\Delta\bar{I}(\omega_k)/\xi_0 t_\phi$, $\Delta\bar{I}_0/\xi_0 t_\phi$. Последнее обстоятельство косвенно способствует улучшению спектральной чувствительности лидарных измерений. Кроме того, если прием эксигнала производится в момент «разгорания» генерации лазера-приемника (при отсутствии насыщения коэффициента усиления), то последний будет реагировать максимально на сигналы рассеяния, поступающие с расстояний $z_{\text{опт}} = c\Delta t_3/2$, где Δt_3 — задержка начала генерации лазера-приемника по отношению к лазеру-передатчику. Это открывает возможность измерения профилей поглощающих газов по трассе зондирования.

Следующая возможность повышения потенциала лидара [22] заключается в использовании методики конкурирующих пучков, которая сводится к помещению общего активного элемента одновременно в двух резонаторах с пересекающимися осями. За счет подбора коэффициентов отражения выходных зеркал $r_2^{(1)}$ и $r_2^{(2)}$ получают разные добротности резонаторов, обеспечивающих работу лазера-приемника вблизи порога генерации ($I_{\text{п}}/I_0 \gg 1$), т. е. с максимальной чувствительностью, а лазера-передатчика — в режиме генерации с максимальной мощностью. При этом локальное увеличение числа возбужденных центров $N(\omega_k)$ в местах провалов в спектре генерации маломощного лазера будет сниматься в процессе генерации мощного лазера. В итоге за счет стабилизации коэффициента усиления активного элемента может быть достигнут выигрыш в спектральной чувствительности лидара. Картина, качественно аналогичная схеме конкурирующих пучков, возникает в случае использования в лидаре лазера с кольцевым резонатором, в котором излучается волна, распространяющаяся в генераторе, например, по часовой стрелке, а принимается на лазер и усиливается волна, распространяющаяся соответственно против часовой стрелки.

Спектральная чувствительность лазера к частотно-зависимому внешнему воздействию, как уже отмечалось выше, зависит от способа регистрации сигналов без или с модуляционной методикой.

В случае использования амплитудной или фазовой модуляции лидарного сигнала с последующим его синхронным детектированием находится отношение $\Delta\bar{I}(\omega_k)/\Delta\bar{I}_0$ по (6.40), которое пропорционально протяженности трассы z вне зависимости от работы с когерентной или некогерентной составляющими взаимодействий опорного и сигнального полей.

При регистрации разности возмущений интенсивности генерации на и вне линии атмосферного поглощения по формуле вида (6.39) зависимость от длины локационной трассы z носит более сложный характер через произведение $g_0 z$ [19].

Так, при некогерентном лазерном приеме ($\alpha_1=1, \alpha_2=0$) зависимость спектральной чувствительности лидара имеет вид $\sim z^{-2}$.

Для когерентного приема ($\alpha_1=0, \alpha_2=1$) при $\rho_c \ll R_0$ в случае $f_m \ll V_{\perp}/\rho_c$ получаем $(\Delta \bar{I}(\omega_k) - \Delta \bar{I}_0)/I_0 \sim z^{-3}$ и в случае $f_m \gg V_{\perp}/\rho_c$ получаем $\sim z^0$. При $\rho_c \gg R_0$ и $f_m \gg V_{\perp}/R_0$ величина $(\Delta \bar{I}(\omega_k) - \Delta \bar{I}_0)/I_0 \sim z^1$. Приведенные зависимости от длины трассы не учитывают временную деградацию когерентности лазерного источника $h(t)$. Если аппроксимировать $h(t)$ зависимостью $\sim t^{-1} = c/z$, тогда при когерентном методе приема в $(\Delta \bar{I}(\omega_k) - \Delta \bar{I}_0/I_0)$ появляется дополнительный множитель $\sim z^{-1}$.

6.5.2. Нелинейная реакция узкополосного непрерывного лазера на когерентный эксосигнал

Следуя [13] рассмотрим кратко вопрос о влиянии частоты модуляции излучения на чувствительность ЛП-лидара (лазерного приема лидара) с непрерывным лазерным источником.

Исходные уравнения, вытекающие из (6.18) и (6.35), имеют вид:

$$\frac{d\bar{I}}{dt} = v\mu\bar{I}(t) [\sigma N - \rho_0 + q(1 + \cos(\Omega_m t + \psi))] + \xi_0, \quad (6.41)$$

$$\frac{dN}{dt} = G - N/t^* - v\mu\sigma N I, \quad (6.42)$$

где $\rho_0 = \beta - \ln r_1 r_2 / 2l$, q — эффективный параметр внешнего воздействия в случае (6.23), $\Omega_m = 2\pi f_m$ — частота синусоидальной модуляции излучения на выходе лазера, ψ — постоянный фазовый сдвиг, которым далее будем пренебрегать.

Вследствие инерционности процессов заселения и распада возбужденных состояний лазер обладает характерной частотой собственных релаксационных колебаний

$$\Omega_p \simeq [(g - 1)\rho_0 v / t^*]^{1/2} \approx 10^4 \div 10^6 \text{ Гц}, \quad (6.43)$$

где $g = G/G_{\pi}$ — превышение уровня накачки над пороговым.

В зависимости от отношения между Ω_m и Ω_p представляют физический интерес предельные случаи «плавной» и «быстрой» модуляции эксосигналов. В случае «плавной» модуляции для нелинейной реакции лазера на внешний сигнал получено следующее установившееся решение:

$$\Delta \bar{I}/I_0 \approx q(1 - q)^{-1} g(g - 1)^{-1} \cos \Omega_m t. \quad (6.44)$$

В случае «быстрой» модуляции $\Omega_M \gg \Omega_p$ от (6.41)—(6.42) целесообразно перейти к линеаризованному уравнению для малых вариаций средней плотности фотонов $\Delta \bar{I}$, полагая $\bar{I} = I_0 + \Delta \bar{I}$. Решение последнего, отвечающее установившемуся режиму синусоидальных колебаний с частотой Ω_M , имеет вид

$$\frac{\Delta \bar{I}}{I_0} \approx \frac{\rho_0 q v \sqrt{\Omega_M^2 + (g/t^*)^2}}{((g-1) v \rho_0 / t^* - \Omega_M)^2 + \Omega_M^2 t^* / g^2} \cos \Omega_M t. \quad (6.45)$$

Из полученного решения следует принципиальная возможность существенного (на один порядок величины и более) повышения чувствительности лазера к внешнему воздействию, промодулированному на частоте, близкой к резонансной частоте собственных релаксационных колебаний лазера Ω_p .

6.5.3. ЛП-лидары с широкополосным спектром для сверхчувствительной диагностики газовых аномалий в атмосфере

Рассмотрим техническую реализацию изложенного выше метода нелинейного детектирования экосигналов в приложении к задаче, связанной с обнаружением локальных газовых выбросов в сверхнизких концентрациях, когда оптические толщи резонансного газового поглощения существенно меньше единицы и традиционная методика газоанализа по двухпроходному поглощению на трассе не эффективна. В [23, 29] разработана аппаратура лазерного приема лидаров (ЛП-лидаров) с твердотельными лазерными элементами на рубине, перестройка полосы генерации которого путем терморегуляции активного элемента принципиально обеспечивает сверхчувствительный газоанализ в атмосфере фоновых концентраций O_2 , H_2O , NO_2 , CN , I с малой измерительной базой (50—150 м), для которой минимальные оптические толщи поглощения $\tau(\omega_b)$ составляли 10^{-4} — 10^{-3} .

Учитывая уникальность и метода и аппаратурной реализации ЛП-лидаров, дадим для иллюстрации краткое описание ЛП-лидара с твердотельным лазером на рубине и выносным зеркальным отражателем. Резонатор лазера образован диэлектрическим зеркалом и выходным зеркалом, роль которого выполняет торец линзы с диэлектрическим покрытием. Предусмотрена система вакуумирования до 10^{-2} тор и заполнения заданным газовым составом с регулируемыми парциальными давлениями газов активной части резонатора и полости телескопа. Лазер работает в импульсно-периодическом режиме с частотой 0,5 Гц, без модуляции добротности. Часть излучения выводится через зеркало резонатора с коэффициентом пропускания 1—2 % и поступает на систему регистрации. В лидаре предусмотрены отображение на осциллографе кинетики мощности лазерной генерации, а также регистрация тонкой структуры спектра лазерной генерации с по-

мощью комбинированного интерферометра Фабри—Перо, обеспечивающего спектральное разрешение до $0,01 \text{ см}^{-1}$. Разработана система автоматизированной регистрации интегрального за время генерации спектра, которая содержит телекамеру с видеоконтрольным устройством (в полевом варианте лидара — линейку приемников с зарядовой связью на 1040 элементов); аналогоцифровые преобразователи, буферное запоминающее устройство с каналом вывода на графопостроитель, дисплей и мини-ЭВМ «Электроника-60».

Настройка контура линии генерации ЛП-лидара на центры линий поглощения зондируемых атмосферных газов производилась методом изменения температуры рубинового стержня, помещенного в рубашку с охлаждающей жидкостью. При изменении температуры охлаждающей жидкости от -20 до $+75$ °С осуществляется плавная, практически линейная перестройка центра контура усиления лазера в интервале длин волн генерации 693,8—694,6 нм. В указанный спектральный диапазон попадает ряд линий поглощения газов H_2O , O_2 , CN , I , NO_2 и их изотопных модификаций, что позволяет осуществлять диагностику интегрального содержания перечисленных газов на атмосферной измерительной трассе, сосредоточенной между зеркалами измерителя.

Настройка полосы генерации на фиксированные линии осуществляется с использованием экспериментального калибровочного графика температурной зависимости и системы отображения спектра генерации на экране дисплея. На кольцевых интерферограммах контура полосы генерации наблюдалось «выжигание» спектра на линии поглощения за счет сверхвысокой спектральной чувствительности лидара. Максимальная спектральная чувствительность к обнаружению селективного поглощения атмосферной трассы на линиях O_2 и H_2O по величине оптической толщи и в приведенном эксперименте достигала примерно 10^{-4} .

Из результатов теории ЛП-лидара, изложенной в п. 6.5.1, следует в частности, что его потенциал по спектральной чувствительности и точности трассовых измерений при регистрации влияния внешнего воздействия по глубине выжигаемого провала должен зависеть от таких параметров установки, как эффективный коэффициент внешнего отражения; уровень и стабильность отношения мощности накачки к порогу генерации; воспроизводимость пикового режима генерации и характерная длительность пиков, определяющие процессы «стирания памяти» о выжигаемом провале.

Кратко рассмотрим результаты исследований кинетики лазерной генерации с учетом проявления внутри и вне резонаторных стохастизирующих факторов. В [20] экспериментально установлена реакция лазера на процесс адсорбции или десорбции молекул на оптических элементах резонатора, которая может быть практически использована, например, для дистанционной индикации адсорбированных веществ при помощи лазеров с областью перестройки, превышающей ширину выбранных спектров поглощения адсорбированных веществ.

В экспериментах [23] по влиянию атмосферной турбулентности на кинетику лазерной генерации с выносным зеркалом на трассе, составляющей 160 м, обнаружена зависимость кинетики лазерной генерации от оптико-метеорологических условий. Из полученных осциллограмм следует, что при слабой турбулентности ($C_n^2 = 10^{-15} \text{ см}^{-2/3}$) и отсутствии атмосферных осадков генерация имела вид регулярных пичков со скважностью 100—200 мкс, характерных для кинетики лазерной генерации в «длинном» резонаторе с высокой добротностью [41]. В условиях сильной турбулентности генерация носила квазинепрерывный характер. Аномально большие значения длительности квазинепрерывной (без срыва процесса) генерации (1,1 мс) наблюдались в условиях осадков в виде снега и дождя, что связывается авторами с процессами непрерывного сбоя фазы излучения, приводящими к статистически равномерному снятию инверсии населенности в активном элементе.

Генерация в лазере с атмосферным резонатором $z=160$ м устойчиво осуществлялась, в том числе в условиях пониженной метеорологической дальности видимости $S_m=250 \div 300$ м во время осадков, если мощность накачки активного элемента в 3—4 раза превышала пороговую (для лазера с коротким резонатором). Регистрируемый интегральный за время импульса спектр излучения практически для всех метеоусловий оставался гладким с полушириной $0,5\text{--}0,65 \text{ см}^{-1}$. Наличие на измерительной трассе селективных потерь приводило к образованию провала в спектре лазерной генерации. Исследования показали, что наибольшая относительная глубина «выжигаемого» провала достигается при небольших превышениях над порогом мощности накачки ($g \leq 1,1$), что согласуется с результатами теории. Увеличение спектральной ширины селективных атмосферных потерь приводило к возрастанию общей ширины контура линии лазерной генерации.

Проведены измерения спектра излучения лазера при совпадении центра контура линии излучения лазера с частотой поглощения вышеуказанных линий паров H_2O и O_2 при минимальном коэффициенте отражения зеркал резонатора $r_3=5\%$ и $r_2=0,5$. Следует отметить, что в связи с высокой концентрационной чувствительностью лидара при температурах $T \geq -20^\circ\text{C}$ обрабатывались крылья линии. Для варьирования чувствительностью ЛП-лидара наиболее оптимальной оказалась его конструкция с регулируемым коэффициентом отражения r_2 .

В качестве выносных зеркал использовались плоское алюминированное зеркало, ненапыленные стеклянные пластины и листы дуралюминия с матовой поверхностью. Коэффициент отражения зеркала изменялся напылением на торец линзы или плоского рубинового стержня различного количества слоев диэлектрического покрытия.

При работе лазера, когда r_2 изменялось в пределах 50—6%, а r_3 составляло 30%, заметного уменьшения в спектральной чувствительности (относительно лазера с $r_2=0$) не наблюдалось.

Были измерены глубины «провала» на линии молекул кислорода $\lambda(\text{O}_2) = 694,6$ нм в зависимости от параметров резонатора (здесь I_0 — интенсивность спектра излучения линии генерации без селективного поглощения, ΔI — величина «провала» в центре линии).

Результаты соответствующих измерений для паров воды ($\lambda = 694,3$ нм) показали, что при превышении мощности накачки над пороговой ($g \approx 1,1$) минимально регистрируемый коэффициент поглощения составлял $1,4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$.

Полученные данные показали, что заметное загробление спектральной чувствительности ЛП-лидара происходит при увеличении коэффициента отражения до $r_2 \gtrsim 50\%$. Это можно использовать на практике в случае повышенной измеряемой концентрации газа. Достаточно высокая чувствительность лидара $\alpha_g \approx 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ при низких коэффициентах эффективного отражения ($r_3 \approx 10^{-2}$) позволяет использовать естественные слабоотражающие поверхности как зеркало резонатора (например, поверхности воды и льда, альбедо которых близки к приведенному выше).

Достигнутая точность высокочувствительных измерений интегрального по трассе содержания H_2O с использованием в качестве репера линии поглощения O_2 составила в среднем 85% [13, 23]. Принципиальные возможности повышения точности измерений с помощью ЛП-лидара связаны с использованием в качестве внутреннего репера расположенных в пределах контура лазерной генерации линий поглощения специально подобранных сортов и давлений газов или изотопов исследуемых газов, напускаемых в кювету. При этом устраняются погрешности измерений, обусловленные невозпроизводимостью кинетики пичковой генерации и условий на трассе распространения в единичных лазерных пусках.

В результате проведенных исследований и разработки конструкции ЛП-лидаров с твердотельным активным элементом установлена высокая спектральная чувствительность α_g к слабому газовому поглощению в атмосфере на трассе длиной около 100 м, достигающая с лазером на рубине примерно 10^{-8} см^{-1} при коэффициенте эффективного внешнего отражения $r_3 = 10^{-1}$ и 10^{-7} см^{-1} при $r_3 = 10^{-2}$. Обнаружено существенное влияние процессов адсорбции-десорбции газов на зеркалах резонатора и стохастизирующих атмосферных факторов (турбулентность осадков) на спектрально-кинетический режим работы лазера с внешним отраженным сигналом. Проиллюстрирована возможность измерения газовых компонент атмосферы в широком диапазоне варьирования метеоусловий и регулируемой с помощью коэффициент выходного зеркала лазера r_2 концентрационной чувствительностью измерений. Показано, что наибольший положительный эффект от использования данного типа ЛП-лидара достигается при зондировании с малой измерительной базой, что имеет принципиальное значение для обнаружения локальных газовых выбросов в атмосфере и цехах крупных металлургических, химических и других

производств, а также для экспресс-диагностики спектральных проявлений физико-химических процессов в пучках интенсивного лазерного излучения.

6.5.4. Когерентные лидары с внутриврезонаторным гетеродинамированием экосигналов

В наших работах [19, 23, 31] сообщается о результатах разработки двух типов ЛП-лидаров с дискретно перестраиваемыми по переходам газовыми лазерами на Ag и CO₂. Непрерывный режим работы указанных лазеров позволил впервые реализовать когерентный прием с внутриврезонаторным смещением опорного и рассеянного световых полей, что обеспечило целый ряд преимуществ в зондировании по сравнению с внерезонаторным гетеродинамированием: существенное повышение оптической помехозащищенности и энергетической чувствительности к улавливаемому внешнему сигналу, а также увеличение спектральной чувствительности за счет конкуренции связанных лазерных переходов, один из которых должен совпадать с линией атмосферного поглощения, а другой находится в «окне прозрачности». Для лазера на Ag рабочими переходами служили длины волн 496,5 и 515,5 нм, которые использовались для зондирования на атмосферной трассе $z \approx 120$ м фоновых концентраций NO₂ на уровне $(0,05 \pm 0,01)$ млн⁻¹.

Интересными возможностями по измерению широкого набора малых газовых примесей обладает когерентный ЛП-лидар с дискретно перестраиваемыми по 70 переходам *P* и *R*-ветвей лазером на CO₂, в полосу генерации которого попадают линии поглощения более 30 газов и паров веществ, таких как NH₃, CH₄, C₂H₆, O₃, CO₂, NO₂, H₂O и др. Перестройка частоты излучения осуществлялась с помощью дифракционного ответвителя, в направлении первого порядка дифракции которого устанавливалось на пьезокерамике плоское зеркало. Программно-управляемыми колебаниями угла поворота и осевого смещения плоского зеркала достигались соответственно перестройка генерации по лазерным переходам и частотная модуляция в пределах каждого отдельно взятого перехода. Последнее обстоятельство обеспечивало эффект гетеродинамики биений на разностной частоте опорного и рассеянного полей в случае внешнего отражения от неподвижного зеркала или топографического объекта. Достигнутая энергетическая чувствительность ЛП-лидара к когерентному внешнему сигналу составила примерно 10^{-12} Вт·Гц^{-1/2}, что в среднем на порядок величины превышает чувствительность внерезонаторного гетеродинамирования приема. Дополнительный выигрыш в спектральной чувствительности, как уже отмечалось, может быть достигнут при использовании одновременной генерации на двух конкурирующих переходах, что иллюстрируется рис. 6.9 [48].

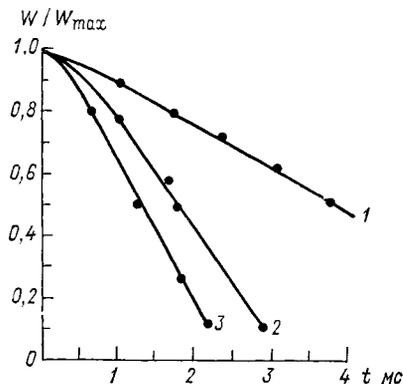
Высокие спектральная чувствительность и помехозащищенность позволяют вести измерения фоновых концентраций атмосферных

примесей в различное время суток при измерительной базе $z \approx 500$ м (рис. 6.10) [48].

Таким образом, рассмотренные выше методы нелинейного детектирования сверхслабых лидарных сигналов позволяют су-

Рис. 6.9. Зависимость спектральной чувствительности гетеродинного ЛП-лидара на основе перерастраиваемого по переходам CO_2 -лазера низкого давления от оптической толщи селективного поглощения на трассе.

1 — одноволновая генерация на линии R (20);
2 и 3 — одновременная генерация на лазерных переходах R (20) и P (20) с внутривибрационной конкуренцией с отношением средних мощностей генерации переходов на и вне линии поглощения соответственно $b=3$ и $b=8$.



щественно (на несколько порядков величины) повысить спектральную чувствительность измерений на слабых линиях поглощения и одновременно обеспечить оптическую помехозащиту

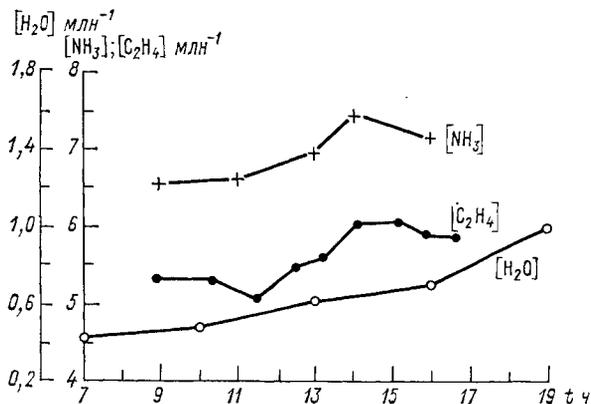


Рис. 6.10. Трассовые измерения ЛП-лидаром на CO_2 -лазере суточного хода фоновых концентраций атмосферных примесей C_2H_4 , N_3 , H_2O с измерительной базой примерно 500 м вблизи промышленного центра.

ность аппаратуры к некогерентному фону. Преимущества ЛП-лидаров по сравнению с традиционной аппаратурой измерений по дифференциальному двухпроходному поглощению излучения проявляются в первую очередь для малых измерительных трасс. Это имеет принципиальное значение в целом ряде научно-технических приложений по обнаружению аэрозольно-газовых аномалий атмосферы с целью идентификации нелинейных оптических

эффектов и искусственных возмущений среды в каналах лазерного излучения, локализации месторождений полезных ископаемых по газам-спутникам или мест аварий на магистральных нефте- и газопроводах и т. д.

6.6. Методы нелинейной спектроскопии комбинационного рассеяния газовых и аэрозольных сред

Использование нелинейностей типа вынужденного комбинационного или параметрического рассеяния при многофотонном оптическом смещении открывает ряд новых возможностей в лазерной диагностике газовых сред [3, 9, 12, 44, 45, 47, 48], аэрозолей [14, 34—35, 41], а также температуры и напряженности собственного электрического поля атмосферы [43].

6.6.1. Дистанционная спектроскопия газовых сред при многофотонном оптическом смещении

Когерентное (сфазированное) воздействие на среду мощных оптических полей обуславливает появление высших (нелинейных по полю) членов разложения поляризации этой среды P . Для газов и жидкостей, которые не обладают инверсионной симметрией, квадратичный член разложения равен нулю, а нелинейную поправку третьего порядка можно записать в виде [3]

$$\vec{P}^{(3)}(\vec{r}, \omega_c) = \left(\vec{k}_c/k_c\right) \chi^{(3)} \vec{E}(\omega_0) \vec{E}(\omega_1) \vec{E}^*(\omega_2) \exp\left\{i\vec{r}\left[\vec{k}_0 + \left(\vec{k}_1 - \vec{k}_2\right)\right]\right\}, \quad (6.46)$$

где $\omega_0, \omega_1, \omega_2$ и $\vec{k}_0, \vec{k}_1, \vec{k}_2$ — частоты и волновые векторы зондирующего излучения и излучений накачки; ω_c и \vec{k}_c — комбинационная частота и волновой вектор когерентного антистоксового (или стоксового) рассеяния, которые удовлетворяют условиям синхронизма:

$$\omega_c = \omega_0 \pm (\omega_1 - \omega_2), \quad (6.47)$$

$$\vec{k}_c = \vec{k}_0 \pm (\vec{k}_1 - \vec{k}_2), \quad (6.48)$$

$\chi^{(3)}$ — комплексная величина диэлектрической восприимчивости, являющаяся тензором третьего ранга.

В развернутом виде восприимчивость среды $\chi^{(3)}$ можно записать как сумму трех слагаемых:

$$\chi^{(3)} = \chi_{\text{Re}}^{(3)} + i\chi_{\text{Im}}^{(3)} + \chi_{\text{нр}}^{(2)}. \quad (6.49)$$

Первые два члена отражают вклад колебательного резонанса разности частот $(\omega_1 - \omega_2)$ с комбинационной частотой избранного газа, а за третий член ответственны вклады нерезонансных взаи-

модействий главным образом электронных переходов других атмосферных газов.

В зависимости от того, какая из величин $\chi^{(3)}$, действительная или мнимая, ответственна за исследуемый процесс, различают [9] три типа многофотонных процессов:

1. Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) или усиление пробной волны в поле волны накачки, сдвинутой относительно второй на частоту комбинационного перехода Ω . За этот тип рассеяния ответствен член $\chi_{1m}^{(3)}$.

2. Резонансно индуцированный керр-эффект (РИКЭ). Он заключается в изменении состояния поляризации пробной волны $\vec{E}(\omega_0)$ в поле линейно или циркулярно поляризованной волны накачки $\vec{E}(\omega_1)$, наводящей анизотропию показателя преломления среды. Частоты волн сдвинуты на величину $\Omega = \omega_1 - \omega_0$.

3. Эффект когерентного антистоксового рассеяния света (КАРС). Эффект заключается в параметрическом усилении сигнала комбинационного рассеяния пробной волны в антистоксовой области. В простейшем случае, когда одна волна накачки ω_1 совпадает с ω_0 , из (6.47) следует, что $\omega_c = 2\omega_0 - \omega_1$, а $\vec{k}_c = 2\vec{k}_0 - \vec{k}_1$.

Интенсивность рассеянного излучения во втором и третьем случаях определяется квадратом модуля $|\chi^{(3)}|^2$, что существенно искажает форму полезного сигнала из-за вклада фона нерезонансного рассеяния.

Резонансная часть восприимчивости может быть выражена через дифференциальные сечения спонтанного комбинационного рассеяния (СКР) — $d\sigma/d\Omega$ [9]:

$$\chi_{\text{Re}}^{(3)} + i\chi_{\text{Im}}^{(3)} \approx \frac{2c^4}{\hbar\omega_2^4} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \frac{N\Omega}{\Omega^2 - (\omega_1 - \omega_2)^2 - i\gamma(\omega_1 - \omega_2)}, \quad (6.50)$$

где Ω — частота комбинационного резонанса, N — число молекул, γ — константа затухания.

Приведем результаты оценок отношения между сигналами КАРС и СКР ($G_{\text{КАРС}}/G_{\text{СКР}}$), для типичных значений $d\sigma/d\Omega \approx 10^{-30} \text{ см}^2 \cdot \text{ср}^{-1}$; $\gamma = 0,1 \text{ см}^{-1}$; $\Omega = 5 \cdot 10^9 \text{ Гц}$.

Для $\omega_0 = 0,532 \text{ мкм}$ имеем [43]:

$$G_{\text{КАРС}}/G_{\text{СКР}} \approx 10^{-6} p G(\omega_1) G(\omega_2), \quad (6.51)$$

где p — парциальное давление исследуемого газа (мм рт. ст.). Так, для $G(\omega_1) = G(\omega_2) = 1 \text{ МВт}$ и $p = 1 \text{ мм рт. ст.}$ получается выигрыш примерно $10^6 - 10^7$ при полном перехвате пучка КАРС.

С целью уменьшения влияния фона нерезонансного рассеяния разработаны методики, использующие поляризационную и временную дискриминацию в сигнале КАРС [3], а также селективное усиление полезного сигнала при совпадении хотя бы одной из частот накачки с частотой электронного резонанса исследуемых молекул.

Первая методика заключается в измерении в спектре параметров эллиптической поляризации сигнала КАРС. Возникновение эллиптической поляризации сигнала КАРС в поле линейно поляризованных волн накачки обусловлено неколлинеарностью и наличием фазового сдвига между резонансной и нерезонансной составляющими вектора нелинейной поляризации среды $\vec{P}_{\text{рез}}^{(3)}$ и $\vec{P}_{\text{нр}}^{(3)}$.

В конкретных схемах лабораторного эксперимента [3] использование методики когерентной эллипсометрии позволило зарегистрировать спектральные линии с погрешностью 35 %, интенсивность которых была на три порядка величины ниже уровня некогерентного нерезонансного фона.

Вторая из упомянутых выше методик временной дискриминации $\chi_{\text{рез}}^{(3)}$ и $\chi_{\text{нр}}^{(3)}$ основана на более быстром затухании нерезонансной части восприимчивости среды, характеризуемом десятками пикосекунд.

Эффективность третьей методики селективного усиления достигает 2—3 порядков величины. Она представляет практический интерес лишь для тех газов и паров веществ, которые имеют линии электронного резонанса в видимой области спектра.

Главным препятствием на пути к широкому использованию КАРС в лазерном зондировании атмосферы является требование фазового синхронизма вида (6.48). В результате формируемый пучок излучения КАРС является попутным, т. е. распространяется в сторону от источников излучения даже при использовании пересечения неколлинеарных световых пучков. Тем не менее в печати опубликованы результаты исследований, иллюстрирующие по крайней мере три принципиальные возможности использования нелинейной спектроскопии в дистанционных измерениях [11, 35, 43].

Рассмотрим кратко указанные возможности. В [11] для обеспечения дистанционности измерений предложено использовать в качестве пробной волны $\vec{E}(\omega_0)$ компоненту обращенной в среде за счет ВРМБ (вынужденного рассеяния Мандельштамма—Бриллюэна) волны $\vec{E}(\omega_1)$. В качестве источника информации использован эффект РИКЭ, в котором, как уже выше отмечалось, измеряется модуляционная составляющая интенсивности деполяризованной компоненты пробной волны с частотой $\omega_0 = \omega_1 - \Omega$, где Ω — частота исследуемого резонанса комбинационного рассеяния.

Эксперименты проводились на лабораторной установке, обеспечивающей с помощью второй гармоники одномодового лазера на АИГ ($\lambda = 532$ нм) и перестраиваемого с помощью микропроцессора лазера на красителе — ЛК ($\lambda = 550$ —585 нм, ширина линии $\Delta\omega_2 = 1,7$ см⁻¹) мощности генерации около 1 МВт каждый. Волна

$\vec{E}(\omega_1)$ была поляризована линейно, а $E(\omega_2)$ — циркулярно. Пучки лазеров накачки фокусировались через открытую поверхность

жидкости (рис. 6.11 б). Деполяризованная компонента обращенной методом ВРМБ волны $\omega_0 = \omega_1 - \Omega$ отводилась в систему регистрации кальцитовой призмой. При этом в жидкости реализовался четырехфотонный процесс вида

$$\omega_2 + (\omega_0 - \omega_2) \rightarrow \omega_0'$$

и волна $E(\omega_0)$ при выполнении условия $\omega_0 - \omega_2 \approx \Omega$ становилась эллиптически поляризованной. Измерения эффекта проведены в растворах бензола в этаноле и воде. Прикладной аспект таких измерений связан с обнаружением ароматических углеводородов,

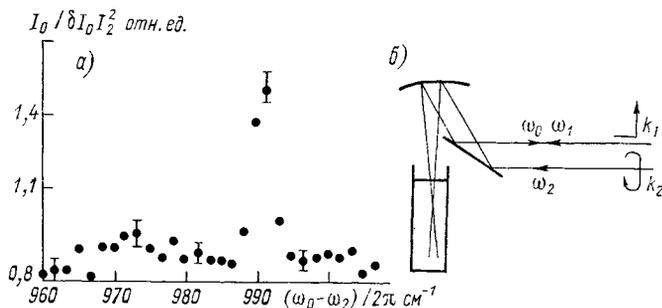


Рис. 6.11. Зависимость деполяризованной компоненты излучения на частоте ω_0 от расстройки частоты биений (а) и схема измерений (б).

входящих в состав загрязняющих водные бассейны нефтепродуктов.

На рис. 6.11 а показан один из результатов измерений [11] спектра раствора бензола в концентрациях около 30 млн^{-2} в дистиллированной воде. Накопление сигнала в режиме счета фотонов проводилось по 50 лазерным пускам. На рисунке виден максимум, соответствующий линии бензола с частотой $\Omega/2\pi = 992 \text{ см}^{-1}$. Недиспергирующий пьедестал спектра связан с наличием неполностью подавленного когерентного фона, обусловленного электронной и керровской нелинейностями. Потенциальные возможности установки позволяют увеличить минимально обнаруживаемые концентрации бензола на порядок величины, которые слабо зависят от дальности зондирования из-за узкой ($\sim 10^{-3}$ рад) диаграммы направленности обращенной волны $E(\omega_0)$. Принципиальные ограничения по дальности связаны с необходимостью превышения порога ВРМБ в воде для одной из волн накачки.

В работе [35] в условиях атмосферных экспериментов с лазерным излучением на длине волны $\lambda = 532 \text{ нм}$ и импульсной мощностью более 10 МВт зарегистрирован нелинейный эффект встреч-

ного усиления комбинационного рассеяния в водно-капельных туманах и осадках. Измерения спектров комбинационного рассеяния (рис. 6.12) проводились в наиболее интенсивной полосе валентных колебаний жидкой воды $\Omega \approx (3 \div 3,6) \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$. При этом вместо типичной для СКР широкой полосы $\Delta\Omega \approx (3,1 \div 3,6) \times 10^3 \text{ см}^{-1}$ регистрировались два разрешенных по структуре максимума ВКР, совпадающих с симметричным колебанием ω_1 и обертоном деформационного колебания $2\omega_2$, соответствующих резонансу Ферми. В приведенном эксперименте суммарный сигнал спектра ВКР и флуоресцентной подложки более чем на порядок величины превышал уровни сигналов СКР жидкой воды.

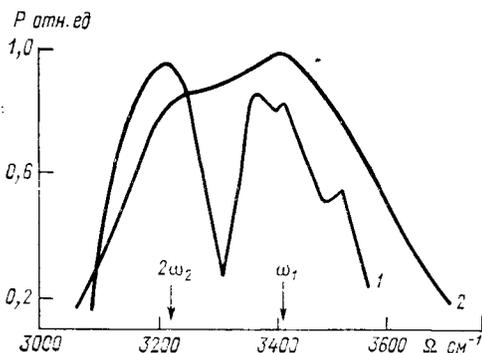


Рис. 6.12. Регистрация нелинейного эффекта встречного усиления комбинационного рассеяния излучения ($\lambda_3 = 532 \text{ нм}$, $P \approx 10^7 \text{ Вт}$, $t_n \approx 40 \text{ нс}$) в водном аэрозоле.

1 — спектр ВКР с разрешенными по структуре колебаниями, соответствующими резонансу Ферми; 2 — спектр СКР.

В ряде задач, связанных с анализом населенностей по уровням в пламени, электрических разрядах и лазерной плазме, когда объекты исследований обладают сильным собственным свечением, КАРС спектроскопия может дать существенный выигрыш по сравнению с методом СКР. Для измерения колебательной и вращательной температур разработаны методики измерений по отношениям интенсивностей фрагментов «горячих» полос в спектрах КАРС [3, 10]. При этом относительная дистанционность измерений основывается на технике неколлинеарного КАРС [10] с использованием пространственно разнесенных передатчиков и приемника излучения. Если в качестве одного из лучей накачки использовать широкополосное излучение, то получается выполнение комбинационного резонанса для основного и «горячих» комбинационных переходов одновременно. Поскольку углы фазового синхронизма в соответствии с (6.48) для каждого перехода различны, то возможно разделение антистоксовых лучей не только между собой, но и по отношению к пучкам накачки, что позволяет значительно снизить требования к спектроанализирующей аппаратуре. Соотношения для определения колебательной T_K и вращательной $T_{вр}$ температур в разрешенной структуре полосы спектра КАРС через соответствующие интенсивности излучения I'_K/I_K и

$I'_{\text{вр}}/I_{\text{вр}}$ имеют вид [3]:

$$\frac{2\hbar c}{k_{\text{Б}}T_{\text{в}2}} \alpha e J(J+1) - \frac{2\hbar c}{k_{\text{Б}}T_{\text{к}}} \Omega_{\text{к}} - 2\Omega_{\text{к}}\chi_{\text{к}} = \ln \left[\frac{I'_{\text{к}}}{I_{\text{к}}} \frac{\gamma'^2}{(2\gamma)^2} \right]; \quad (6.52)$$

$$\frac{2\hbar c B}{k_{\text{Б}}T_{\text{вр}}} [J'(J'+1) - J(J+1)] = \ln \left[\frac{I'_{\text{вр}}\gamma^2}{I_{\text{вр}}\gamma'^2} \left(\frac{2J'+1}{2J+1} \right) \right], \quad (6.53)$$

где $k_{\text{Б}}$, $\chi_{\text{к}}$ — постоянные Больцмана и ангармоничности, B — вращательная постоянная, J' , J — вращательные квантовые числа соответствующих переходов, α — поляризуемость линий.

Аналогичным образом техника неколлинеарного КАРС может быть использована для регистрации направления и абсолютной величины вектора напряженности постоянного электрического поля в свободной атмосфере или, например, вблизи высоковольтных линий электропередач [10, 43]. Для этого вектор напряженности \vec{E}_0 включается в схему КАРС. Обозначим через θ и φ — углы сферической системы координат, характеризующие ориентацию вектора \vec{E}_0 в точке пространства. Тогда в соответствии с [10] для определения модуля и ориентации \vec{E}_0 необходимо осуществить пять замеров сигнала КАРС $I_i(\omega + \Omega)$ для набора состояний поляризации лазерных пучков накачки с частотами ω и Ω :

$$\begin{aligned} I_1 &= B \cos^2 \theta; & I_2 &= B \rho^2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi, \\ I_3 &= B(1 - \rho)^2 \sin^2 \theta \cos^2(\varphi - \theta), \\ I_4 &= B(\cos \theta + \rho \sin \theta \cos \varphi)^2/4, \\ I_5 &= B[\cos \theta + (1 - 2\rho) \sin \theta \cos(\varphi - \theta)]^2/4, \end{aligned} \quad (6.54)$$

где $B = AI(\omega)I(\Omega)|\chi_{1111}^{(3)}|^2 E_0^2$, $A = \text{const}$, $\rho = \chi_{1111}^{(3)}/\chi_{1111}^{(3)}$ — величина, характеризующая степень деполяризации рассеянного света в среде, $\chi_{ijkl}^{(3)}$ — компоненты резонансной части тензора нелинейной (кубической) восприимчивости среды.

Оценки пороговой чувствительности метода E_0^{min} показали, что, например, при $\omega = 4,32 \cdot 10^{14}$ Гц ($\lambda = 694,3$ нм), $\Omega = 6,99 \cdot 10^{13}$ Гц ($\lambda = 4292$ нм), $I(\Omega) = 0,1$ МВт, $I(\omega) = 0,1$ МВт, $t_{\text{н}} = 10$ нс и при минимально регистрируемом сигнале $I_i = 10^{-15}$ Вт ($\sim 3 \cdot 10^3$ фотон/импульс) получаем $E_0^{\text{min}} = 5 \cdot 10^{-3}$ ед. СГСЭ $\approx 1,5$ В/м.

6.6.2. Использование в зондировании эффекта нелинейного комбинационного рассеяния света на резонансных колебаниях формы частиц

Интенсивный свет оказывает пондеромоторное действие на частицы аэрозолей, вызывая колебания поверхности капель и ориентацию асферичных твердых частиц при их ускорении в вязкой

среде. В первом случае оказывается возможным возрастание амплитуды активного комбинационного рассеяния света по сравнению со спонтанным в 10^4 — 10^6 раз за счет одновременного воздействия на аэрозоль мощного излучения, модулированного по частоте либо по амплитуде с частотой собственных тепловых колебаний капель заданного размера. В результате, изменяя плавно частоту модуляции, можно получить по рассеянному излучению информацию о спектре размеров капель аэрозоля [26]. Спектр собственных тепловых колебаний сферической капли определяется набором частот [31]

$$\Omega_l^2 = \frac{\sigma}{a^2 \rho_a} l(l-1)(l+2), \quad (6.55)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения частиц. Энергия колебаний частицы представляет собой сумму энергий парциальных колебаний:

$$W_{ln} = \xi_{ln}^2 \sigma (l-1)(l+2)/2, \quad (6.56)$$

где ξ_{ln} — амплитуда парциального колебания, являющаяся максимальной для основного типа колебаний при $l=2$ в форме эллипсоида вращения. Как показано в теоретических работах [14, 25—26, 36], возможно нелинейное возрастание интенсивности комбинационного рассеяния при раскачке колебаний формы частиц интенсивным монохроматическим полем [25] или полем, модулированным по частоте или амплитуде с частотой $\Omega = \Omega_l$ [14, 36].

Для капель атмосферного аэрозоля с $a=10^{-5} \div 10^{-3}$ см основные частоты собственных колебаний Ω_2 составляют 10^5 — 10^8 Гц, что намного меньше частот оптического диапазона. Поэтому для излучения лазеров резонансная раскачка поверхностных колебаний возможна в случае, когда квадрат амплитуды поля $|\vec{E}|^2$ содержит гармонический член с частотой $2\Omega_l$. Это реализуется, например, в результате амплитудной модуляции поля

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \cos(2\Omega_l t) \exp(i\omega t), \quad (6.57)$$

когда $E^2 = E_0^2 (\cos \Omega_l t + 1)$ либо при воздействии двух монохроматических волн с частотой биений $\omega_2 = \Omega_l$. В последнем случае, если волновые векторы падающих волн коллинеарны, а $|E_1| = |E_2| = |E_0|/2\sqrt{2}$, для квадрата амплитуды суммарного поля будет иметь место выражение

$$E^2 = E_0^2 [\cos^2 \omega_1 t + \cos^2 \omega_2 t + \cos(\omega_1 + \omega_2)t + \cos(\omega_1 - \omega_2)t], \quad (6.58)$$

которое содержит слагаемое с частотой биений $(\omega_1 - \omega_2)$.

Для прозрачной частицы механизм раскачки поверхности связан с эффектом пондеромоторного действия поля оптической волны.

Интегральная формулировка задачи [25] имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left(\frac{\rho_a}{2} \int_a v^2 dV_a + \sigma \oint dS_a \right) + \frac{\eta_a}{2} \int_a \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} \right)^2 dV_a = \\ = \oint_a \vec{f} \vec{\nu} \vec{n} dS_a + \int_a (\vec{v} \nabla f_E) dV_a, \end{aligned} \quad (6.59)$$

Здесь V_a и S_a — объем и поверхность деформированной частицы;

$$f_E = \left(\frac{\rho_a}{8\pi} \frac{d\epsilon_a}{d\rho_a} \right) \nabla \left| \vec{E}_a \right|^2 \quad (6.60)$$

— объемная плотность пондеромоторных сил;

$$f = \frac{\epsilon_a - 1}{8\pi} \left[(\epsilon_a - 1) (\vec{E}_a, \vec{n})^2 + \left| \vec{E}_a \right|^2 \right] + f_E \quad (6.61)$$

— скачок нормальной компоненты натяжения электромагнитного поля на поверхности частицы. Уравнение (6.59) представляет собой условие баланса энергии движущейся жидкости.

В выражениях (6.60) и (6.61) \vec{E}_a — напряженность электрической компоненты светового поля внутри частицы с диэлектрической проницаемостью ϵ_a , $\vec{n} = \vec{R}/R$ — нормаль к поверхности частицы. В этих выражениях учитываются лишь низкочастотные составляющие полей.

Оценочное решение [36] для величины относительной деформации поверхности капли γ_{ln} в случае основного типа колебаний $l=2$ и $ka \ll 1$ имеет вид:

$$\gamma_{20} = \left(\frac{a_1}{a_2} - 1 \right) \simeq a^{3/2} F_0 |E_0|^2, \quad (6.62)$$

где $F_0 = (7\epsilon_a + 3) (10\rho_a/6)^{1/2} 22S\eta_a$. Характерное время затухания оценивается как $a^2/S\eta_a$.

С использованием (6.62) в [26] получены выражения для пороговой $I_{п}$ и критической I_{cr} интенсивностей амплитудно-модулированного излучения, которые определяются из условий равенства амплитуды вынужденных колебаний ξ_{20} амплитуде спонтанных (тепловых) колебаний, а также амплитуде, соответствующей границе неустойчивости формы (фрагментации) исходных малых ($ka \ll 1$) частиц:

$$I_{п} \simeq \frac{45}{4} a^{-5/2} F_0 \sqrt{\epsilon_a k_B T}, \quad (6.63)$$

$$I_{cr} \simeq 0,35 \frac{c}{16\pi} (a^{3/2} F_0)^{-1} (\gamma_{20})_{cr}, \quad (6.64)$$

где $(\gamma_{20})_{cr} \approx 1,3$.

Поле, рассеянное малой колеблющейся частицей ($ka \ll 1$), имеет вид

$$\vec{E}_s(\vec{r}, t) = \alpha k^2 \left[\left[\vec{V}_1(\vec{r}, t), \vec{n} \right], \vec{n} \right] \exp(-ikr + i\omega t)/r, \quad (6.65)$$

$$\vec{V}_1 = \int_{V'} E_a^{(0)}(\vec{r}') \exp[ik\vec{n}\vec{r}'] dv', \quad (6.66)$$

где $\vec{E}_a^{(0)}(\vec{r})$ — поле внутри частицы, которое в первом приближении можно положить равным падающему; $\alpha = 3(\epsilon_a - 1)[4\pi(\epsilon_a^2 + 2)]$ — параметр для воды, равный 0,048.

Интеграл V_1 можно представить в виде суммы интеграла по объему частицы радиуса a и интеграла по области, представляющей отклонение от сферичности. Последний будет определять эффект комбинационного рассеяния света. Дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma_c(\theta)$ на частоте Ω_2 , где θ — угол рассеяния, запишется [14] как

$$d\sigma_c(\theta) = \alpha^2 (ka)^8 a^2 \gamma_{20} \frac{32\pi^2}{4s} \left(1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta\right) \sin^4 \frac{\theta}{2} d(\cos \theta). \quad (6.67)$$

Полное сечение комбинационного рассеяния для $(ka) \ll 1$ будет

$$\sigma_c \approx \alpha^2 (ka)^8 a^2 \gamma_{20}. \quad (6.68)$$

Проведем оценки для $a = 10^{-5}$ см, $ka = 1$, $I = 10^8$ Вт·см⁻². Оценки на основе формул (6.63) и (6.64) дают: $2\pi\Omega_2 \approx 7,6 \cdot 10^8$ Гц; $I_n \approx 2,2 \cdot 10^7$ Вт·см⁻²; $I_{cr} \approx 1,4 \cdot 10^{10}$ Вт·см⁻²; для $a = 1$ мкм, $2\pi\Omega_2 \approx \approx 2,4 \cdot 10^7$ Гц, $I_n \approx 7 \cdot 10^4$ Вт·см⁻²; $I_{cr} \approx 5 \cdot 10^8$ Вт·см⁻².

С целью экспериментальной отработки метода зондирования была создана установка [34], включающая лазер на рубине с управляемым модулятором добротности на кристалле КДП, камеру туманов, зондирующий лазер и приемник рассеянного зондирующего излучения с перестраиваемым узкополосным радиотехническим усилителем, подключенным к двухканальному запоминающему осциллографу. Второй вход осциллографа использовался для отображения временной структуры излучения мощного лазера на рубине, излучение которого, рассеянное элементами оптики, принималось на дополнительный фотоприемник. В качестве зондирующего использовался пучок непрерывного излучения He—Cd-лазера, работающего на длине волны 0,44 мкм. Фокусировка мощного и зондирующего излучений, направленных под углами, близкими к 180°, осуществлялась линзами с фокусным расстоянием 10 см. Рассеянное излучение He—Cd-лазера собиралось линзой диаметром 60 мм, расположенной на расстоянии 15 см. Помеха рассеяния излучения лазера на рубине устранялась набором нейтральных и интерференционных фильтров. Селективный фотоприемник имел автономное электрическое питание.

В эксперименте измерялись уровни рассеянного сигнала в процессе воздействия на аэрозоль импульсов рубинового лазера, работающего в режиме хаотичной пиковой генерации и в режиме регулярных пиков, управляемых кристаллом КДП, на частоте 1 МГц. Указанная частота соответствует собственной частоте основного типа колебаний капель тумана радиусом $a \approx 3$ мкм.

Модальный (наивероятнейший) радиус функции распределения частиц по размерам в тумане, получаемом выпариванием воды, составил 3—5 мкм. Оптическая толща аэрозоля в поле зрения приемника излучения τ_0 составляла примерно 0,06 МГц.

Результаты измерений с помощью селективного фотоприемника сигнала рассеянного излучения на частоте пульсаций в зависимости от интенсивности излучения лазера накачки приведены

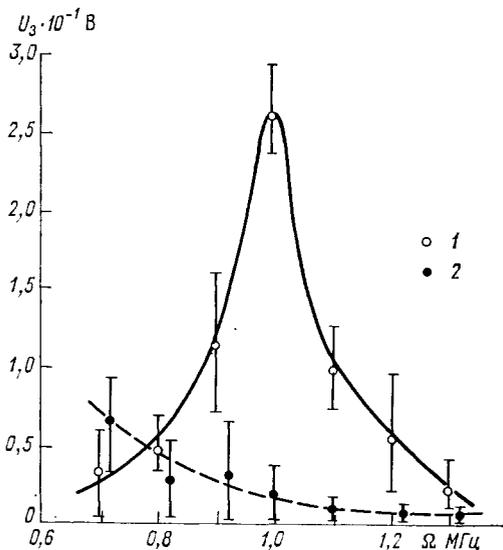


Рис. 6.13. Зависимость сигнала рассеянного излучения ($\lambda_s = 0,44$ мкм) от частоты модуляции Ω в режиме повторяющихся импульсов (1) и в пиковом режиме (2).

на рис. 6.13. Наблюдается ярко выраженный резонансный характер раскочки колебаний капель тумана на частоте амплитудной модуляции излучения рубинового лазера $\Omega_m = 1$ МГц. Вертикальными отрезками обозначен разброс результатов измерений. Измерения показали, что начиная с $I \approx 40$ МВт·см⁻² сигнал рассеяния на частоте модуляции мощного лазера резко возрастает и превышает более чем на порядок величины сигнал, имеющий место при воздействии немодулированного излучения. Начиная с указанного порога, наблюдается существенный разброс (примерно в 30 раз) величин рассеянного сигнала при воздействии в хаотичном пиковом режиме генерации, что может быть объяснено реализацией в отдельных пусках лазера достаточно интенсивной гармонике модуляции на частоте 1 МГц. Этот вывод подтверждается результатами, помеченными пунктирной кривой. Видно, что сигнал на приемнике возрастает в низкочастотной области, где имеется максимум шумового спектра пикового режима генерации лазера накачки.

О прямых наблюдениях колебаний поверхности крупных капель ($a=50\div 250$ мкм) при нерезонансном лазерном воздействии на длинах волн λ , равных 0,69 и 10,6 мкм, упоминается в [31]. Причем, если в первом случае спектр колебаний капля практически не зависел от их размера и определялся, по-видимому, пичковым характером режима свободной генерации, то в случае теплового воздействия излучения непрерывного СО₂-лазера со средней интенсивностью $\bar{I} \approx 1,5 \cdot 10^4$ Вт · см⁻² из-за пузырькового характера кипения возбуждались колебания на частотах, близких к собственной частоте $\Omega_2(a)$, рассчитанной по формуле вида (6.55). Причем процесс воздействия заканчивался разрушением капли.

Таким образом, зарегистрированный механизм нелинейного рассеяния света при воздействии на аэрозоль резонансно-модулированного мощного лазерного излучения может быть практически использован для бесконтактной экспресс-диагностики функции распределения частиц по размерам.

Кратко остановимся на вопросе, связанном с диагностикой асферичности частиц неправильной формы [26, 36].

При ускорении частиц аэрозоля неправильной формы интенсивным светом последние ориентируются в пространстве строго определенным образом, обеспечивающим устойчивое положение. В результате одинаковой ориентации частиц в канале пучка будет иметь место скачкообразное изменение индикатрисы рассеяния дисперсной среды по сравнению с эффектом рассеяния слабого лазерного поля, когда частицы ориентированы хаотично.

Разница в интенсивности и поляризации отраженного аэрозолем локационного сигнала для случая регуляро и хаотично ориентированных частиц позволит получить информацию о степени их асферичности. В частности, для рэлеевских частиц при форме, близкой к эллипсоиду вращения, для параметра асферичности $\psi = a_1/a_2$ отношение наибольшего к наименьшему диаметру) можно записать следующее аналитическое выражение:

$$\psi = \left[1 - \left(\frac{G_{op}}{G_n} - 1 \right) \frac{1}{2ka} \right]^{-1/2}, \quad (6.69)$$

где G_{op} , G_n — мощности рассеянного на частицах излучения в обратном направлении от регуляро и хаотично ориентированных ансамблей частиц соответственно; \bar{a} — приведенный к шаровой форме эффективный радиус частиц.

Пороговая интенсивность I_n оценивается из условия превышения скорости фотофореза в лазерном пучке по сравнению с броуновской. Например, для $\lambda = 1,06$ мкм и $\bar{a} = 10^{-4}$ см получили $I_n \approx 0,7 \cdot 10^5$ Вт · см⁻². Время ориентации частиц $t_{op} \approx 7 \cdot 10^{-4}$ с. При $I_0 = 10^2 I_n$ получили $t_{op} \approx 7 \cdot 10^{-5}$ с и $G_{op}/G_n \approx 1,8$.

В работах [36, 37, 41] теоретически рассмотрены еще две возможности селективной диагностики аэрозолей на основе когерентного процесса типа циклотронного эха и эффекта генерации колеблющимися во внешнем электрическом поле частицами электро-

магнитного ВЧ-излучения. Рассмотрим кратко указанные нелинейные явления.

Процесс, аналогичный эффекту циклотронного эха в плазме, в принципе возможен и в ансамбле малых частиц в случае, когда их колебания будут сфазированы [41]. Если резонансные колебания капель возбуждать с помощью двух импульсов лазерного или акустического излучения, скважность которых τ меньше, чем время τ_p затухания колебаний $\tau_l^{-1} \sim \sigma(2l+1)(l-1)/\rho_a a^2$, то в моменты времени, кратные τ , возникают всплески корреляции фаз колебаний. Указанный эффект когерентного эха дисперсной среды можно обнаружить по скачку в рассеянии с использованием дополнительного пучка зондирующего излучения. За явление когерентного аэрозольного эха ответственна зависящая от энергии колебаний нелинейная поправка к собственной частоте колебаний капель.

Введем комплексную величину скорости собственных колебаний частицы в линейном по отклонению $\xi_{ln}(t)$ приближении:

$$\hat{v}_{ln}(t) = -\frac{d}{dt} \varepsilon_{ln}(t) + i\hat{\Omega}_l \xi_{ln}(t), \quad (6.70)$$

где $\hat{\Omega}_l = (\Omega_l - \tau_l^{-2})^{1/2} - i\tau_l^{-1}$ — комплексная частота. Тогда частота квадрупольных колебаний ($l=2$)

$$\hat{\Omega}'_2 \simeq \hat{\Omega}_2 + |v_{ln}(t)|^2 / (8a^2 \Omega_2). \quad (6.71)$$

В случае сфазированных колебаний рассеяние в спектре комбинационного рассеяния будет иметь когерентный характер с интенсивностью пропорциональной квадрату концентрации частиц N_0^2 . Отклик состоит из серии всплесков в моменты времени t , кратные τ : $t=n\tau$, где $n=1, 2, \dots$. Сигналы когерентного отклика будут максимальны в случае выполнения условий фазового синхронизма:

$$\vec{k}_{\omega_3 \pm \Omega_2} = \vec{k}_{\omega_3} \pm \vec{k}_{\omega} \text{Re } \Omega_2 / \Omega_2, \quad (6.72)$$

где ω и ω_3 — несущие частоты воздействующего и зондирующего лазерных пучков, Ω_2 — частота амплитудной или частотной модуляции воздействующего излучения, которая совпадает с частотой собственных колебаний частиц. Энергетические уровни проявления эффектов когерентного эха и резонансного комбинационного рассеяния соотносятся примерно как отношение первого и второго слагаемых в формуле (6.71). Очевидно, что вблизи порога фрагментации капель $l \approx l_{cr}$; определенному в (6.64), значения этих уровней будут сопоставимы по порядку величины.

Интересный физический эффект можно ожидать [26, 37] при раскачке колебаний и перемещений частиц, находящихся во внешнем электрическом поле \vec{E}_0 , например, грозового облака. Эффект

заключается в генерации электромагнитного излучения поляризованными каплями на частотах их собственных колебаний Ω_l . Так, для водных капель с $a=10^{-3}$ см при $N_0=10^8$ м⁻³, колеблющихся с частотой $\Omega_2=0,1$ МГц и амплитудой $\xi_{20}=0,1$ (ξ_{20})_{сг} в электрическом поле напряженностью 10^6 В·м⁻¹, мощность ВЧ-излучения равна примерно 10^{-14} Вт.

Оба рассмотренные нелинейные эффекта содержат обширную информацию о концентрации и функции распределения по размерам частиц аэрозолей, а также физических свойствах их вещества, что открывает принципиальные возможности использования упомянутых эффектов в зондировании.

Таким образом, приведенные результаты исследований свидетельствуют о возможностях практического использования большой группы нелинейных и когерентных оптических эффектов в качестве физической основы новых дистанционных методов лазерной диагностики окружающей среды.

К указанным методам, которые уже находятся в различных стадиях технической реализации, относятся: дистанционный анализ атомного состава вещества аэрозолей и некоторых метеопараметров на основе собственного электромагнитного и акустического излучения плазмы низкого порога оптического пробыя приземной атмосферы; диагностика спектров размеров частиц водного аэрозоля по эффекту нелинейного комбинационного рассеяния излучения на собственных частотах резонансных колебаний формы частиц, возбуждаемых импульсно-периодическим лазерным излучением; высокочувствительный гомодинный (гетеродинный) прием слабых ИК-сигналов и газоанализ малых атмосферных примесей с использованием эффектов нелинейного взаимодействия опорного и отраженного излучений в резонаторе лазера.

Вместе с тем в проблеме дистанционного зондирования еще не использованы возможности активной спектроскопии комбинационного рассеяния и резонансной флуоресценции при многофотонном поглощении, эффектов самомодуляции спектра в динамически нелинейной среде, мощностного аналога метода многоволновой диагностики поглощающего аэрозоля в условиях его радиационного испарения и фрагментации и ряда других нелинейных оптических явлений. Следует отметить также перспективность комплексования методов линейного и нелинейного зондирования для извлечения многопараметрической информации без задания априорных моделей среды.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

- a — радиус аэрозольной частицы
 c — скорость света
 c_s — скорость звука
 c_p, c_v — удельная изобарная, изохорная теплоемкости
 D — коэффициент диффузии
 E — медленно меняющаяся комплексная амплитуда электрического поля
 F — радиус кривизны фазового фронта лазерного пучка
 $f(a)$ — функция распределения частиц по размерам
 H — удельная энтальпия
 I — интенсивность излучения
 J — яркость
 K_0, K_s, K_p — факторы эффективности ослабления, рассеяния, поглощения света частицей
 k — волновое число
 k_B — постоянная Больцмана
 m_a — комплексный показатель преломления аэрозольной частицы
 N_0 — концентрация частиц
 n_a — действительный показатель преломления аэрозольной частицы
 P — мощность излучения
 p — давление
 Q, Q_e — удельная теплота, удельная теплота испарения
 \vec{R} — поперечная составляющая радиуса-вектора точки
 R_e — эффективный радиус лазерного пучка
 R_μ — универсальная газовая постоянная
 \vec{r} — радиус-вектор точки
 T — температура
 T_b — температура кипения
 t — время
 U — удельная внутренняя энергия
 V — удельный объем
 \vec{v} — скорость движения
 W — энергия лазерного излучения
 w — плотность энергии лазерного излучения
 z — дистанция распространения излучения
 $\alpha, \alpha_s, \alpha_p$ — объемные коэффициенты ослабления, рассеяния, поглощения
 α_g — объемный коэффициент газового поглощения
 γ — показатель адиабаты
 ϵ — диэлектрическая проницаемость
 ϵ_0 — невозмущенная диэлектрическая проницаемость воздуха
 κ_a — коэффициент поглощения аэрозольной частицы
 λ — длина волны излучения в вакууме
 ρ — плотность
 τ — оптическая толщина
 ω — круговая частота светового поля
 χ — коэффициент температуропроводности

Индексы: $p, a, g, L, b, 0$ обозначают соответственно паровую фазу, аэрозоль, газ, жидкую фазу, точку кипения, исходное состояние.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

К главе 1

1. Авербах В. С., Макаров А. И., Таланов В. И. Вынужденное молекулярное рассеяние света в газах при различных давлениях.— Квантовая электроника, 1975, т. 2, в. 10, с. 2207—2216.
2. Агеев Б. Г., Гордов Е. П., Пономарев Ю. Н., Творогов С. Д. Исследование нелинейных спектроскопических эффектов при взаимодействии излучения CO_2 -лазера с атмосферными газами.— Изв. АН СССР, сер. физическая, 1986, т. 49, № 3, с. 459—465.
3. Агеев В. П., Бурдин С. Г., Гончаров И. П. и др. Энергетические пороги образования плазмы пробоя воздуха на поверхности твердых мишеней под действием импульсов ТЕА CO_2 -лазера.— Квантовая электроника, 1983, т. 10, № 4, с. 774—779.
4. Алмаев Р. Х. Изменение концентрации частиц аэрозольной среды под действием градиентной силы.— Труды ИЭМ, 1976, вып. 13 (58), с. 70—76.
5. Амосов А. А., Бахвалов Н. С., Владимиров М. В. и др. О распространении мощных волновых пучков в нелинейной среде.— Изв. АН СССР, сер. физическая, 1981, т. 45, № 8, с. 1422—1428.
6. Андреев Г. А., Бисярин В. П., Соколов А. В., Стрелков Г. М. Распространение лазерного излучения в атмосфере.— Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника, 1976, т. 11, с. 5—148.
7. Аникин В. И., Ахманов С. А., Драбович К. Н., Дубовик А. Н. Исследование двух- и трехфотонных резонансов в атомах в сильно немонохроматическом поле.— Квантовая электроника, 1976, т. 3, с. 2014—2020.
8. Арушанов С. З., Косолобов В. И., Мизин В. М., Хронополо Ю. Г. Исследование порога оптического пробоя в водных растворах электролитов различной концентрации.— В кн.: Всесоюзное совещание по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. Тезисы докл. Ленинград, 1978, с. 48—49.
9. Аскарьян Г. А. Воздействие градиента поля интенсивного электромагнитного луча на электроны и атомы.— ЖЭТФ, 1962, т. 42, в. 6, с. 1567—1570.
10. Аскарьян Г. А. Движение частиц в луче лазера.— УФН, 1973, т. 110, с. 115—116.
11. Аскарьян Г. А. Эффект самофокусировки света.— УФН, 1973, т. 111, с. 249—260.
12. Атмосферная адаптивная оптика. Тематический выпуск/Под ред. В. Е. Зуева.— Изв. ВУЗов СССР. Физика, 1985, т. 28, № 11, 123 с.
13. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде.— УФН, 1967, т. 93, с. 19—70.
14. Ахтырченко Ю. В., Васильев Л. А., Высоцкий Ю. П., Сотников В. Н. Газодинамические оценки критических параметров плазменных образований, возникающих при лазерном пробое на аэрозолях в воздухе.— Квантовая электроника, 1983, т. 10, № 5, с. 989—995.
15. Баграташвили В. Н., Летохов В. С., Макаров А. А., Рябов Е. А. Многофотонные процессы в молекулах в инфракрасном лазерном поле. Итоги науки и техники.— М.: ВИНТИ, 1981, ч. 11.— 186 с.
16. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Рудой И. Г., Сорока А. М. Кинетическая самофокусировка излучения CO_2 -лазера в воздухе.— ДАН СССР, 1985, т. 284, № 6, с. 1346—1349.

17. Басов Н. Г., Данилычев В. А., Рудой И. Г., Сорока А. М. Влияние вынужденного рассеяния света, обусловленного поглощением, на угловой спектр распространяющегося в воздухе лазерного излучения.— ДАН СССР, 1985, т. 283, № 6, с. 1329—1332.
18. Белов Н. Н., Дацкевич Н. П., Карлова Е. К. и др. Канал просветления и образования плазмы пробоя в аэрозоле под действием излучения CO_2 -лазера.— ЖТФ, 1979, т. 49, в. 2, с. 333—338.
19. Бельц В. А., Волковицкий О. А., Добровольский А. Ф. и др. Экспериментальное исследование воздействия импульсов CO_2 -лазера на капельную и кристаллическую облачные среды.— Квантовая электроника, 1985, т. 12, № 5, с. 1027—1033.
20. Бетин А. А., Пасманник Г. А. О вынужденном рассеянии фокусированных пучков света.— Квантовая электроника, 1973, № 4, с. 60—68.
21. Бисярин В. П., Ефременко В. В., Колосов М. А. и др. Распространение лазерного излучения в водном аэрозоле в условиях его разрушения.— Изв. вузов СССР, Физика, 1983, т. 26, № 2, с. 23—46.
22. Бонч-Бруевич А. М., Ходовой В. А. Современные методы исследования эффекта Штарка в атомах.— УФН, 1967, т. 93, вып. 1, с. 71—110.
23. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1970.— 856 с.
24. Букатый В. И., Копытин Ю. Д., Погодаев В. А. Горение углеродных частиц, иницированное лазерным излучением.— Изв. ВУЗов СССР, Физика, 1983, № 2, с. 14—22.
25. Букатый В. И., Копытин Ю. Д., Хмелевцов С. С. Экспериментальное исследование оптических характеристик тумана в канале светового пучка при взрывном режиме испарения капель.— Изв. ВУЗов СССР, Физика, 1974, № 1, с. 113—116.
26. Букатый В. И., Копытин Ю. Д., Хмелевцов С. С., Чистякова Л. К. Светореактивное движение аэрозольных частиц под действием оптического излучения.— Изв. вузов СССР, Физика, 1972, № 3, с. 41—44.
27. Бункин Ф. В., Кириченко Н. А., Лукьянчук Б. С. Нелинейные процессы при лазерном нагреве химически активных сред.— Изв. АН СССР, сер. физическая, 1984, т. 48, № 4, с. 1485—1503.
28. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн.— М.: Наука, 1979.— 383 с.
29. Власов Д. В., Гараев Р. А., Коробкин В. В., Серов Р. В. Измерение нелинейной поляризуемости.— ЖЭТФ, 1979, т. 76, в. 6, с. 2339—2345.
30. Волков В. А., Григорьев Ф. В., Калиновский В. В. и др. Зависимость порога пробоя воздуха от геометрии фокальной области.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 115—121.
31. Волковицкий О. А., Седунов Ю. С., Семенов Л. П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках.— Л.: Гидрометеоздат, 1982.— 312 с.
32. Воробьев В. В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. Теория и модельный эксперимент.— М.: Наука, 1987.— 200 с.
33. Гапонов С. В., Стриковский М. Д. Особенности плазмообразования при испарении веществ излучением ТЕА CO_2 -лазера.— ЖТФ, 1982, с. 1838—1842.
34. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Ступоченко Е. В., Шелепин Л. А. Колебательная релаксация в газах и молекулярные лазеры.— УФН, 1972, т. 108, в. 4, с. 655—700.
35. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Хохлов Р. В. Об охлаждении газа при прохождении мощного излучения CO_2 -лазера через атмосферу.— ЖТФ, 1974, т. 44, в. 5, с. 1063—1069.
36. Гордин М. П., Соколов Л. В., Стрелков Г. М. Распространение мощного лазерного излучения в атмосфере.— В кн.: Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника.— М.: ВИНТИ, 1980, т. 20, с. 20—289.
37. Голгер А. Л., Летохов В. С., Федосеев С. П. Штарковский сдвиг частоты молекулярных переходов в резонансном световом поле.— Квантовая электроника, 1976, т. 3, № 7, с. 1457—1470.

38. Данилейко Ю. К., Дегтярев Л. М., Копа-Авдиенко А. Л. и др. Самофокусировка сходящихся лазерных пучков.— ЖЭТФ, 1984, т. 87, в. 3, с. 730—740.
39. Должников В. С., Должников Ю. С., Макаров А. А. и др. Резонансная двухфотонная спектроскопия колебательных переходов молекул при четырехволновом смещении частот.— Квантовая электроника, 1986, т. 13, № 5, с. 887—899.
40. Захарченко С. В., Коломиец С. М., Скрипкин А. М. Пробой дисперсной среды лазерным излучением.— Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, с. 1339—1343.
41. Захарченко С. В., Скрипкин А. М. Влияние параметров аэрозоля на лазерный пробой.— В кн.: Материалы Всесоюзного совещания по распространению оптического излучения в дисперсной среде. М.: Гидрометеоиздат, 1978, с. 310—311.
42. Звельто О. Принципы лазеров.— М.: Мир, 1984.— 400 с.
43. Землянов А. А., Кузиковский А. В., Чистякова Л. К. О механизме оптического пробоя при облучении водных мишеней излучением импульсного CO₂-лазера.— ЖТФ, 1981, т. 51, в. 7, с. 1439—1443.
44. Землянов А. А., Кузиковский А. В., Чистякова Л. К. Взрыв водной капли в поле излучения CO₂-лазера.— В кн.: Исследование сложного теплообмена. Новосибирск: ИТР СО АН СССР, 1978, с. 106—111.
45. Землянов А. А., Небольсин М. Ф., Погодаев В. А., Рождественский А. Е. Просветление мелкокапельного тумана импульсом CO₂-лазера.— ЖТФ, 1985, т. 55, вып. 4, с. 791—793.
46. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере.— М.: Радио и связь, 1981.— 288 с.
47. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле.— Новосибирск: Наука, 1984.— 224 с.
48. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д. Новые методы лазерного зондирования атмосферы на основе нелинейных эффектов.— Изв. АН СССР, сер. физическая, 1985, т. 49, № 3, с. 418—427.
49. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях.— Новосибирск: Наука, 1980.— 184 с.
50. Зуев В. Е., Креков Г. М. Оптические модели атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1986.— 256 с.
51. Ипполитов И. И., Комаров В. С., Мицель А. А. Оптико-метеорологическая модель атмосферы для моделирования лидарных измерений и расчета распространения радиации.— В сб.: Спектроскопические методы зондирования атмосферы.— Новосибирск: Наука, 1985, с. 3—44.
52. Казанцев А. П. Резонансное световое давление.— УФН, 1978, т. 124, с. 113—144.
53. Кандидов В. П., Чесноков С. С., Выслоух В. А. Метод конечных элементов в задачах динамики.— М.: Изд. МГУ, 1980.— 166 с.
54. Коровин В. Я., Иванов Е. В. Экспериментальное исследование воздействия излучения CO₂-лазера на капли воды.— В кн.: III Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тезисы докл., Томск, 1975, с. 93—94.
55. Кузиковский А. В., Коханов В. И., Чистякова Л. К. Импульсное просветление искусственного водного аэрозоля излучением CO₂-лазера.— Квантовая электроника, 1981, т. 8, № 10, с. 2090—2096.
56. Лосев С. А. Кинетика колебательного энергообмена в углекислом газе и его смесях с другими газами.— Физика горения и взрыва, 1976, № 2, с. 163—179.
57. Лоскутов В. С., Стрелков Г. М. Внутреннее оптическое поле в крупной слабопоглощающей капле на длине волны 0,69 мкм.— Оптика и спектроскопия, 1981, т. 51, с. 694—700.
58. Луговой В. Н., Прохоров А. М. Теория распространения мощного лазерного излучения в нелинейной среде.— УФН, 1973, т. 111, в. 2, с. 203—247.
59. Мицель А. А., Пономарев Ю. Н., Фирсов К. М. Поглощение

- в атмосфере лазерного излучения с длиной волны 10,6 мкм.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1987, т. 23, № 2, с. 165—169.
60. Мамонов В. К. Пробой воздуха, инициируемый пробоем в каплях водного аэрозоля, при воздействии на них излучения с длиной волны 1,06 мкм.—В кн.: II Всесоюзное совещание по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Тезисы докл. Часть 2. Обнинск, 1982, с. 108—1117.
 61. Марков М. Г., Шукин Е. Р., Яламов Ю. И. и др. Теория фотофоре-за сильно поглощающих капель.—В кн.: II Всесоюзное совещание по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Тезисы докл. Часть 2. Обнинск, 1982, с. 168—182, 184—191.
 62. Нелинейная оптика атмосферы. Тематический выпуск/Под ред. В. Е. Зуева.—Изв. ВУЗов СССР, Физика, 1983, т. 26, № 2.—128 с.
 63. Нелинейная оптика гетерогенных сред. Тематический выпуск/Под ред. В. Е. Зуева.—Изв. ВУЗов СССР. Физика, 1977, № 11.—135 с.
 64. Петесов В. В. О влиянии кинетики молекулярного поглощения излучения на распространение импульса с $\lambda=10,6$ мкм в атмосфере.—Журнал прикл. мех. и тех. физ., 1986, № 4, с. 3—8.
 65. Оптика атмосферы.—Труды института экспериментальной метеорологии, 1983, № 31 (105).—119 с.
 66. Панченко В. Я., Сизова И. М., Сухоруков А. П. Нелинейная оптика стратосферы и лазерохимия озона.—Изв. ВУЗов СССР. Физика, 1983, т. 26, № 2, с. 111—127.
 67. Пилипецкий Н. Ф., Рустамов А. Р. Наблюдение самофокусировки света в жидкостях.—Письма в ЖЭТФ, 1965, т. 2, в. 2, с. 88—90.
 68. Погодаев В. А., Рождественский А. Е. Разрушение слабопоглощающих капель в условиях оптического пробоя.—В кн.: II Всесоюзное совещание по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Тезисы докл. Часть 2, Обнинск, 1982, с. 119—122.
 69. Применение лазеров в спектроскопии и фотохимии/Под ред. К. Б. Мур.—М.: Мир, 1983.—270 с.
 70. Распространение лазерного пучка в атмосфере/Под ред. Д. Стробена.—М.: Мир, 1981.—414 с.
 71. Сверхкороткие световые импульсы/Под ред. С. Шапиро.—М.: Мир, 1981.—480 с.
 72. Сигналы и помехи в лазерной локации/Под ред. В. Е. Зуева.—М.: Радио и связь, 1985.—264 с.
 73. Синица Л. П., Цыганова Е. В. ВР-спектроскопия двойного оптического резонанса.—Труды VII Всесоюзного симпозиума по молекулярной спектроскопии высокого и сверхвысокого разрешения. Томск, ИОА СО АН СССР, 1986, часть III, с. 118—120.
 74. Смит Д. К. Распространение мощного лазерного излучения. Тепловое искажение пучка.—ТИИЭР, 1977, т. 65, № 12, с. 59—103.
 75. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере.—М.: Наука, 1967.—548 с.
 76. Шен И. Электрострикция, оптический эффект Керра и самофокусировка лазерных лучей.—В кн.: Действие лазерного излучения. М.: Мир, 1968, с. 210—215.
 77. Шифрин К. С. Расчеты радиационных характеристик облаков.—Труды ГГО, 1961, в. 109, с. 179—190.
 78. Шифрин К. С., Зельманович И. Л. Световое давление на капли воды.—Оптика и спектроскопия, 1964, т. 17, с. 113—118.
 79. Эшкин А. Давление лазерного излучения.—УФН, 1973, т. 110, с. 101—114.
 80. Gebhardt F. G. High-power laser propagation.—Appl. Opt., 1976, v. 15, p. 1479—1493.
 81. Emmony D. C., Engelberts M. A. High-speed study of the laser-liquid interaction.—J. Photograph. Sci., 1977, v. 25, N 1, p. 41—44.
 82. Kafalas P., Ferdinand A. P. Fog droplet vaporization and fragmentation by 10.6 μm laser pulse.—Appl. Opt., 1973, v. 12, N 1, p. 29—33.

83. Kafalas P., Hermann J. Dynamics and energetics of the explosive vaporization of fog droplets by 10.6 μm laser pulse.— *Appl. Opt.*, 1973, v. 12, N 4, p. 772—775.
84. Lowder J. E., Kleiman H., O'Neil R. W. High-energy CO_2 -laser pulse transmission through fog.— *J. Appl. Phys.*, 1974, v. 45, N 1, p. 221—228.
85. Reilly J., Singh P., Glicker S. Laser interaction phenomenology for water aerosol at CO_2 -laser wavelengths.— *AIAA Paper*, 1977, N 659, p. 1—7.
86. Smith D. C. Gas breakdown initiated by laser radiation interaction with aerosols and solid surfaces.— *J. Appl. Phys.*, 1977, v. 48, p. 2217—2224.
87. Wallace J., Camac M. Effects of absorption at 10.6 μm on laser beam transmission.— *JOSA*, 1970, v. 60, N 12, p. 1587—1594.

К главе 2

1. Агровский Б. С., Воробьев В. В., Гурвич А. С., Мякинин В. А. Тепловое самовоздействие лазерных пучков в турбулентной среде.— *Изв. вузов СССР. Физика*, 1983, т. 26, № 2, с. 90—103.
2. Алешкевич В. А., Лебедев С. С., Матвеев А. И. Преобразование пространственной статистики частично когерентного пучка при нестационарном самовоздействии.— *Квантовая электроника*, 1984, т. 11, с. 1459.
3. Алешкевич В. А., Лебедев С. С., Матвеев А. И. Преобразование пространственной статистики частично когерентного светового пучка в нелинейной среде.— *ЖЭТФ*, 1982, т. 85, вып. 4 (10), с. 1249—1255.
4. Алешкевич В. А., Мигулин А. В., Сухоруков А. П., Чернов С. П. Ограничение интенсивности и «размазывание» энергии светового поля при нестационарной тепловой дефокусировке.— *Квантовая электроника*, 1972, № 5 (11), с. 90—92.
5. Арманд С. А. К вопросу о деформации гауссова пучка электромагнитных волн в слоисто-неоднородной нелинейной среде.— *Радиотехника и электроника*, 1973, т. 18, № 1, с. 1—8.
6. Ахманов С. А., Гордиенко В. И., Панченко В. Я. Термализация молекулярного газа при резонансном возбуждении лазерным излучением.— *Изв. вузов СССР. Физика*, 1977, № 11, с. 14—33.
7. Ахманов С. А., Сухорукова А. П., Хохлов Р. В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде.— *УФН*, 1967, т. 93, с. 19—70.
8. Бабиченко С. М., Кандидов В. П. Пространственная статистика импульсного частично когерентного излучения в среде с тепловой нелинейностью.— *Квантовая электроника*, 1984, т. 11, № 7, с. 1372—1378.
9. Бабиченко С. М., Кандидов В. П., Мякинин В. А., Шленов С. А. Влияние статистики падающей световой волны на изменение ее пространственной когерентности при тепловом самовоздействии.— *Квантовая электроника*, 1986, т. 13, № 11, с. 2183—2190.
10. Высошина Н. В., Розанов Н. Н., Семенов В. Е., Смирнов В. А. Амплитудно-фазовая адаптация на протяженных неоднородных трассах с помощью гибких зеркал.— *Изв. вузов СССР. Физика*, 1985, № 11, с. 42—46.
11. Гордин М. П., Садовников В. П., Стрелков Г. М. Распространение лазерного импульса на трассе с облачным слоем в условиях кинетического охлаждения.— В кн.: II Всесоюзное совещание по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Тезисы докл. Часть 2. Обнинск, 1982, с. 75—78.
12. Гордин М. П., Садовников В. П., Стрелков Г. М. Тепловое самовоздействие лазерных пучков в атмосфере.— *Препринт ИРЭ АН СССР*, № 16 (319).— 55 с.
13. Гордин М. П., Соколов А. В., Стрелков Г. М. Распространение мощного лазерного излучения в атмосфере.— *Итоги науки и техники. Радиотехника*, 1980, т. 20, с. 206—289.
14. Гочелашвили К. С., Стародумов А. Н., Узунов И. М. Флуктуации уровня короткого лазерного импульса в турбулентной среде с тепловой нелинейностью. *Препринт ИОФ АН СССР*, 1986, № 279, 280.

15. Гочелашвили К. С., Чашей И. В., Шишов В. И. Неустойчивости светового импульса в нелинейной рассеивающей среде.— Квантовая электроника, 1980, т. 7, № 10; т. 8, № 7.
16. Егоров К. Д., Кандидов В. П., Огнев Л. И. Самовоздействие светового пучка в условиях кинетического охлаждения.— Квантовая электроника, 1981, т. 8, № 5, с. 1012—1017.
17. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере.— М.: Радио и связь, 1981.— 288 с.
18. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Нелинейное оптические эффекты в аэрозолях.— Новосибирск: Наука, 1980.— 116 с.
19. Кандидов В. П. Статистика интенсивных световых пучков в турбулентной атмосфере.— Изв. АН СССР, Сер. физическая, 1985, т. 49, № 3, с. 442—449.
20. Кандидов В. П., Леденев В. И. Исследование теплового самовоздействия светового импульса в турбулентной среде методом статистических испытаний.— Квантовая электроника, 1981, т. 8, № 4, с. 873—877.
21. Копытин Ю. Д. Флуктуации оптического излучения в среде с индуцированными тепловыми неоднородностями.— В кн.: I Всесоюзное совещание по атмосферной оптике. Тезисы докл. Часть 2, Томск: ИОА СО АН СССР, 1976, с. 222—226.
22. Нелинейная оптика атмосферы. Тематический выпуск/Под ред. В. Е. Зуева.— Изв. вузов СССР. Физика, 1983, т. 26, № 2, 128 с.
23. Петрищев В. А., Таланов В. И. О нестационарной самофокусировке света.— Квантовая электроника, 1971, № 6, с. 35—42.
24. Райзер Ю. П. Самофокусировка и расфокусировка, неустойчивость и стабилизация пучков в слабопоглощающих средах.— ЖЭТФ, 1967, т. 52, с. 470—475.
25. Распространение лазерного пучка в атмосфере/Под ред. Д. Стробена.— М.: Мир, 1981.— 414 с.
26. Bruckner K. A., Yorna S. Linearised theory of laser induced instabilities in liquids and gases.— Phys. Rev. 1967, v. 164, N 1, p. 182.
27. Gebhardt F. G. High-power laser propagation.— Appl. Opt., 1967, v. 15, p. 1489.
28. Kleiman H., O'Neil R. W. Thermal blooming of pulsed laser radiation.— Appl. Phys. Lett., 1973, v. 23, N 1, p. 43—44.
29. O'Neil R. W., Kleiman H., Lowder J. E. Observations of hydrodynamic effects on thermal blooming.— Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, N 3, p. 116—120.
30. Smith D. C. High-power laser propagation: thermal blooming.— Proc. IEEE, 1977, v. 65, N 12, p. 1679—1714.

К главе 3

1. Агровский Б. С., Воробьев В. В., Гурвич А. С., Мякинин В. А. Тепловое самовоздействие лазерных пучков в турбулентной среде.— Изв. вузов СССР. Физика, 1983, т. 26, № 2, с. 90—110.
2. Алешкевич В. А., Кожоридзе Г. Д., Матвеев А. Н., Терзиева С. И. Ветровая рефракция частично когерентного светового пучка.— Квантовая электроника, 1985, т. 12, № 1, с. 192—195.
3. Алешкевич В. А., Лебедев С. С., Матвеев А. Н. Преобразование пространственной статистики частично когерентного светового пучка в нелинейной среде.— ЖЭТФ, 1982, т. 83, в. 4, с. 1249—1255.
4. Алешкевич В. А., Лебедев С. С., Матвеев А. Н. Тепловое самовоздействие пучков частично когерентного светового пучка.— Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1982, т. 25, № 11, с. 1368—1370.
5. Апресян Л. А., Кравцов Ю. А. Теория переноса излучения.— М.: Наука, 1983.— 216 с.
6. Аскарьян Г. А., Студенов В. Б. «Банановая» самофокусировка лучей.— Письма в ЖЭТФ, 1969, т. 10, в. 3, с. 113—116.
7. Атмосферная адаптивная оптика/Тематический выпуск под ред. акад. В. Е. Зуева.— Изв. вузов СССР. Физика, 1985, № 11.— 121 с.

8. Ахманов С. А., Воронцов М. А., Кандидов В. П. и др. Тепловое самовоздействие световых пучков и методы его компенсации.—Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1980, т. 23, № 1, с. 1—37.
9. Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С. Введение в статистическую радиофизику и оптику.—М.: Наука, 1981.— 640 с.
10. Бабиченко С. М., Кандидов В. П. Пространственная статистика частично когерентной волны в случайно-неоднородной кубической среде.—Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1984, т. 27, № 1, с. 56—64.
11. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн.—М.: Наука, 1979.— 384 с.
12. Воробьев В. В. Влияние нагрева турбулентной атмосферы световым пучком на флуктуации его интенсивности.—Квантовая электроника, 1972, № 7, с. 5—13.
13. Воробьев В. В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. Теория и модельный эксперимент.—М.: Наука, 1987.— 200 с.
14. Воробьев В. В., Гурвич А. С., Мякинин В. А. О влиянии турбулентного перемешивания на тепловую дефокусировку лазерных пучков.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1984, № 1, с. 97—100.
15. Воробьев В. В., Муравьев Н. И., Сорокин Ю. И., Шеметов В. В. Тепловое самовоздействие кольцевых лазерных пучков в движущейся среде.—Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 11, с. 2330—2337.
16. Воробьев В. В., Шеметов В. В. Численное исследование некоторых задач теплового самовоздействия лазерных пучков в атмосфере.—Препринт ИФА АН СССР, 1978.— 47 с.
17. Воронцов М. А., Шмальгаузен В. И. Принципы адаптивной оптики.—М.: Наука, 1985.
18. Выслоух В. А., Егоров К. Д., Кандидов В. П. О возможности амплитудной компенсации тепловой самодфокусировки светового пучка (численный эксперимент).—Вестник МГУ. Физика, астрономия, 1980, т. 21, № 2, с. 16—20.
19. Гордин М. П., Садовников В. П., Стрелков Г. М. Тепловые искажения непрерывного лазерного излучения с начальным поперечным сечением, близким к квадратному.—В кн.: Материалы VIII Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Часть 2. Томск, 1986, с. 96—101.
20. Гордин М. П., Садовников В. П., Стрелков Г. М. Тепловое самовоздействие лазерных пучков в атмосфере.—Препринт ИРЭ АН СССР, № 16 (319), 1981.— 55 с.
21. Гордин М. П., Соколов А. В., Стрелков Г. М. Распространение мощного лазерного излучения в атмосфере.—В кн.: Итоги науки и техники. Радиотехника, т. 20. М.: ВИНТИ, 1980, с. 206—289.
22. Егоров К. Д. Об интегральных характеристиках светового пучка при тепловом самовоздействии.—Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1980, т. 23, № 1, с. 122—124.
23. Егоров К. Д., Кандидов В. П., Чесноков С. С. Численное исследование распространения интенсивного лазерного излучения в атмосфере.—Изв. вузов СССР. Физика, 1983, т. 26, № 2, с. 66—78.
24. Дегтярев Л. М., Крылов В. В. Метод численного решения задач динамики волновых полей с особенностями.—Ж. вычислит. матем. и матем. физики, 1977, т. 8, № 2, с. 238—242.
25. Землянов А. А., Мартышко А. В. Эффективная интенсивность и пороги эффектов самовоздействия негауссовых лазерных пучков.—Деп. ВИНТИ, № 2455—В87, 1987.— 19 с.
26. Землянов А. А., Синев С. Н. Самовоздействие частично когерентного пучка при больших параметрах нелинейности.—Препринт ИОА СО АН СССР, № 29, Томск, 1984.— 26 с.
27. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере.—М.: Радио и связь, 1981.— 288 с.
28. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле.—Новосибирск: Наука, 1984.— 224 с.

29. Зуев В. Е., Креков Г. М. Оптические модели атмосферы.— Л.: Гидрометеонздат, 1986.— 256 с.
30. Зуев В. Е., Лукни В. П., Коняев П. А. Минимизация атмосферных искажений оптических волн методами адаптивной оптики.— Изв. вузов СССР. Физика, 1985, № 11, с. 6—29.
31. Кандидов В. П. Статистика интенсивных световых пучков в турбулентной атмосфере.— Изв. АН СССР, сер. физическая, 1985, т. 49, № 3, с. 442—449.
32. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П. Нелинейная адаптивная оптика.— Изв. АН СССР, сер. физическая, 1978, т. 42, № 12, с. 2547—2559.
33. Карамзин Ю. Н., Сухоруков А. П., Трофимов В. А. Нелинейные искажения гипергауссовых пучков.— Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1984, т. 27, № 10, с. 1292—1298.
34. Комаров В. С., Кардашева Г. Л., Макушкина Н. П. и др. Машинная реализация среднеширотных моделей атмосферы.— В кн.: Всесоюзное совещание по атмосферной оптике и актинометрии. Тезисы докл. Часть 2. Томск, 1983, с. 227—229.
35. Коняев П. А., Копытин Ю. Д., Лукин В. П., Пенни С. Т. Тепловое самовоздействие лазерных пучков на атмосферных трассах.— Деп. ВИНТИ, № 4066—85, 1985.
36. Коняев П. А., Лукин В. П. Тепловые искажения фокусированных лазерных пучков в атмосфере.— Изв. вузов СССР. Физика, 1983, т. 26, № 2, с. 79—89.
37. Лукни В. П. Атмосферная адаптивная оптика.— Новосибирск: Наука, 1986.— 248 с.
38. Макушкин Ю. С., Мицель А. А., Несмелова Л. И. и др. Автоматизированная система для расчета характеристик поглощения атмосферы (LARA).— Деп. ВИНТИ, № 3686—84, 1984.— 55 с.
39. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы.— Л.: Гидрометеонздат, 1984.— 751 с.
40. Пасманик Г. А. Самовоздействие пучков некогерентного света.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, в. 2, с. 490—500.
41. Распространение лазерного пучка в атмосфере/Под ред. Д. Стробена.— М.: Мир, 1981.— 414 с.
42. Сигал Г. Б., Сорокин Ю. М. Нелинейная рефракция в поле нелазерных источников.— ЖТФ, 1980, т. 50, в. 4, с. 832—834.
43. Склярков З. М. Ветер в пограничном слое атмосферы над территорией СССР.— М.: Изд. НИИАК, 1968.
44. Смит Д. К. Распространение мощного лазерного излучения в атмосфере. Тепловое самовоздействие пучка.— ТИИЭР, 1977, т. 65, № 12, с. 59—103.
45. Статистические характеристики полей температуры и влажности в атмосфере северного полушария. Часть 4. Локальные модели атмосферы/Под ред. В. С. Комарова.— М.: Гидрометеонздат, 1981, с. 86.
46. Стрелков Г. М. Распространение интенсивных лазерных пучков в тропосфере.— Автореф. дисс. на соискание ученой степени д-ра физ.-мат. наук.— М.: ИРЭ АН СССР, 1982.
47. Трофимов В. А. Нелинейные искажения гипертрубчатых световых пучков.— Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1985, т. 28, № 5, с. 624—633.
48. Федорюк М. В. Метод перевала.— М.: Наука, 1977.— 368 с.
49. Харди Д. У. Активная оптика. Новая техника управления световым пучком.— ТИИЭР, 1978, т. 66, № 7, с. 31—85.
50. Чиркин А. С., Юсубов Ф. М. Пространственная когерентность случайных световых пучков при тепловом самовоздействии.— Квантовая электроника, 1983, т. 10, № 9, с. 1833—1842.
51. Gebhardt F. G. High power laser propagation.— Appl. Opt., 1976, v. 15, N 6, p. 1479—1493.
52. Kleiman H., O'Neil R. W. Thermal blooming of pulsed laser radiation.— Appl. Phys. Lett., 1973, v. 23, N 1, p. 43—44.
53. Pearson J. E., Yeh C., Brown W. P. Propagation of laser beams having on-axis null in the presence of thermal blooming.— JOSA, 1976, v. 66, N 12, p. 1384—1388.

54. Ulrich P. B., Wallace J. Propagation characteristics of collimated pulsed laser beams through an absorbing atmosphere.— JOSA, 1973, v. 63, N 1, p. 8—12.
55. US Standard Atmosphere Supplement 1966.— US Government Printing Office. Washington, D. C., 1966.
56. Wallace J., Lilly J. Q. Thermal blooming of repetitively pulsed laser beams.— JOSA, 1974, v. 64, N 12, p. 1651—1655.
57. Weiss J. D., MacInnis W. H. Thermal blooming: round beam vs square beam.— Appl. Opt., 1980, v. 19, N 1, p. 31—33.
58. Zuev V. E., Zemlyanov A. A., Kolosov V. V., Sinev S. N. The transfer equation method in the problem of wave beams self-action.— International Conference of Optical and Millimeter Wave Propagation and Scattering in the Atmosphere. Florence, 1986, Digest, p. 133—135.

К главе 4

1. Алмаев Р. X., Семенов Л. П., Слесарев А. Г. Распространение лазерного излучения в облаке при различных режимах разрушения конденсированной фазы.— В кн.: III Всесоюзное совещание по распространению лазерного излучения в дисперсных средах. Тезисы докл. Часть 4. Обнинск, 1985, с. 11—13.
2. Арманд С. А., Попов А. П. Численное моделирование прохождения излучения $\lambda=10,6$ мкм через водно-капельный аэрозоль в условиях теплового самовоздействия.— Радиотехника и электроника, 1980, т. 25, вып. 9, с. 1793—1800.
3. Аскарьян Г. А. Уменьшение проникающей способности интенсивного света из-за рассеяния на преломляющих ореолах оптического возмущения среды.— ЖЭТФ, 1963, т. 45, с. 810—814.
4. Аскарьян Г. А., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П. Ореольное рассеяние мощного света при воздействии излучения на макрочастицы вещества.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 2170—2174.
5. Аскарьян Г. А., Прохоров А. М., Чантурия Г. Ф., Шипуло Г. П. Нелинейное рассеяние интенсивного света на паровых пузырьках, индуцированных на неоднородностях в жидкости.— ЖЭТФ, 1962, т. 44, с. 2180—2184.
6. Бабенко В. А. Рассеяние излучения капель, окруженной облаком пара убывающей плотности.— В кн.: III Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тезисы докл. Томск, 1975, с. 13—14.
7. Бельц В. А., Волковицкий О. А., Добровольский А. Ф. и др. Экспериментальное исследование воздействия импульсов CO_2 -лазера на капельную и кристаллическую облачные среды.— Квантовая электроника, 1985, т. 12, № 5, с. 1027—1033.
8. Бельц В. А., Волковицкий О. А., Нерушев Л. Ф., Николаев В. П. Исследование рефракции в пучках CO_2 -лазера в движущейся облачной среде.— Тр. ИЭМ, 1978, вып. 18 (71), с. 67—77.
9. Бельц В. А., Добровольский А. Р., Николаев В. П., Хмелевцов С. С. Изменение прозрачности водяного аэрозоля при воздействии на него импульса излучения CO_2 -лазера.— В кн.: IV Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тезисы докл. Томск, 1977, с. 36—40.
10. Бисярин В. П., Ефременко В. В., Колосов В. А. и др. Распространение лазерного излучения в водном аэрозоле в условиях его разрушения.— Изв. вузов СССР. Физика, 1983, т. 26, № 2, с. 23—46.
11. Букатый В. И., Копытин Ю. Д., Хмелевцов С. С. Тепловое самовоздействие интенсивных световых импульсов при распространении в твердом аэрозоле.— В кн.: II Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тезисы докл. Томск, 1973, с. 328—330.
12. Букатый В. И., Копытин Ю. Д., Хмелевцов С. С. Тепловая рафокусировка оптического излучения, распространяющегося в дисперсной среде.— Квантовая электроника, 1973, № 1 (13), с. 70—74.

13. Букатый В. И., Копытин Ю. Д., Хмелевцов С. С. Распространение интенсивных световых импульсов в поглощающей гетерогенной среде.— В кн.: VI Всесоюзная конференция по нелинейной оптике.— Тезисы докл. Минск, 1972, с. 38.
14. Букатый В. И., Копытин Ю. Д., Хмелевцов С. С., Чапоров Д. П. Тепловое самовоздействие оптических импульсов в модельных аэрозольных средах.— Изв. вузов СССР. Физика, 1976, № 3, с. 33—39.
15. Букатый В. И., Копытин Ю. Д., Хмелевцов С. С., Чапоров Д. П. Исследование тепловой дефокусировки лазерного излучения в твердом аэрозоле.— В кн.: III Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тезисы докл. Томск, 1975, с. 110—111.
16. Букатый В. И., Копытин Ю. Д., Погодаев В. А. Горение углеводородных частиц, иницированное лазерным излучением.— Изв. вузов СССР. Физика, 1983, т. 26, № 2, с. 14—22.
17. Букатый В. И., Сагалаков А. М., Тельнихин А. А. и др. Исследование воздействия мощного лазерного излучения на твердый аэрозоль.— Физика горения и взрыва, 1979, № 6, с. 46—51, 1982, № 2, с. 96—100.
18. Букатый В. И., Небольсин М. Ф. Исследование прозрачности искусственного тумана при воздействии на него импульсного излучения CO₂-лазера.— В кн.: IV Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Тезисы докл. Томск, 1977, с. 22—26.
19. Волковицкий О. А., Седунов Ю. С., Семенов Л. П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках.— Л.: Гидрометеоздат, 1982.— 312 с.
20. Гейнц Ю. Э., Землянов А. А., Кабанов А. М. и др. Микрофизические характеристики и оптические свойства малого объема водного аэрозоля в поле импульсного CO₂-лазера.— В кн.: III Всесоюзное совещание по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Тезисы докл. часть 4. Обнинск, 1985, с. 3—6.
21. Гордин М. П., Грачев Ю. Н., Лоскутов В. С. и др. Проблема взаимодействия мощного лазерного излучения с аэрозолями в атмосфере.— Изв. АН СССР, сер. физическая, 1985, т. 49, № 3, с. 450—458.
22. Гордин М. П., Садовников В. П., Стрелков Г. И. О влиянии тепловых искажений на просветление облачной среды лазерным пучком.— Радиотехника и электроника, 1982, т. 27, № 8, с. 1457—1461.
23. Грачев Ю. Н., Стрелков Г. М. Изменение прозрачности водного аэрозоля под воздействием импульса излучения CO₂-лазера.— Квантовая электроника, 1976, т. 3, № 3, с. 621—625.
24. Данилейко Ю. К., Маненков А. А., Нечитайло В. С., Хаимов-Мальков В. Я. Нелинейное рассеяние света на малых неоднородностях в кристаллах корунда.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, с. 1245—1250.
25. Егоров К. Д., Кандидов В. П., Прахов М. С. Распространение светового пучка через движущуюся среду, замутненную водным аэрозоле.— Квантовая электроника, 1979, т. 6, № 12, с. 2562—2566.
26. Захарченко С. В., Пинчук С. Д., Скрипкин Л. М. Взаимодействие лазерного излучения с твердым аэрозоле.— Тр. ИЭМ, 1978, вып. 18 (71), с. 103—109.
27. Землянов А. А., Колосов В. В., Кузиковский А. В. Искажение волнового пучка при тепловом самовоздействии в капельной среде.— Квантовая электроника, 1979, т. 6, № 6, с. 1148—1154.
28. Землянов А. А., Кузиковский А. В. Самовоздействие лазерных пучков в случайно-неоднородном водном аэрозоле.— В кн.: Распространение оптических волн в случайно-неоднородной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1979, с. 104—112.
29. Землянов А. А., Кузиковский А. В., Погодаев В. А. Чистякова Л. К. Макрочастица в интенсивном оптическом поле.— В кн.: Проблемы оптики атмосферы. Новосибирск: Наука, 1983, с. 13—39.
30. Землянов А. А., Небольсин М. Ф., Погодаев В. А., Рождественский А. В. Просветление мелкокапельного тумана импульсом CO₂-лазера.— ЖТФ, 1985, т. 55, вып. 4, с. 791—793.
31. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д., Кузиков-

- ский А. В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле.— Новосибирск: Наука, 1984.— 220 с.
32. Зуев В. Е., Землянов А. А. Взрывы водных капель под действием интенсивного лазерного излучения.— Изв. вузов СССР. Физика, 1983, № 2, с. 53—65.
 33. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д. Нелинейное распространение интенсивного света в газовой среде с твердым микрозаполнением.— Изв. вузов СССР, Физика, 1977, № 11, с. 79—105.
 34. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях.— Новосибирск: Наука, 1980.— 184 с.
 35. Искольдский А. М., Нестерихин Ю. Е., Наташинский З. А. и др. О неустойчивости градиентного взрыва.— ДАН СССР, 1977, т. 236, № 6, с. 1346—1349.
 36. Кандидов В. П., Прахов М. С. Распространение оптического излучения в испаряющемся водном аэрозоле.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1986, т. 22, № 3, с. 265—273.
 37. Колосов В. В., Кузиковский А. В. О фазовой компенсации рефракционных искажений частично когерентных пучков.— Квантовая электроника 1981, т. 8, № 3, с. 490—493.
 38. Колосов М. А., Рудаш В. К., Соколов А. В., Стрелков Г. М. Экспериментальное изучение воздействия интенсивного ИК-излучения на крупные капли воды.— Радиотехника и электроника, 1974, № 1, с. 45—50.
 39. Копытин Ю. Д., Хмелевцов С. С. Новый механизм самофокусировки света в газовой среде при наличии поглощающих центров.— Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, № 1, с. 45—49.
 40. Копытин Ю. Д., Хмелевцов С. С. Тепловое самоуширение интенсивных световых импульсов при распространении в поглощающем аэрозоле.— Квантовая электроника, 1974, т. 1, № 4, с. 806—811.
 41. Кузиковский А. В., Чистякова Л. К., Коханов В. И. Импульсное просветление искусственного водного аэрозоля излучением CO₂-лазера.— Квантовая электроника, 1981, т. 8, № 10, с. 2090—2096.
 42. Кутуков В. Б., Островский Ю. К., Яламов Ю. И. Нелинейное рассеяние оптического излучения в среде, содержащей поглощающие центры.— Письма в ЖТФ, 1975, с. 585—587.
 43. Кутуков В. Б., Островский Ю. К., Яламов Ю. И. Нелинейное рассеяние лазерного излучения на движущейся в газе поглощающей частице.— В кн.: I Совещание по атмосферной оптике. Тезисы докл. Часть 2. Томск, 1976, с. 194—197.
 44. Лоскутов В. С., Стрелков Г. М. Ослабление лазерного излучения горящими аэрозолями из частиц сажи.— В кн.: II Всесоюзное совещание по атмосферной оптике. Тезисы докл. Часть 3. Томск, 1980, с. 95—98.
 45. Лоскутов В. С., Стрелков Г. М. О взрывном испарении водяной капли под воздействием лазерных импульсов на $\lambda=10,6$ и $2,36$ мкм.— Оптика и спектроскопия, 1982, т. 53, вып. 5, с. 888—892.
 46. Мартынюк М. М. Фазовый взрыв метастабильной жидкости.— Физика горения и взрыва. 1977, т. 13, № 2, с. 213—229.
 47. Небольсин М. Ф., Погодаев В. А., Рождественский А. Е. Прозрачность водного тумана в поле излучения импульсного CO₂-лазера.— В кн.: III Всесоюзное совещание по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Тезисы докл. Часть 4. Обнинск, 1985, с. 7—10.
 48. Пришивалко А. П. Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц.— Минск: Наука и техника, 1983.— 190 с.
 49. Рихмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач.— М.: Мир, 1972.— 420 с.
 50. Самарский А. А. Об одном экономическом разностном методе решения многомерного параболического уравнения в продольной области.— ЖВМ и МФ, 1962, т. 2, № 5, с. 787—792.
 51. Свиркунов П. Н. Распространение излучения в среде с тепловыми пятнами.— Труды ИЭМ, 1976, вып. 13 (58), с. 34—43.
 52. Свиркунов П. Н. Влияние теплового ореола на рассеивающие свойства частиц.— Труды ИЭМ, 1978, вып. 18 (71), с. 110—115.

53. Сухоруков А. П., Хохлов Р. В., Шумилов Э. Н. Динамика просветления облаков лазерным пучком.— Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 14, с. 245—250.
54. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. Справочник/В. П. Скрипов, Е. Н. Синицын, П. А. Павлов и др.— М.: Атомиздат, 1980.— 208 с.
55. Федорюк М. В. Метод перевала.— М.: Наука, 1977.— 368 с.
56. Фрязинов И. В., Бакирова М. И. Об экономических разностных схемах решения уравнения теплопроводности в полярных, цилиндрических и сферических координатах.— ЖВМ и МФ, 1972, т. 12, № 2, с. 352—363.
57. Шиффри К. С., Зельманович И. Л. Таблицы по светорассеянию.— Л.: Гидрометеоздат, 1968, т. 111—432.
58. Armstrong R. L. Interactions of absorbing aerosols with intense light beam.— J. Appl. Phys., 1984, v. 56, N 7, p. 2142—2153.
59. Feiock F. D., Goodwin L. H. Calculation of laser induced stress in water.— J. Appl. Phys., 1972, v. 43, N 12, p. 5061—5064.
60. Glickler S. L. Propagation of 10.6 μm laser through a cloud including droplet vaporization.— Appl. Opt., 1971, v. 10, N 3, p. 644—650.
61. Kafalas P., Ferdinand A. D. Fog droplet vaporization and fragmentation by 10.6 μm laser pulse.— Appl. Opt., 1973, v. 12, N 1, p. 29—33.
62. Kafalas P., Hermann J. Dynamics and energetics of the explosive vaporization of fog droplets by 10.6 μm laser pulse.— Appl. Opt., 1973, v. 12, N 4, p. 772—775.
63. Kerker M. The scattering of light and other electromagnetic radiation.— N.-Y.: Academic Press, 1969.
64. Lowder J. E., Kleiman H., O'Neil R. W. High-energy CO₂-laser pulse transmission through fog.— J. Appl. Phys., 1974, v. 45, N 1, p. 221—223.
65. Zuev V. E., Zemlyanov A. A., Kopytin Yu. D., Kuzikovskii A. V. High-power laser radiation in atmospheric aerosols.— Dordrecht, Holland: D. Reidel Publ. Co., 1985, p. 291.
66. Zuev V. E., Zemlyanov A. A., Kopytin Yu. D., Pogodaev V. A. Nonlinear optics of atmospheric aerosol.— International Conference of Optical and Millimeter Wave Propagation and Scattering in the Atmosphere, Florence, 1986. Digest, p. 129—132.

К главе 5

1. Агеев В. П., Бурдин С. Г., Гончаров И. Н. и др. Взаимодействие импульсного лазерного излучения с твердыми телами в газах.— В кн.: Итоги науки и техники. Радиотехника, т. 31. М.: ВИНТИ, 1983.— 219 с.
2. Ахтырченко Ю. В. и др. Нелинейное энергетическое ослабление излучения импульсного CO₂-лазера в приземной атмосфере.— Изв. вузов СССР. Физика, 1983, т. 26, № 2, с. 5—13.
3. Ахтырченко Ю. В., Бочкарев Н. Н., Высоцкий Ю. П. и др. Диагностика параметров плазмы оптического пробы атмосферы по акустическим измерениям.— В кн.: Материалы VIII Всесоюзного симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Тезисы докл. Часть 2. Томск, ИОА СО АН СССР, 1984, с. 114—118.
4. Ахтырченко Ю. В., Васильев А. А., Высоцкий Ю. П., Сотников В. Н. Газодинамические оценки критических параметров плазменных образований, возникающих при лазерном пробы на аэрозолях в воздухе.— Квантовая электроника, 1983, т. 10, № 5, с. 989—995.
5. Арутюнян С. Г., Гамчан Г. М., Дарбинян К. Р., Оганисян М. Г. Интерферометрические исследования плазмы оптического пробы у поверхности металлических мишеней в воздухе.— Изв. АН АрмССР, Физика, 1981, т. 16, с. 58—63.
6. Баландин С. Ф., Беляев Е. Б., Иванов Ю. В. и др. Плазмохимия запыленной атмосферы в поле высокоинтенсивного лазерного излучения.—

- В кн.: Материалы VIII Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Часть 2. Томск, ИОА СО АН СССР, 1986, с. 221—223.
7. Баландин С. Ф., Копытин Ю. Д., Небольсин М. Ф. и др. Динамика свечения атмосферы при работе спектрохимического лидара в режиме инициирования очагов макро- и микропробоя.— В кн.: Материалы VIII Всесоюзного симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Тезисы докладов. Часть 1. Томск, ИОА СО АН СССР, 1984, с. 258—261.
 8. Баландин С. Ф., Копытин Ю. Д., Струнин В. И. и др. Аномальные времена жизни плазмы оптического пробоя воздуха.— ВИНТИ, деп. № 2111 от 24.03.87.
 9. Барчуков А. И., Бункин Ф. В., Конов В. И., Прохоров А. М. Низкопороговый пробой воздуха вблизи мишени излучением CO_2 -лазера и связанный с ним высокий импульс отдачи.— Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 17, в. 8, с. 413—416; 1974, т. 66, в. 3, с. 965—982.
 10. Басов Н. Г., Бойко В. А., Крохин О. Н., Склизков Г. В. Образование длинной искры в воздухе под действием слабо сфокусированного лазера.— ДАН СССР, 1967, т. 173, № 5, с. 538—543.
 11. Беленький М. С., Копытин Ю. Д., Пенин С. Т. Статистика очагов пробоя при распространении лазерного излучения через турбулентную атмосферу.— Изв. вузов СССР, Физика, 1987, № 2.
 12. Белов Н. Н., Дацкевич Н. П., Карлов Н. В. и др. Ослабление излучения импульсного CO_2 -лазера плазмой пробоя в аэрозолях при пониженных концентрациях частиц.— ЖТФ, 1983, т. 53, в. 3, с. 579—580.
 13. Беляев Е. Б., Годлевский А. П., Зуев В. Е., Копытин Ю. Д. Дистанционный лазерный спектрохимический анализ аэрозолей.— В кн.: Зондирование физико-химических параметров атмосферы с использованием мощных лазеров. Томск. ИОА СО АН СССР, 1979, с. 3—56.
 14. Берченко Е. А., Поташин М. Н., Соболев А. П. и др. Устойчивость волн поглощения лазерного излучения и механизмы их турбулизации.— Квантовая электроника, 1983, т. 10, № 12, с. 2456—2464.
 15. Бункин Ф. В., Савранский В. В. Оптический пробой газов, инициируемый тепловым взрывом взвешенных макроскопических частиц.— ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 2185—2191.
 16. Бурмистров А. В. О механизме понижения порога оптического пробоя воздуха вблизи твердых поверхностей.— ЖТФ, 1978, т. 48, с. 2313—2318.
 17. Вдовин В. А., Сорокин Ю. М. Численное исследование динамики аэрозольного микрофакала в световом поле.— ЖТФ, 1981, т. 51, с. 1449—1457.
 18. Волков В. А., Григорьев Ф. В., Калиновский В. В. и др. Зависимость порога пробоя воздуха сфокусированным лазерным излучением от геометрии фокальной области.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, с. 115—121.
 19. Годлевский А. П., Копытин Ю. Д. Блокирование излучения при дистанционном оптическом пробое атмосферы импульсами CO_2 -лазера.— Квантовая электроника, 1982, т. 9, № 6, с. 1280—1283.
 20. Годлевский А. П., Копытин Ю. Д. Ионизация и возбуждение эмиссионного спектра вещества аэрозолей излучением лазера на CO_2 .— ЖПС 1979, т. 31, в. 4, с. 240—247.
 21. Гурвич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере.— М.: Наука, 1973.— 270 с.
 22. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере.— М.: Радио и связь, 1981.— 288 с.
 23. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. А. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле.— Новосибирск: Наука, 1984.— 223 с.
 24. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д. Новые методы лазерного зондирования атмосферы на основе нелинейных эффектов.— Изв. АН СССР, сер. физическая, 1985, т. 49, № 3.
 25. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях.— Новосибирск: Наука, 1980.— 180 с.

26. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д., Протасевич Е. Т., Хан В. А. Образование долгоживущих плазмонидов при охлаждении ВЧ-разряда потоком водно-капельного аэрозоля.— ДАН СССР. Физика, 1986, т. 294.
27. Королев И. Я., Кособурд Т. П., Крикунова Э. М., Сорокин Ю. М. Комплексное экспериментальное исследование области низкопорогового оптического пробоя в газодисперсной среде.— В кн.: Материалы II Всесоюзного совещания по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Тезисы докл. Часть 2. Обнинск, ИЭМ, 1982, с. 82—85.
28. Мажукин В. И., Углов А. А., Четверушкин Б. Н. Низкотемпературная лазерная плазма вблизи металлических поверхностей в газах высокого давления.— Квантовая электроника, 1983, т. 10, с. 679—701.
29. Окабе Х. Фотохимия малых молекул.— М.: Мир, 1981.— 500 с.
30. Отрик М., Каресса Дж. П., Бруно Ф., Дафрин Д. Распространение энергии лазерного импульса в атмосфере.— Ракетная техника и космонавтика, 1981, т. 19, № 11.
31. Парфенов В. А., Пахомов Л. П., Петрунькин Ю. В., Подлевский В. А. Исследование возможности получения весьма протяженного оптического пробоя атмосферного воздуха.— Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, № 16, с. 731—734.
32. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов.— М.: Наука, 1980.— 415 с.
33. Реди Дж. Действие мощного лазерного излучения.— М.: Мир, 1974.— 468 с.
34. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа.— М.: Наука, 1978.— 414 с.
35. Труды Института экспериментальной метеорологии. Оптика атмосферы, 1983, вып. 31 (105).— 128 с.
36. Фишер В. И. О световой детонации в газах.— ЖТФ, 1983, т. 53, с. 2143—2157.
37. Фортов В. Е., Якубов И. Т. Физика неидеальной плазмы.— Изд. Ин-та химической физики АН СССР, 1984.— 263 с.
38. Apostol D. et al. An interferometric electron density estimate of a TE-CO₂ laser sustained plasma in front of metallic target.— Opt. Commun., 1983, v. 44, p. 333—336.
39. Lencioni D. E. The dynamics of air breakdown initiated by a particle in a laser beam.— Appl. Phys. Lett., 1973, v. 23, p. 12.
40. Morgan C. C. Laser-induced breakdown of gases.— Rept. Progr. Phys., 1975, v. 38, N 5, p. 621—665.
41. Relly J., Singh P., Weil G. Multiple puls laser propagation through atmosphere dust at 10,6 microns.— AIAA Pap., 1977, N 697. 6 p.
42. Smith D. C. Gas breakdown initiated by laser radiation interaction with aerosols and solid surfaces.— J. Appl. Phys., 1977, v. 48, p. 2217—2224.
43. Shkarofsky I. P. Review of gase breakdown phenomena induced by high-power lasers.— RCA Rev., 1974, v. 35, p. 110—122.
44. Wu P. K., Pirri A. N. The dynamics of air plasma growth in a 10,6 microns laser beam.— AIAA 16th Aerosp. Sci. Meeting. Huntsville, 1978. 8 p.

К главе 6

1. Ахтырченко Ю. В., Бочкарев Н. Н., Высоцкий Ю. П. и др. Диагностика параметров плазмы оптического пробоя атмосферы по акустическим измерениям.— В кн.: Материалы VIII Всесоюзного симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Тезисы докл. Часть 2. Томск, ИОА СО АН СССР, 1984, с. 114—118.
2. Ахтырченко Ю. В., Высоцкий Ю. П., Гарин О. В. и др. Влияние атмосферных осадков на коэффициент пропускания канала оптического излучения.— В кн.: Материалы VIII Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Часть 2. Томск, ИОА СО АН СССР, 1986, с. 211—215.

3. Ахманов С. А., Коротеев И. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света.— М.: Наука, 1981.— 544 с.
4. Баландин С. Ф., Бочков Д. П., Копытин Ю. Д. Макет многоцелевого лидара на основе мощного CO_2 -лазера для нелинейной локации атмосферы.— В кн.: Материалы IX Всесоюзного симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы (Туапсе, 1986), Томск, ТФ СО АН СССР, 1987, т. 2, с. 50—53.
5. Беленький М. С., Иванов А. К., Копытин Ю. Д. Дистанционный газоанализ реальной атмосферы на основе внутриврезонаторного лазерного приема рассеянного излучения.— Изв. вузов СССР. Физика, 1983, № 6.
6. Беликова Т. П., Свириденков Э. А., Сучков А. Ф. Сверхчувствительная скоростная лазерная спектроскопия радикалов и молекул.— УФН, 1974, т. 113, с. 327—329.
7. Беляев Е. Б., Годлевский А. П., Копытин Ю. Д. Лазерный спектроскопический анализ аэрозолей.— Квантовая электроника, 1978, т. 5, № 12, с. 2594—2601.
8. Беляев Е. Б., Копытин Ю. Д., Годлевский А. П. и др. О характере генерации акустического излучения при лазерном пробое газодисперсных сред.— Письма в ЖТФ, 1982, т. 8, вып. 6, с. 333—337.
9. Бобович Я. С. Новое в дистанционной спектроскопии комбинационного рассеяния (обзор).— Квантовая электроника, 1979, т. 6, № 11, с. 2293—2317.
10. Булдаков М. А., Васильев Н. Ф., Лазарев С. В., Матросов И. И. Изменение напряженности электрического поля методом активной спектроскопии комбинационного рассеяния.— Квантовая электроника, 1984, т. 11, № 2, с. 405—407.
11. Бункин А. Ф., Голумян А. С., Мальцев Д. В., Сурский Н. О. Дистанционная регистрация углеводородов в воде с помощью четырехфотонной поляризованной спектроскопии комбинационного рассеяния света.— Квантовая электроника, 1986, т. 13, № 7, с. 1317—1318.
12. Бункин А. Ф., Коротеев Н. Н. Нелинейная лазерная спектроскопия газов, газовых потоков и низкотемпературной плазмы.— УФН, 1981, т. 134, вып. 1, с. 93—123.
13. Бураков С. Д., Копытин Ю. Д. Динамика генерации узкополосного лазера под действием модулированного внешнего сигнала.— В кн.: Материалы VII Всесоюзного симпозиума по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Тезисы докл. Часть 2. Томск, ИОА СО АН СССР, 1984, с. 360—363.
14. Быковский Ю. А., Манькин Э. А., Нахутин И. Е. и др. Резонансная раскачка электромагнитным полем поверхностных колебаний жидкой капли.— Квантовая электроника, 1976, т. 3, с. 157—163.
15. Бычков Ю. И., Орловский В. М., Осипов В. В. Особенности работы электроионизационного CO_2 -лазера в диапазоне давлений 1—10 атмосфер.— Квантовая электроника, 1977, т. 4, № 11, с. 2435—2441.
16. Волковичкий О. А., Седунов Ю. С., Семенов Л. П. Распространение интенсивного лазерного излучения в облаках.— Л.: Гидрометеонздат, 1982.— 312 с.
17. Годлевский А. П., Копытин Ю. Д. Ионизация и возбуждение эмиссионного спектра вещества аэрозолей излучением лазера на CO_2 .— ЖПС, 1979, т. 31, вып. 4, с. 240—247.
18. Годлевский А. П., Копытин Ю. Д., Корольков В. А., Иванов Ю. В. Спектрохимический лидар для анализа элементного состава атмосферного аэрозоля.— ЖПС, 1983, т. 39, с. 734—740.
19. Годлевский А. П., Копытин Ю. Д., Лазарев С. В. Исследование флукуатаций фазы ИК-излучения в турбулентной атмосфере методом внутриврезонаторного лазерного приема.— Квантовая электроника, 1986, т. 13, № 5.
20. Годлевский А. П., Копытин Ю. Д. Метод адсорбционной лазерной спектроскопии поверхностно-активных веществ, адсорбированных газов и аэрозолей.— ЖПС, 1978, т. 29, вып. 5, с. 791—795.

21. Годлевский А. П., Беляев Е. Б., Бортиев Н. К. и др. Спектрохимический лидар.— В кн.: Проблемы оптики атмосферы. Новосибирск: Наука, 1983, с. 93—97.
22. Годлевский А. П., Иванов А. К., Копытин Ю. Д. Лидарный метод газоанализа малых примесей в атмосфере на уровне фоновых концентраций.— В кн.: Проблемы оптики атмосферы. Новосибирск: Наука, 1983, с. 81—92.
23. Годлевский А. П., Иванов А. К., Копытин Ю. Д. Атмосферный лазерный спектрометр с выносным зеркалом резонатора.— Оптика и спектроскопия, 1982, т. 25, № 6, с. 150—154.
- 23а. Голуб С. Л., Скрипкин А. М. Способы повышения чувствительности лазерного спектрохимического анализа аэрозольных частиц.— Тр. ИЭМ, 1985, вып. 40 (123), с. 42—48.
24. Захарченко С. В., Коломиец С. М., Скрипкин А. М. Пробой дисперсной среды лазерным излучением.— Письма в ЖТФ, 1977, т. 3, с. 1339—1343.
25. Землянов А. А. Деформция и устойчивость прозрачной капли в мощном оптическом поле.— Изв. вузов СССР, Физика, 1975, № 6, с. 132—134.
26. Зондирование физико-химических параметров атмосферы с использованием мощных лазеров. Сб. статей/Под ред. В. Е. Зуева.— Томск: ИОА СО АН СССР, 1979.— 220 с.
27. Зуев В. Е. Лазер-метеоролог.— Л.: Гидрометеониздат, 1974.— 180 с.
28. Зуев В. Е. Применение лазеров для исследования атмосферы.— ЖПС, 1981, т. 34, в. 1, с. 45—69.
29. Зуев В. Е., Годлевский А. П., Иванов А. К., Копытин Ю. Д. Новый метод лазерного зондирования атмосферы, основанный на приеме эксигналов на лазер.— ДАН СССР, 1982, т. 267, № 2, с. 343—348.
30. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле.— Новосибирск: Наука, 1985.
31. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д. Новые методы лазерного зондирования атмосферы на основе нелинейных эффектов.— Изв. АН СССР, сер. физическая, 1985, т. 49, № 3.
32. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях.— Новосибирск: Наука, 1980.— 180 с.
33. Зуев В. Е., Наац И. Э. Обратные задачи лазерного зондирования атмосферы.— Новосибирск: Наука, 1982, 242 с.
34. Иванов Ю. В., Копытин Ю. Д. Селективное взаимодействие последовательности лазерных импульсов с аэрозольной средой.— Квантовая электроника, 1982, т. 9, № 3, с. 591—593.
35. Копвиллем У. Х., Букин О. А., Столярчук С. Ю. и др. Вынужденное рассеяние назад на водном аэрозоле в атмосфере.— Оптика и спектроскопия, 1985, т. 59, в. 2, с. 306—310.
36. Копытин Ю. Д. Нелинейно-оптические методы зондирования химического и дисперсного состава приземного аэрозоля.— В кн.: Исследование атмосферного аэрозоля методами лазерного зондирования. Новосибирск: Наука, 1980, с. 138—166.
37. Копытин Ю. Д., Шишигин С. А. Излучение электромагнитных волн колеблющихся частицами в постоянном электрическом поле.— Изв. вузов СССР. Физика, 1983, № 11, с. 14—17.
38. Костко О. К., Портасов В. С., Хаттагов В. У., Чайнова Э. А. Применение лазеров для определения состава атмосферы.— Л.: Гидрометеониздат, 1983.— 216 с.
39. Лазерный контроль атмосферы/Под ред. Э. Д. Хинкли.— М.: Мир, 1979.— 416 с.
40. Лукьяненко С. Ф., Макогои М. М., Тиница Л. Н. Внутррезонаторная лазерная спектроскопия. Основы метода и применения.— Новосибирск: Наука, 1985.— 120 с.
41. Годлевский А. П., Копытин Ю. Д. Формирование тонкой структуры спектра генерации лазера в микроокнах прозрачности газовых сред.— Оптика и спектроскопия, 1978, т. 44, вып. 2, с. 320—324.

42. Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1981.— 246 с.
43. Самохвалов И. В., Копытин Ю. Д., Ипполитов И. И. и др. Лазерные методы зондирования тропосферы и подстилающей поверхности.— Новосибирск: Наука, 1987.— 270 с.
44. Eesley G. L. Coherent Raman spectroscopy.— J. Quant. Spectr. Rad. Trans. 1979, v. 22, N 6, p. 507—576.
45. Kofler A. P., Lauberau A. High intensity Raman interactions.— Progr. Quant. Electr., 1979, N 2, p. 55—140.
46. Nichols D. B., Hall R. B. Threshold conditions for the formation of surface plasmas by HF and DF laser radiation.— J. Appl. Phys., 1978, v. 49, N 10, p. 5155—5164.
47. Rodziemski L. J., Loree T. R., Cremers D. A., Koffman N. M. Time-resolved laser-induced breakdown spectroscopy of aerosols.— Anal. Chem., 1983, v. 55, N 8, p. 1246—1252.
48. Tolles W. H., Nibler J. W., McDonald J. R., Harvey A. B. A review of the theory and applications of coherent anti-stokes Raman spectroscopy (CARS).— Appl. Spectr., 1977, v. 31, N 4, c. 253—271.
49. Yuratich M. A., Hanna D. C. Coherent anti-stokes Raman spectroscopy (CARS). Selection rules, depolarisation ratios and rotational structure.— Mol. Phys., 1977, v. 33, N 3, p. 671—682.
50. Zuev V. E., Kopytin Yu. D. Nonlinear optical methods for sounding the atmosphere.— Reports IAMAP Third Sci. Assembly, Hamburg, 1981, p. 110—116.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Адаптивное управление** 95
Атмосферная трасса 46, 78, 79, 177, 192
Аэрозоль водный 97
— твердофазный 35, 133
- Безабберрационное приближение** 12, 46
- Взрыв** 110, 152
Время взрыва 112, 125
— просветления 99
- Гауссов пучок** 62, 65, 141, 173
Горение 34, 144
- Диэлектрическая проницаемость** 9, 48, 105, 136
— комплексная 10, 105, 175
Длина нелинейности 23, 29, 45, 108
Дымка 132, 180, 193
- Испарение** 97, 128, 154
Ионизация 35, 151, 193, 200
— изобарная 162, 166, 170
— изотермическая 39, 154, 159, 166
— изохорная 36, 162, 167, 170, 200
— каскадная 152, 167
— неизомермическая 159
- Канал просветления** 100
Коэффициент
аэрозольного ослабления 100, 105
— поглощения 101
молекулярного (газового) поглощения 15, 105
обратного рассеяния 190, 206
турбулентной теплопроводности 28
- Критерии качества** 61
Критическая мощность 13, 81
- Лазерная искра** 178, 196
Лазерное внутрирезонаторное гетеродинамирование 220
Лучевая трубка 93
- Метастабильная жидкость** 112, 185
Многофотонное оптическое смещение 222
Механизмы распространения оптического разряда
быстрая волна ионизации 153
дозвуковая волна горения 39, 153
радиационный 152
светодетонационный 152
температурная волна пробоя 161
- Модель переноса излучения** 95
— «холодной» аэрозольной плазмы 183
- Оптимизация** 95
Оптическая толщина 100
Оптический пробой 35, 151, 194
- Параметр нелинейности** 65
— — уравнения локации 189
- Пороги нелинейно-оптических эффектов** 12, 29
— оптического пробоя 35, 161, 195
Прозрачность 24, 102, 121, 175
- Радиус когерентности** 57, 87, 94
Рассеяние света 135
— — вынужденное 22, 224
— — когерентное антистоксовое 223
— на резонансных колебаниях формы частиц 227
— нелинейное комбинационное 228
— типа когерентного аэрозольного эха 233
- Расходимость**
нелинейная 19, 30, 63
угловая 31
— дифракционная 63
- Самовоздействие**
— изобарное тепловое 30, 49, 55
— изохорное тепловое 55
— при нестационарном кинетическом охлаждении 59
— термоакустическое 42
- Скорость фронта просветления** 99
- Тепловой ореол** 133
Туман 103
Турбулентность 79
- Уравнение**
квантоптики II
переноса яркости 90
температуропроводности 61
- Уравнения**
аэротермохимии 144
газовой динамики 118
для эффективных параметров пучка 62
Максвелла 9
- Фазовая коррекция** 96
Флуктуации диэлектрической проницаемости 79
— интенсивности 85, 86, 89
— скорости ветра 84, 102
Фотостимулированная электролюминесценция 203
Фотоабсорбционная конвекция 29, 90
Функция когерентности 90
- Частично когерентный пучок** 87
- Энергетическая переменная** 98
Эффективная интенсивность 65
Эффективная толщина осажденного слоя 177
- Яркость излучения** 90

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	5
Глава 1. Общая характеристика и энергетические пороги нелинейных оптических эффектов в атмосфере	8
1.1. Основные понятия и соотношения	8
1.1.1. Классификация нелинейно-оптических эффектов в атмосфере	8
1.1.2. Уравнения процесса	9
1.1.3. Принципы определения порогов нелинейно-оптических эффектов	12
1.2. Нетепловые механизмы нелинейности показателя преломления атмосферы	13
1.2.1. Эффект Керра	13
1.2.2. Эффект электрострикции	14
1.3. Нелинейные спектроскопические эффекты в газовой атмосфере	15
1.3.1. Нелинейные оптические эффекты при резонансном взаимодействии лазерного ИК-излучения с газовой атмосферой	15
1.3.2. Динамический эффект Штарка	19
1.3.3. Резонансная двухфотонная спектроскопия колебательно-вращательных переходов молекул	20
1.4. Нелинейная спектроскопия комбинационного рассеяния света	22
1.5. Селективные лазерохимические процессы в воздушной среде	24
1.6. Классификация и пороги эффектов теплового расплывания лазерных пучков в атмосфере	26
1.7. Механизмы оптической нелинейности аэрозолей	30
1.7.1. Регулярное испарение капель	31
1.7.2. Взрывной режим испарения капель	33
1.7.3. Горение аэрозолей	34
1.7.4. Сублимация аэрозолей	35
1.7.5. Ионизация и оптический пробой	35
1.8. Пондеромоторное действие лазерного излучения на атмосферный аэрозоль	39
Глава 2. Термоакустическое самовоздействие пучков импульсного излучения	42
2.1. Формирование нестационарной газовой линзы	42
2.2. Тепловое расплывание пучка в газовой среде с детерминированной нелинейностью	44
2.3. Пространственная статистика импульсного излучения при тепловом самовоздействии в турбулизованной атмосфере	48
2.4. Развитие неустойчивостей при импульсном тепловом самовоздействии частично когерентного излучения	54
2.5. Эффект самофокусировки излучения CO ₂ -лазера в условиях нестационарного кинетического охлаждения	58
Глава 3. Стационарное тепловое самовоздействие лазерного излучения в незамутненной атмосфере	60
3.1. Классификация искажений и критериев качества лазерных пучков	61

3.2. Стационарное тепловое искажение гауссовых лазерных пучков в однородном ветровом потоке	65
3.2.1. Коллимированный пучок	66
3.2.2. Сфокусированный пучок	68
3.2.3. Самовоздействие пучка импульсно-периодического излучения	70
3.2.4. Сканирование пучка	71
3.3. Самовоздействие негауссовых лазерных пучков	72
3.4. Стационарное тепловое самовоздействие лазерных пучков на атмосферных трассах	78
3.4.1. Самовоздействие лазерного пучка на вертикальной трассе	79
3.4.2. Случайная ветровая рефракция лазерных пучков в турбулентной атмосфере	82
3.4.3. Влияние теплового самовоздействия на флуктуации интенсивности лазерных пучков в турбулентной атмосфере	85
3.5. Стационарное самовоздействие частично когерентного пучка	87
3.5.1. Специфика самовоздействия частично когерентного пучка	87
3.5.2. Самовоздействие многомодового частично когерентного пучка	90
3.6. Компенсация тепловых искажений интенсивного светового пучка на атмосферных трассах	95
Глава 4. Распространение интенсивных лазерных пучков в аэрозолях атмосферы	97
4.1. Формирование каналов лазерного просветления в водном аэрозоле при регулярных режимах испарения капель	97
4.1.1. Основные характеристики процесса лазерного просветления аэрозоля	97
4.1.2. Нелинейный коэффициент аэрозольного ослабления	100
4.1.3. Влияние турбулентного движения среды на прозрачность канала просветления	101
4.1.4. Экспериментальные исследования просветления искусственного тумана	103
4.2. Распространение лазерных пучков на трассах, содержащих водный аэрозоль, в условиях регулярных режимов испарения капель	105
4.3. Распространение лазерного излучения в условиях взрывного разрушения поглощающих частиц водного аэрозоля	110
4.3.1. Режимы взрыва	110
4.3.2. Теоретическая модель фазового взрыва изотропно поглощающей капли в интенсивном световом поле	111
4.3.3. Экспериментальные исследования оптических характеристик водного аэрозоля в поле мощного импульсного CO ₂ -лазера	121
4.3.4. Модели переноса лазерного излучения в аэрозолях при взрывном испарении капель	128
4.4. Тепловое самоуширение пучков лазерного излучения в пылевой дымке	132
4.4.1. Специфика процессов теплового самовоздействия высокоэнергетических лазерных импульсов в дымках	132
4.4.2. Нелинейное рассеяние света на температурных возмущениях среды вокруг поглощающих частиц	135
4.4.3. Анализ самоуширения импульсов миллисекундной длительности	139
4.5. Нелинейные оптические эффекты в химически реагирующем аэрозоле	144
Глава 5. Оптический пробой воздушной среды	151
5.1. Вводные замечания	151
5.2. Обобщенная теоретическая модель формирования затравочных очагов пробоя лазерным ИК-излучением	151
5.3. Анализ пороговых характеристик лазерного пробоя аэрозолей в приближении неизотермической каскадной ионизации	159

5.4. Моделирование на ЭВМ динамики первичного пробоя в паровом ореоле аэрозольных частиц с учетом немаксвелловости энергетического спектра электронов	163
5.5. Статистика очагов пробоя и коэффициента пропускания при распространении лазерного излучения в атмосфере	170
5.6. Экспериментальные исследования лазерной искры	178
5.7. Образование областей вторичной ионизации воздушной среды	180
Глава 6. Лазерное зондирование атмосферы методами нелинейной и когерентной оптики	188
6.1. Общая характеристика проблемы зондирования с использованием мощных лазеров	188
6.2. Нелинейные искажения эхосигналов в аэрозольных средах	189
6.3. Лазерный эмиссионный анализ запыленности атмосферы	194
6.4. Использование оптико-акустических явлений для диагностики среды в канале пучка	200
6.5. Нелинейное детектирование сверхслабых эхосигналов на основе включения атмосферы в канал обратной оптической связи лазера	204
6.5.1. Анализ реакции широкополосного лазера на частотно-зависимое внешнее воздействие	204
6.5.2. Нелинейная реакция узкополосного непрерывного лазера на когерентный эхосигнал	215
6.5.3. ЛП-лидары с широкополосным спектром для сверхчувствительной диагностики газовых аномалий в атмосфере	216
6.5.4. Когерентные лидары с внутррезонаторным гетеродинированием эхосигналов	220
6.6. Методы нелинейной спектроскопии комбинационного рассеяния газовых и аэрозольных сред	222
6.6.1. Дистанционная спектроскопия газовых сред при многофотонном оптическом смещении	222
6.6.2. Использование в зондировании эффекта нелинейного комбинационного рассеяния света на резонансных колебаниях формы частиц	227
Список основных обозначений	235
Список литературы	236
Предметный указатель	253

Монография

СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ АТМОСФЕРНОЙ ОПТИКИ, ТОМ 6

Владимир Евсеевич Зуев
Александр Анатольевич Землянов
Юрий Дмитриевич Копытин

НЕЛИНЕЙНАЯ ОПТИКА АТМОСФЕРЫ

Редактор Л. И. Штанникова. Художник Е. Е. Городная. Художественный редактор Б. А. Денисовский. Технический редактор М. И. Брайнина. Корректор О. В. Андреева.

ИБ № 1836. Сдано в набор 23.08.88. Подписано в печать 20.12.88. М-27234. Формат 60×90^{1/16}. Бумага типографская № 1. Литературная гарнитура. Печать высокая. Печ. л. 16. Кр.-отт. 16. Уч.-изд. л. 17,93. Тираж 1420 экз. Индекс МОЛ-31. Заказ № 503. Цена 3 р. 10 к. Гидрометеоздат. 199226. Ленинград, ул. Беринга, д. 38.

Ленинградская типография № 4 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 190000, г. Ленинград, Прачечный переулок, 6.