

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

УДК 681.742:535.361:621.396

Ю.Д. Копытин

ЛАЗЕРНАЯ ЭМИССИОННАЯ И АВТОДИННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ АТМОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

Приведен обзор разработанных автором методов лазерного зондирования параметров атмосферы. Даны результаты исследования по проблемам самовоздействия высокоэнергетичных лазерных импульсов в реальной приземной атмосфере с частицами аэрозолей, а также использования аэрозольного спектроскопического лидара (АСХ-лидара) для эмиссионного поэлементного анализа вещества аэрозолей в дистанционной лазерной искре и оптико-акустических измерений метеопараметров.

Уделено внимание результатам исследования нового класса лидарных систем – ЛП-лидаров, на которых достигнуты рекордные характеристики по спектральной чувствительности трассового газоанализа, а также детектирования акустических и микрокапиллярных волн.

Введение

С развитием техники мощных лазеров открылись перспективы использования специфического и весьма обширного класса нелинейных и когерентных взаимодействий света со средой в качестве физической основы новых методов лазерного зондирования параметров атмосферы, в первую очередь тех из них, которые не могут быть эффективно измерены традиционными методами линейной оптики.

В настоящей статье систематизированы основные результаты исследований по указанной проблеме, полученные с участием автора. Исследования по проблеме самовоздействия высокоэнергетичных лазерных импульсов в реальной приземной атмосфере с частицами аэрозолей позволили разработать и реализовать идею аэрозольного спектроскопического лидара (АСХ-лидара) для эмиссионного поэлементного анализа вещества аэрозолей в дистанционной лазерной искре, а также идею оптико-акустических измерений метеопараметров.

Значительное место уделено результатам исследования нового класса лидарных систем: ЛП-лидарам, на которых достигнуты рекордные характеристики по спектральной чувствительности трассового газоанализа, а также детектирования акустических и микрокапиллярных волн. В ЛП (лазерного приема)-лидарах в качестве полезного физического явления использована существенно нелинейная селективная реакция лазерного автодина на внешние оптические воздействия.

1. Спектрохимические и оптико-акустические измерения в лазерной искре

1.1. АСХ-лидары

Аэрозольный спектроскопический лидар основан на дистанционном методе возбуждения лазерным излучением эмиссионного спектра атомов частиц и обладает высокой селективностью [1–5]. При фокусировке в атмосфере мощного лазерного импульса происходят высокотемпературный нагрев аэрозолей и их испарение с образованием и развитием каскадной ионизации паров вокруг частиц. Наличие свободных высокотемпературных электронов в плазме приводит к возбуждению атомов и молекул за счет неупругих столкновений в парах, вызывая их интенсивное свечение.

Энергия, излучаемая из областей пробоя парогазовых ореолов, определяется совокупностью спектральных линий, рекомбинационных континуумов и теплового излучения радиационно-нагретых частиц. Теоретический расчет спектров испускания является сложной задачей вследствие многообразия химического состава аэрозолей и неравновесного характера возбуждения уровней в плазме импульсного пробоя. В связи с этим основное внимание было уделено экспериментальным исследованиям в модельно-аэрозольных средах и реальной атмосфере [2–9].

В работах [2–4, 9] были определены зависимости пороговой плотности мощности лазерного излучения $I_{пр}$, необходимой для реализации оптического пробоя, от размеров и концентрации аэрозольных частиц. Одним из наиболее эффективных источников излучения при использовании спектрохимического метода в атмосферных условиях является импульсный CO_2 -лазер с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм, так как в этой области имеются сильные полосы поглощения подавляющего большинства конденсированных веществ и наблюдается высокая эффективность процессов каскадной ионизации в парах, пропорциональная $-\lambda^2$.

В случае лазерного воздействия с длительностью < 1 мкс за счет более высокой температуры свободных электронов по сравнению с атомами и молекулами среды возбуждение оптического спектра вещества носит характер электролюминесценции, что существенно повышает отношение сигнал-шум по сравнению с эмиссионной спектроскопией равновесного дугового разряда.

В экспериментах также показано, что для грубодисперсных частиц различного химического состава с размерами более 3 мкм пороги пробоя практически не зависят от их размеров ($I_{пр} = (1 \div 3) \cdot 10^7$ Вт·см⁻² для $\lambda = 10,6$ мкм), для субмикронных частиц пороги монотонно возрастают, приближаясь к порогу пробоя чистого воздуха ($I_{пр} = (2 \div 3) \cdot 10^9$ Вт·см⁻² для $\lambda = 10,6$ мкм). Для больших концентраций грубодисперсного аэрозоля порог пробоя уменьшается на порядок за счет реализации коллективного механизма низкорогового пробоя ($I_{пр} = 2 \cdot 10^6$ Вт·см⁻² для $\lambda = 10,6$ мкм). Следует отметить, что достигнутые в настоящее время энергетические характеристики других типов лазеров, в частности лазеров на стекле с неодимом и HF, позволяют также применять их в качестве источников дистанционного возбуждения плазменных образований на аэрозолях.

Низкороговый пробой на частицах аэрозолей в атмосфере носит случайный характер, обусловленный вероятностью турбулентных выбросов интенсивности I (спекл-структурой) излучения, с одной стороны, и пуассоновской статистикой попадания частиц аэрозоля с размером, превышающим критический, $a \geq a_{кр}(I)$ в области каустики сфокусированного мощного лазерного пучка – с другой.

Для полной вероятности появления очагов пробоя с концентрацией N_n справедливо следующее соотношение:

$$p(N_n) = (N_n!)^{-1} \left[\left\langle \int_{a_{кр}}^{\infty} n_0(a) da \right\rangle_I \right]^{N_n} \exp \left[- \left\langle \int_{a_{кр}}^{\infty} n_0(a) da \right\rangle_I \right],$$

где скобки вида $\langle \rangle_I$ означают процедуру усреднения по возможным пространственным реализациям интенсивности I ; $n_0(a)$ – функция распределения частиц аэрозоля по размерам (см⁻³). В [1] приведены результаты численного моделирования статистики очагов пробоя в атмосфере с логарифмически нормальной зависимостью распределения плотности вероятности излучения CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6$ мкм).

В мобильном АСХ-лидаре, разработанном в ИОА СО РАН [3, 4, 9], возбуждение эмиссионного спектра аэрозолей осуществляется электроионизационным CO_2 -лазером с максимальной энергией в импульсе 500 Дж и длительностью 300 нс по полувысоте главного пика и пологим задним фронтом до 1,5 мкс. Лазерный пучок формируется оптической зеркальной системой Кассегрена с диаметром большого зеркала 500 мм (парабола) и малого 110 мм (гипербола). Перестройка фокусного расстояния в диапазоне 50 – 250 м определяет дальность зондирования и производится перемещением контррефлектора телескопа. Сканирование по углу места осуществляется поворотом телескопа относительно горизонтальной оси. Телескоп одновременно принимает излучение плазменных образований, что автоматически обеспечивает согласование приемного и передающего тракта лидара. Для развязки световых потоков излучений лазера и искры использована светоделительная пластина из BaF_2 , пропускающая излучение с $\lambda = 10,6$ мкм и отражающая видимое излучение плазмы под углом полного внутреннего отражения. Аппаратура спектральной регистрации излучения плазмы включает фокусирующую линзу, дифракционный спектрометр, телекамеру со встроенным усилителем на микроканальных пластинах и системой вывода изображения, сопряженной с IBM PC. Достигнуты следующие основные технические характеристики АСХ-лидара: дальность зондирования до 250 м, пространственное разрешение 3–6 м, средняя концентрационная чувствительность 0,1– 10,0 мкг/м³, средняя относительная погрешность 30 %, количество одновременно измеряемых элементов до 50. Для оптимизации отношения сигнала к непрерывному фону ис-

пользуется временное стробирование регистрации импульсного спектра по отношению к воздействию излучению 5÷10 мкс, аналогичное [33].

Введение акустического канала в спектрохимический лидар позволяет одновременно определять расстояние до области пробы, а также счетную концентрацию очагов пробы [18].

Важным преимуществом метода прямого спектрального анализа элементов по их эмиссионным спектрам является его высокая чувствительность к малым концентрациям детектируемого элемента [3, 7, 8, 11–14], что позволяет решать проблему контроля содержания высокотоксичных и радиоактивных элементов. На рис. 1 приведены результаты содержания бериллия в аэрозолях производственного помещения при возбуждении оптического пробы в воздухе импульсным CO₂-лазером [7]. Вертикальной сплошной линией отмечен уровень предельно допустимой концентрации (ПДК) содержания бериллия в производственных помещениях. Наглядно видно преимущество использования CO₂-лазера по сравнению с лазером на Nd в области предельно малых концентраций вещества. Рисунок показывает также возможность уверенного детектирования Be в пределах ПДК.

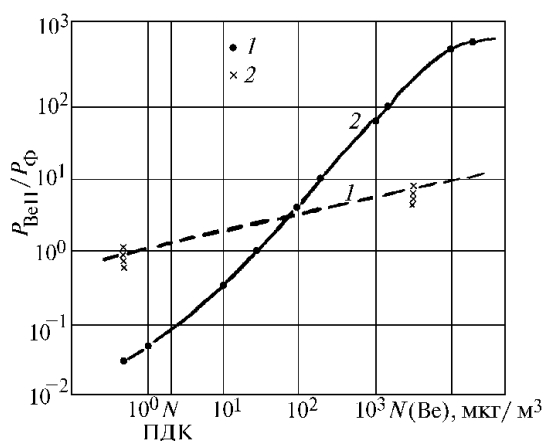


Рис. 1. Результаты измерений содержания бериллия в аэрозолях производственного помещения при возбуждении оптического пробы в воздухе импульсным CO₂-лазером (1) и лазером на стекле с неодимом (2); P_{BeII}/P_{Φ} – отношение мощности фона

Рис. 2 иллюстрирует эмиссионный спектр частиц UO₂F₂ (уранилфторида), полученный в результате возбуждения на них плазмы импульсным CO₂-лазером длительностью 1,5 мкс [8]. Детектирование осуществлялось по спектральной линии иона урана с длиной волны $\lambda = 409,013$ нм.

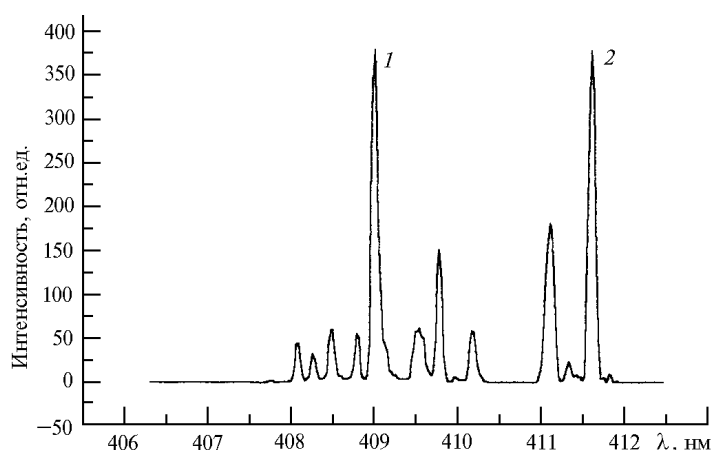


Рис. 2. Спектр, полученный в результате обработки записанного изображения. Время задержки 4,2 мкс; 1, 2 – линии ионов урана с $\lambda = 409,013$ и $411,610$ нм

Обращает на себя внимание практически полное отсутствие фона, что позволяет выделить даже слабые линии спектра урана. При экспериментах с раствором уранилфторида в дистиллированной воде размер капель варьировался от 100 мкм до 1 мм. При этом концентрация атомов урана в области пробоя была меньше 2 ppm. Достигнутая в экспериментах чувствительность по детектированию урана в твердых частицах вдвое превышает предельную чувствительность [14]. В заключение необходимо отметить, что рассмотренные выше метод и аппарата могут быть использованы для экспресс-анализа состава подстилающей поверхности.

1.2. Оптико-акустические методы зондирования приземной атмосферы

Генерация акустического излучения при лазерном пробое в атмосфере имеет самостоятельное значение в проблеме зондирования, так как может быть использована как источник информации о лазерном излучении и о поглощающей это излучение газовой и дисперсной среде. Кроме того, искусственно созданный лазерным излучением источник звука может быть использован в традиционных схемах акустического зондирования, например для определения спектрально-акустических и метеорологических характеристик нижнего километрового слоя атмосферы [15–18].

Гетерогенная лазерная искра в атмосфере является источником как оптического, так и мощного широкополосного акустического излучения, представляющего собой суперпозицию гидродинамических возмущений от отдельных очагов пробоя. Звуковое давление акустической волны достигает уровней 100–150 дБ на расстоянии 1,5 м от лазерной искры.

Исследования акустических эффектов при лазерном пробое в реальной атмосфере проводились в рамках комплексного эксперимента [15, 16].

Положение максимумов полученных спектров акустического излучения сосредоточено, главным образом, в октавной полосе с центральной частотой пропускания 4 кГц. Крылья спектров, как и в случае точечного взрыва, спадают с наклоном 6 дБ на октаву. Существенные трудности при обработке информации представляют помехи отражения звуковых волн от подстилающей поверхности, что необходимо учитывать при планировании и проведении приземных экспериментов.

Разработан метод восстановления критических размеров частиц $a_{кр}$, инициирующих макропробой, по акустическим измерениям [15]. Метод основан на решении задачи вида

$$\int_{a_{кр}}^{\infty} n_0(a) da = \langle N_{п.о}(W) \rangle,$$

где $n_0(a)$ – начальная функция распределения частиц по размерам; $\langle N_{п.о}(W) \rangle$ – зависящая от плотности энергии лазерного импульса W средняя по случайным реализациям концентрация плазменных очагов пробоя.

На основе использования оптико-акустических явлений в лазерной искре в [16–18] предложен ряд методов дистанционного определения таких параметров атмосферы, как температура, вектор скорости ветра, влажность, спектральная акустическая прозрачность. Суть методов сводится к следующему. Оптико-акустическим локатором проводятся оперативные измерения частотных спектров и задержки на разных частотах времен прихода акустических сигналов по отношению к световому плазменному импульсу для набора высоты и геометрии размещения акустических излучателей и антенн. Затем путем использования известных аналитических или табличных связей измеряемых величин с параметрами атмосферы определяются искомые величины.

2. ЛП-лидары для газоанализа атмосферы и автодинных измерений в оптической локации

2.1. Метод автодинного приема эхосигналов на лазер

Лазерного приема лидары (ЛП-лидары) используют в качестве полезного физического явления специфическую нелинейную реакцию лазера как самовозбуждаемого колебательного контура (автодина) на слабое внешнее оптическое воздействие [1, 19–22].

Лазерное излучение, рассеянное от выносного зеркального или топографического объекта и испытавшее на атмосферной трассе селективное поглощение, принимается на лазер, взаимодействуя с опорным излучением. Если длительность внешнего воздействия превышает ха-

ракторное время жизни фотона в резонаторе t_{ϕ} , тогда возможно нелинейное перераспределение мощности лазерной генерации на конкурирующих переходах и модах. Спектральная чувствительность ЛП-лидара сопоставима с лабораторным методом внутрирезонаторной лазерной спектроскопии (ВРЛС) [23, 24] благодаря схожести физических процессов в резонаторе с активным элементом. Отличие методов сводится к тому, что в случае ВРЛС в резонатор лазера помещаются слабые частотно-зависимые потери (кювета с поглощающим газом), а в ЛП-лидаре в резонатор лазера поступает слабое частотно-зависимое внешнее воздействие. Эффективность схем автодинного приема эхосигналов, как и при стандартном (внерезонаторном) гетеродинном приеме, тем выше, чем выше временная когерентность излучателя.

Интерес к методу автодинного приема на лазер в последние годы заметно возрос (см., например, [25–28]) и связан с возможностью существенного (на порядки величины) повышения спектральной чувствительности абсорбционного лазерного газоанализа для дистанционного обнаружения предельно малых концентраций газовых примесей и паров высокотоксичных, наркотических, взрывчатых и др. веществ. Кроме того, при лазерном приеме существенно повышаются чувствительность и помехозащищенность оптического гетеродинирования когерентных эхосигналов, что расширяет возможности решения задач оптической локации, доплеро- и виброметрии.

Ниже кратко рассмотрены основные результаты, полученные в лаборатории нелинейной оптической диагностики ИОА СО РАН по указанному направлению.

Специфические требования к уровню накачки активного элемента и характеристикам лазерного резонатора могут быть определены исходя из общего теоретического анализа реакции широкополосного лазера на частотно-зависимое внешнее воздействие.

Пусть $u_{\pm}(\omega, z, t)$ – комплексные амплитуды электрического вектора оптических полей, распространяющихся в лазерном резонаторе длиной l в противоположных направлениях оси z .

Введем обозначения $\sqrt{\langle u_{\pm} u_{\pm}^* \rangle} = S$. Тогда в простейшем случае работа линейного лазера, образованного двумя зеркалами вдоль оси z с коэффициентами отражения по мощности соответственно r_1 и r_2 , описывается следующей краевой задачей:

$$(\pm \partial/\partial z + v^{-1} \partial/\partial t) S_{\pm} = (k - \beta) S_{\pm} + j_{\pm}; \quad (1)$$

$$S_{+}(\omega, 0, t) = r_1 S_{-}(\omega, 0, t); \quad (2)$$

$$S_{-}(\omega, l, t) \approx r_2 \{S_{+}(\omega, l, t) + \mu_n r_{\text{эф}} S_{+}(\omega, l, t - 2z/c) + \mu_c \bar{B}_c(t) (r_{\text{эф}}/r_2)^{1/2} [S_{+}(\omega, l, t) S_{+}(\omega, l, t - 2z/c)]^{1/2}\}, \quad (3)$$

где v , c – скорости света в активной среде лазера и атмосфере соответственно; $k(\omega)$, β – коэффициенты спектрального усиления и неселективных потерь в активной среде; j_{\pm} – мощность спонтанного высвечивания возбужденных центров активной среды; ω – частота излучения; t – время, $\bar{B}_c(t)$ – коэффициент временной корреляции опорного и отраженного полей в плоскости изображения приемного телескопа, усредненный по сечению апертуры этого изображения; коэффициенты μ_n , μ_c учитывают специфику приема эхосигналов. При полностью некогерентном приеме $\mu_n = 1$; $\mu_c = 0$ и при полностью когерентном – $\mu_n = 0$; $\mu_c = 1$. Эффективный коэффициент $r_{\text{эф}}$ внешнего отражения лазерного излучения от зеркального или топографического отражателя с альбедо r_3 определяется как отношение мощностей оптического излучения, возвратившегося в лазер и излученного с учетом коэффициента пропускания выходного зеркала $(1 - r_2)$:

$$r_{\text{эф}} = \left(\frac{R_0}{2z}\right)^2 \left(\frac{4}{\pi d_n^2}\right) (1 - r_2)^2 \frac{r_3}{r_2} \exp \left[-2 \int_0^z \alpha_{\Sigma}(\omega, z') dz' \right], \quad (4)$$

где d_n – диаметр активного элемента лазера; R_0 – радиус приемной апертуры телескопа; $\alpha_{\Sigma}(\omega, z) = \alpha_g(\omega, z) + \alpha_e(z)$ – объемный коэффициент (см^{-1}) аэрозольно-газового ослабления в атмосфере, включающий α_g – спектральный коэффициент селективного поглощения и α_e – коэффициент неселективного (по сравнению с шириной контура полосы усиления лазера) аэрозольно-газового ослабления.

Коэффициент усиления $k(\omega)$, входящий в уравнение (1), в свою очередь определяется либо системой балансных уравнений для кинетики населенности связанных уровней лазерных переходов (для газового лазера низкого давления), либо интегродифференциальным уравнением для погонной концентрации числа возбужденных частиц неоднородно (однородно) уширенного контура линии усиления (для твердотельного или жидкостного лазеров).

При анализе сигналов, регистрируемых квадратичным фотодетектором, целесообразно оперировать среднеквадратичной величиной фототока $\langle i^2 \rangle^{1/2}$, определяемой среднеквадратичной интенсивностью (плотностью потоков) излучения в лазерном резонаторе:

$$I = I^{-1} \int_0^l (S_- + S_+) dz.$$

В общем виде краевая задача вида (1) – (3) с учетом уравнений для коэффициента усиления лазера $k(\omega)$ и конкретных представлений для функций временной когерентности рассеянного излучения $\bar{B}_c(t)$ является весьма громоздкой [5, 19, 21]. Поэтому ниже мы ограничимся качественным анализом характерных асимптотических случаев, удовлетворяющих неравенствам:

$$\eta_3 \geq 1; \quad \eta_3(\Delta t_2/\Delta t_1) \gg 1, \quad (5)$$

$$\eta_3 \ll 1; \quad \eta_3(\Delta t_2/\Delta t_1) \geq 1, \quad (6)$$

$$\eta_3 \ll 1; \quad \eta_3(\Delta t_2/\Delta t_1) \ll 1, \quad (7)$$

$$\eta_3 = \mu_n r_{\text{эф}} + \mu_c (2r_{\text{эф}}/r_2)^{1/2} \bar{B}_c(t). \quad (8)$$

а) В первых двух случаях (5)–(6) внешний эхосигнал существенно нелинейно влияет на режим генерации опорного лазера. На практике это приводит к samozaxvatu частоты генерации внешним сигналом, срыву генерации, удлинению пичков и уменьшению частот релаксационных колебаний. Вместе с тем изменением параметра внешнего воздействия η_3 , например путем варьирования коэффициента отражения выходного зеркала лазера r_2 , оказывается возможным управлять параметрами лазера, в том числе его спектральной чувствительностью. Перечисленные эффекты наблюдались в экспериментах с лазерами на рубине и стекле с неодимом [19, 20] и представлены на рис. 3. При оптимизации параметров ЛП-лидара с лазером на рубине достигнута рекордная для трассовых измерений ($z = 160$ м) спектральная чувствительность к коэффициенту поглощения водяного пара в области $\lambda = 694,38$ нм на уровне $\alpha_g \approx 1,4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^{-1}$. Путем температурной настройки максимума полосы генерации на линию молекулярного кислорода ($\lambda = 694,6$ нм) оказывается возможной калибровка результатов измерений.

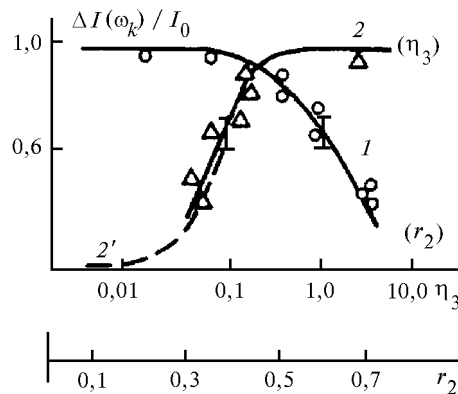


Рис. 3. Зависимость спектральной чувствительности ЛП-лидара с рубиновым лазером на трассе 160 м (определяемая по относительной глубине выжигаемого провала на и вне линии поглощения паров воды $\lambda = 694,3$ нм) от коэффициента отражения выходного зеркала лазера r_2 при $\eta_3 = 0,1$ (кривая 1) и от коэффициента эффективного внешнего отражения η_3 при $r_2 = 0,5$ (кривая 2). 2' – теоретический расчет по асимптотическим формулам

б) Случай слабых экосигналов, характеризуемый асимптотическим условием (7), имеет наибольший практический интерес для проблемы дистанционного лазерного газоанализа и автодинных измерений.

В этом случае из (1) – (4) в [19] получено следующее приближенное уравнение для средней интенсивности излучения в резонаторе $I(\omega, z, t)$:

$$\frac{dI}{dt} \left[1 + 0 \left(\frac{2z}{ct} \right) + 0 \left(\frac{l}{z} \right) + 0 (\eta_3^2) \right] = \nu \mu_0 I \{ k(\omega) - \beta_0 + (2l)^{-1} \ln [1 + \eta_3] \} + \nu \xi_0, \quad (9)$$

где μ_0 – коэффициент «заполнения» лазерного резонатора активной средой; $\beta_0 = \beta_0 - \ln(r_1 r_2)/2l$; ξ_0 – нормированная на единицу длины резонатора плотность мощности спонтанных оптических шумов. Оценка относительного изменения интенсивности лазерной генерации $\delta I/I_0$ при воздействии на лазер экосигнала (поглощающий газ отсутствует) имеет вид

$$\delta I/I_0 \approx \eta_3 (I\beta_0)^{-1} (1 + I_w/I_0),$$

где I_w/I_0 – параметр насыщения накачки лазера. При его значении, равном единице, коэффициент усиления $k(\omega)$ уменьшается в 2 раза. Для спектральной чувствительности ЛП-лидара на трассе с коэффициентом газового поглощения α_g на частоте ω_g и однородно уширенным контуром линии усиления активной среды оценочное выражение имеет следующий вид:

$$(\delta I(\omega_k) - \delta I)/I_0 \approx \eta_3 m^2 \alpha_g(z/l) \beta_0^{-1} (1 + I_w/I_0),$$

где $m = \gamma/\gamma_g$ – отношение полуширин контуров линии усиления и газового поглощения.

Численное моделирование динамических характеристик узкополосного лазера, в частности, показало что внешнее воздействие приводит к изменению уровня генерации δI через процесс релаксационных колебаний с характерной частотой $\Omega_p^2 \approx (g-1) \beta_0 \nu/t^* = 10^4 - 10^6$ Гц, где g – превышение уровня накачки активной среды над порогом генерации; t^* – время спонтанного высвечивания. Наибольшая чувствительность ЛП-лидара достигается в момент «разгорания» генерации опорного лазера при $(g-1) \rightarrow +0$ и модуляции лазерной накачки на частотах вблизи Ω_p . На атмосферных трассах из-за турбулентности и случайного характера обратного рассеяния в общем случае реализуется частично-когерентный прием экосигналов (коэффициенты в (3), (8) $\mu_n, \mu_c \neq 0$).

Частный случай полностью некогерентного приема экосигналов на лазер ($\eta_3 = r_{\text{эф}} \sim z^{-2}$) может быть реализован на практике в ситуациях, когда масштабы пространственной и временной когерентности полей являются малыми по сравнению с диаметром апертуры приемного телескопа $2R_0$ и временем пробега фотона на трассе $2z/c$ соответственно. Другой частный случай полностью когерентного приема может быть реализован путем предварительной фазовой модуляции выходящего из лазера излучения осевыми колебаниями поворотного зеркала и последующим синхронным детектированием амплитуды переменной составляющей излучения, обусловленной только интерференционным (когерентным) взаимодействием опорного и рассеянного полей. При когерентном приеме $\eta_3 = (2r_{\text{эф}}/r_2)^{1/2} \bar{B}_c \sim \bar{B}_c/z$ и поэтому такой вид автодинного приема наиболее предпочтителен для протяженных трасс.

На практике, за счет временной и пространственной деградации взаимной когерентности опорного и рассеянного полей, возможности когерентного приема реализуются не полностью. В частности, как и при стандартном (вне резонаторном) когерентном приеме радиус апертуры лидара R_0 не должен существенно превышать радиуса пространственной когерентности поля экосигнала ρ_c . В общем случае можно записать: $\rho_c^{-2} = \rho_s^{-2} + \rho_0^{-2}$, где $\rho_s \approx 2z/kR_s$ – пространственный масштаб когерентности, обусловленный диффузным рассеянием на топографической поверхности, освещенной пятном лазерного излучения радиусом R_s ; $\rho_0 = b_1 \sqrt{8/3} (1,45 k^2 C_n^2 z)^{-3/5}$ – радиус пространственной когерентности, обусловленный атмосферной турбулентностью с коэффициентом C_n^2 ; $k = 2\pi/\lambda$; b_1 – масштабный коэффициент, учитывающий двукратное прохождение одних и тех же неоднородностей и геометрию эксперимента. В частном случае зеркального внешнего отражателя легко достигается условие $\rho_c \geq R_0$. Тогда получаем $\bar{B}_c \approx 1$ при $\Omega_m > V_{\perp}/\rho_0$ и $\bar{B}_c \approx (0,4/\pi) \rho_c \Omega_m/V_{\perp}$ при $\Omega_m \ll V_{\perp}/\rho_0$, где Ω_m – частота фазовой модуляции выходящего излучения; V_{\perp} – перпендикулярная оси пучка составляющая средней скорости ветра в атмосфере.

На рис. 4 представлены полученные в лабораторных условиях результаты сравнения измерений [22] чувствительности метода ЛП-лидара с лазером на CO_2 низкого давления и известного (вне-резонаторного) метода гомодинного приема (а), а также результаты дополнительного выигрыша в спектральной чувствительности за счет одновременных измерений на двух конкурирующих переходах CO_2 -лазера (б).

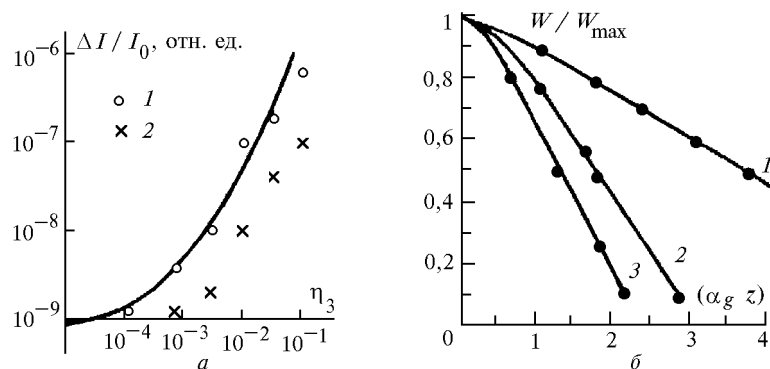


Рис. 4. Экспериментальные измерения чувствительности метода автодинного приема для ЛП-лидара с перестраиваемым CO_2 -лазером низкого давления. а – сопоставление внутрирезонаторного (1) и стандартного вне-резонаторного (2) приемов эхосигналов на лазерном переходе $R(20)$. Сплошная кривая – расчетная при

$\bar{B}_c = 0,5$; б – изменение отношения мощностей лазерной генерации на переходах $R(20)$ и $P(20)$ в зависимости от оптической толщи атмосферного поглощения парами воды ($\alpha_g z$). Переходы $R(20)$ и $P(20)$ находятся соответственно на и вне линий селективного поглощения H_2O ; кривая 1 – конкуренции переходов нет (поочередная генерация $R(20)$ и $P(20)$); кривые 2, 3 – конкуренция есть (одновременная генерация на переходах). 2 – излучение перехода $R(20)$ в режиме насыщения и 3 – излучение перехода вблизи порога генерации соответственно

Из представленных результатов следует, что автодинный прием дает выигрыш в чувствительности лидара на CO_2 -лазере для одноволновых измерений более чем в 10 раз и при использовании конкуренции связанных лазерных переходов – еще на один порядок величины. Последний результат был также подтвержден в ИОА СО РАН в экспериментах с He-Ne-лазером, генерирующим одновременно на переходах с длинами волн 0,63 и 3,39 мкм [29]. Достигнутая абсолютная чувствительность указанного выше типа автодинного CO_2 -лазера составляет $4 \cdot 10^{-17}$ Вт/Гц [26] и, по-видимому, может быть улучшена за счет повышения стабильности накачки и временной когерентности опорного лазера, включения автодинного приема в стандартную радиотехническую схему балансных измерений, а также использования внеосевой оптики в приемопередающем зеркальном телескопе. Укажем также на предложенные авторами и еще не реализованные экспериментально идеи использования встречных конкурирующих пучков, например в кольцевом лазере (по типу лазерного гироскопа), бистатической схемы зондирования с использованием мощного лазера-излучателя и малошумящего, работающего вблизи порога генерации, лазера-автодина [1, 5]. В этой связи перспективным представляется использование гибридного лазера в схемах лазерного приема эхосигналов [26].

2.2. Образцы аппаратуры ЛП-лидаров для сверхчувствительного газоанализа

В ИОА СО РАН впервые разработан и испытан ряд образцов ЛП-лидаров для газоанализа атмосферы, реализующих идею автодинного приема. Использовались лазерные источники на Ar, He-Ne и CO_2 , а также упомянутые выше импульсные лазеры на рубине и стекле с неодимом [19–22].

Для ЛП-лидара с непрерывным ионным лазером на Ar мощностью ~ 1 Вт рабочими переходами служили длины волн 496,5 и 515,5 нм. Линии генерации попадали в центр и крыло поглощения атмосферного NO_2 соответственно. Использовалась модуляционная методика автодинного синхронного приема на рабочей частоте $\Omega_m = 1$ кГц. На трассе $z = 160$ м достигнута концентрационная чувствительность к NO_2 на уровне $0,05$ млн $^{-1}$. Лазерный автодин одновременно выполнял функции узкополосного оптического фильтра с полосой $\Delta\Omega \approx 0,001$ см $^{-1}$.

В лаборатории нелинейно-оптической диагностики создан базовый макет многоцелевого ЛП-лидара с перестраиваемым лазером низкого давления на CO_2 [5, 22]. Указанный макет в настоящее время успешно используется в ИОА СО РАН [26] для экспериментальных исследований новых модификаций метода автодинных измерений. CO_2 -лазер может дискретно пере-

страиваться управляемыми зеркалами на пьезокерамике по 70 переходам *P*- и *R*-ветвей, а также полосам секвенций, обеспечивая попадание на линии селективного поглощения свыше 30 газов и паров веществ, таких как NH_3 , CH_4 , C_2H_6 , O_3 , CO_2 , NO_2 , H_2O и др.

На рис. 5 приведен пример трассовых измерений суточного хода концентрации некоторых атмосферных примесей [1] с использованием ЛП-лидара на CO_2 -лазере.

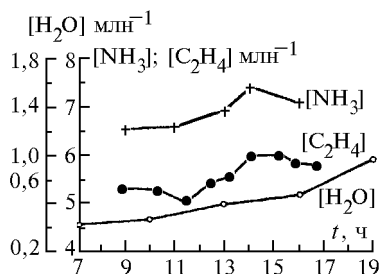


Рис. 5. Пример трассового газоанализа с ЛП-лидаром на основе перестраиваемого по переходам *P*- и *R*-ветвей CO_2 -лазера. Суточный ход фоновых концентраций атмосферных примесей C_2H_4 , NH_3 , H_2O вблизи промышленного центра на трассе 500 м

Следует также отметить полученные экспериментальные результаты, демонстрирующие перспективы применения автодинного приема эхосигнала с лазером на CO_2 для решения таких задач, как контроль атмосферной турбулентности [22], батиметрии [30, 31], локации динамических характеристик объектов [1, 26], а также акустооптического детектирования [28]. На последнем эффекте остановимся более подробно.

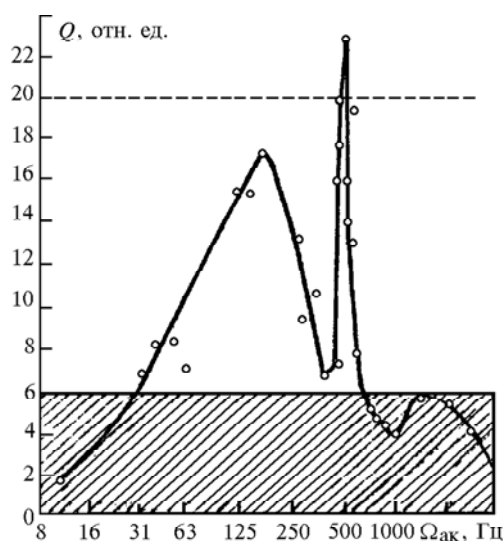


Рис. 6. Спектр акустического излучения $Q(\Omega_{\text{ак}})$, зарегистрированный от источника в атмосфере лазерным автодином с выносным зеркальным отражателем. Сплошная кривая аппроксимирует экспериментальные точки. Заштрихованная область — уровень собственных шумов

2.3. Лазерные автодинные акустические антенны

В [28] показана принципиальная возможность создания нового типа протяженных (полевых) антенных систем для регистрации мощности акустического излучения в атмосфере и направления на источник звука, использующих акустооптические взаимодействия в атмосферных лазерных резонаторах. Акустическая модуляция добротности внешнего плеча лазерного резонатора, с сильной обратной оптической связью, удовлетворяющая условиям вида (5)–(6), при параметре накачки лазера $(g - 1) \rightarrow +0$, приведет к модуляции детектируемого оптического излучения лазерного автодина. Параметр внешнего воздействия η_3 , определяемый выражениями (8), должен учитывать набег фазы оптической волны вдоль оси пучка, обусловленный акустическим возмущением среды. Анализ показывает, что при распространении акустиче-

ской волны по нормали к оси лазерного пучка и при радиусе лазерного пучка, равном длине волны акустического излучения, будет иметь место максимальный эффект акустооптического внутрирезонаторного взаимодействия. При отклонении от нормали взаимодействие будет максимальным, если на длине z атмосферного плеча резонатора будет укладываться нечетное число полуволн акустического излучения. На рис. 6 показан результат акустооптических измерений [28] с автодиным лидаром на CO_2 -лазере. Экспериментально обнаруженный эффект автодиных акустооптических взаимодействий требует дальнейшего теоретического и экспериментального изучения.

2.4. Лазерное автодиное детектирование капиллярных волн и адсорбированных состояний на границе раздела сред

Высокая чувствительность лазерного автодина к амплитуде и фазе внешнего отражения была апробирована авторами для дистанционного детектирования малоамплитудных высокочастотных колебаний морской поверхности (капиллярных и звуковых волн) [30]. Капиллярные волны являются важным индикатором различных процессов в океане (внутренних волн), а также slickов и пленок поверхностно-активных веществ. Кроме того, весьма заманчивой представляется идея создания непрерывного информационного канала связи «океан – атмосфера», использующего источник звука под водой и дистанционное лазерное детектирование колебаний поверхности раздела сред с атмосферной платформой.

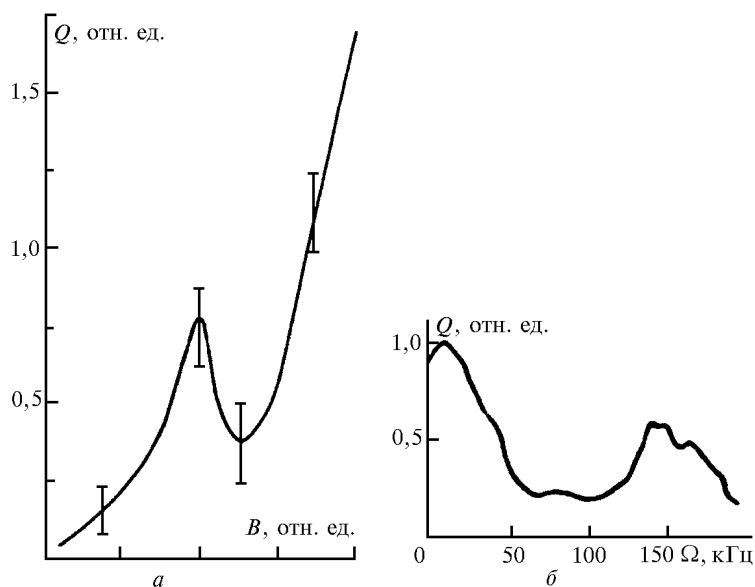


Рис. 7. Лабораторный (а) и самолетный (б) эксперименты по детектированию высокочастотной составляющей морского волнения лазерным автодином с лазером на CO_2 . а – чувствительность когерентного автодиного лидара Q к амплитуде микрокапиллярных волн B на частоте модуляции $\Omega_m = 220$ Гц; б – пример измерений энергетического спектра морского волнения при сканировании поля зрения лидара с линейной скоростью 190 км/ч

С целью определения пороговой чувствительности автодиного лазерного волнографа ($\lambda = 10,6$ мкм) к балльности волнения проведена серия экспериментов в водоеме с калиброванным источником капиллярно-звуковых волн [30]. Нестабильность частоты генерации лазера составляла 10^{-11} . На рис. 7,а приведена зависимость измеренного уровня демодулированного ($\Omega_m = 220$ Гц) сигнала автодина от амплитуды волн. Обнаружен максимум при амплитуде возбуждаемых капиллярных волн, равной примерно $1/4$ длины волны генерации CO_2 -лазера. Пороговая чувствительность к амплитудам поверхностных волн определялась уровнем электрических шумов фотоприемной системы и достигала значения $\lambda/10$, а соответствующая вольтовая чувствительность $\sim 10^4$ В/см. Из оптических измерений были также получены энергетические спектры капиллярных волн в зоне морского приюта в области частот 200–2500 Гц, которые имели характерные максимумы в областях 25, 10^2 , $(0,6-2,5)10^3$ Гц. Возможность дистанционного детектирования высокочастотных спектров водной поверхности была продемонстриро-

вана в экспериментах ИОА СО РАН [31] с борта самолета-лаборатории ИЛ-14 (высота полета $z = 710\text{--}800$ м; скорость $V_{\perp} = 190$ км/ч) на основе автодиного лидара с непрерывным CO_2 -лазером мощностью $\sim 2,7$ Вт и диаметром приемного телескопа 160 мм. В качестве детектора при вунтрирезонаторном приеме использовался охлаждаемый фотоприемник типа ФСГ-22А.

Пример восстановления энергетического спектра флуктуаций отраженного сигнала приведен на рис. 7,б.

Таким образом, применение метода и аппаратуры лазерных автодиных измерений обеспечивает сверхчувствительное детектирование не только спектров низкочастотных энергоне-сущих волн, но и наиболее информативной капиллярной составляющей морского волнения в области частот 10 – 10000 Гц.

В заключение раздела обратим внимание на предложенный в лаборатории автора метод адсорбционной внутррезонаторной (автодиной) спектроскопии поверхностно-активных веществ, адсорбированных газов и аэрозолей [32]. В работе экспериментально установлена существенно нелинейная реакция лазера на рубине к процессам адсорбции и десорбции молекул на оптических элементах резонатора.

На практике возможно использование в качестве внешнего плеча резонатора лазерного автодина элементов нарушенного полного внутреннего отражения и, в частности, протяженных световодных кабелей для зондирования молекул веществ, адсорбированных с внешней стороны световода.

Автор выражает признательность академику В.Е. Зуеву за поддержку работы и творческое участие в разработке проблемы.

1. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989. 256 с.
2. 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.
3. Годлевский А.П., Копытин Ю.Д., Корольков В.А., Иванов Ю.В. Спектрохимический лидар элементного состава атмосферного аэрозоля // ЖПС. 1983. Т. 39. С. 734–740.
4. Зондирование физико-химических параметров атмосферы с использованием мощных лазеров: Сб. татей / Под ред. В.Е. Зуева. Томск: ИОА СО РАН СССР, 1979. 220 с.
5. Самохвалов И.В., Копытин Ю.Д., Ипполитов И.И. и др. Лазерное зондирование тропосферы и подстилающей поверхности. Новосибирск: Наука, 1987. 261 с.
6. Moenke H., Moenke L. Einführung in die Laser-mikro-emissionspektral-analyse. Leipzig, 1966. Akademische Verlagsgesellschaft. Geest & Portig K.-G. 250 S.
7. Беляев Е.Б., Копытин Ю.Д., Пенин С.Т., Шишигин С.А. Лазерный экспресс-анализ бериллийсодержащих аэрозолей // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 5. С. 669–672.
8. Бессараб С.С., Пенин С.Т., Чикуров В.А., Чистякова Л.К. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. № 1. С. 73–77.
9. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука, 1984. 223 с.
10. Ахтырченко Ю.В., Беляев Е.Б., Высоцкий Ю.В. и др. Нелинейное энергетическое ослабление излучения импульсного CO_2 -лазера в приземной атмосфере // Изв. вузов. Физика. 1983. Т. 26. № 2. С. 5–13.
11. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980. 180 с.
12. Cremers D.A., Radziemski L.J. // Appl Spectrosc. 1985. V. 9. P. 57–65.
13. Radziemski L.J., Cremers D.A., Loree T.R. // Spectrochem. Acta. 1983. V. 38B. P. 347–355.
14. Laser Spectroscopy and Its Applications / Ed. L.J. Radziemski, R.W. Solarz, J.A. Paisner. Marsel Dekker Inc. New York, 1987.
15. Ахтырченко Ю.В. и др. Диагностика параметров плазмы оптического пробоя атмосферы по акустическим измерениям // VIII Всесоюзный симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы: Тез. докл. Ч. 2. Томск: ИОА СО РАН СССР, 1984. С. 114–118.
16. Беляев Е.Б., Копытин Ю.Д., Годлевский А.П. и др. Люминесценция твердых аэрозолей под действием лазерного излучения при лазерном пробое газодисперсных сред // ПЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 6. С. 74–80.
17. А.с. 1 0 2 8 1 7 4 (СССР). Способ определения концентрации аэрозольных частиц в атмосфере / Шаманаева Л.Г., Копытин Ю.Д., Красненко Н.П.
18. Шаманаева Л.Г., Копытин Ю.Д., Красненко Н.П. Разработка и исследование оптикоакустических методов зондирования параметров атмосферы // VII Всесоюз. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы: Тез. докл. Ч. 2. Томск: ИОА СО РАН СССР, 1982. С. 126–130.
19. Годлевский А.П., Зуев В.Е., Иванов А.К., Копытин Ю.Д. // ДАН СССР. 1982. Т. 267. N 2. С. 343–347.
20. Годлевский А.П., Копытин Ю.Д. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. N 9. С. 2007–2012.
21. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д. // Изв. АН СССР. Сер. физическая. 1985. Т. 49. N 3. С. 418–427.
22. Годлевский А.П., Копытин Ю.Д., Лазарев С.В. // Квантовая электроника. 1986. Т. 13. N 5. С. 1259–1263.

23. Беликова Т. П., Свириденков Э. А., Сучков А. Ф. // УФН. 1974. Т. 113. N 2. С. 327–329.
24. Лукьяненко С. Ф., Макогон М. М., Саница Л. Н. Внутррезонаторная лазерная спектроскопия. Основы метода и применения. Новосибирск: Наука, 1985. 120 с.
25. Loudon R., Harris M., Shepherd T. J., Vaughan J. M. // Phys. Rev. 1993. A-48. P. 681.
26. Гордов Е. П. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. N 1–2. С. 265–279.
27. Abstracts of the 1 Workshop on Optical Amplifiers for Lidar Applications. 1991. OSA. V. 12; Technical digest on Coherent Laser Radar-Technology and Applications. 1991. OSA. V. 12; Proceedings of 7-th Conference on Coherent Laser Radar Applications and Technology. July 19–23, 1993. France.
28. Копытин Ю. Д., Шаманаева Л. Г. // I Межреспублик. симпозиум «Оптика атмосферы и океана»: Тез. докл. Томск, 1994. Ч. II. С. 157; Изв. вузов. Физика. 1996. Деп. Рег. N 92–Д96. 8 с.
29. Жилиба А. И., Шарин П. П. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. N 2. С. 210–213.
30. Баландин С. Ф., Зинкин И. А., Копытин Ю. Д. и др. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. N 6. С. 150–154.
31. Бураков С. Д., Годлевский А. П., Останин С. А. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. N 5. С. 547–551.
32. Годлевский А. П., Копытин Ю. Д. // ЖПС. 1978. Т. 29. N 5. С. 791–795; IV Всес. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере: Тез. докл. Томск, 1977. Ч. I. С. 44.
33. Баландин С. Ф., Копытин Ю. Д., Клишкин В. М., Мышкин В. Ф., Чикуров В. А. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. N 1. С. 106–108.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
21 января 1997 г.

Yu. D. Kopytin. Laser Emission and Autodyne Spectroscopy of the Atmosphere and Underlying Surface.

A review of the methods for laser sounding of atmospheric parameters worked out by the author is presented in the paper. The investigation results are given on the problem of high-power laser pulses blooming within realistic ground atmosphere with aerosol particles as well as the results of aerosol spectrochemical lidar (ASCh-lidar) application to emission element-by-element analysis of the aerosol matter in remote laser spark and to photoacoustic measurement of meteorological parameters.

As well the investigation results for new class of lidars are treated, namely, for LR-lidars with record characteristics of spectral sensibility in trace gas-analysis and in detection of acoustic and microcapillar waves.