

# Лазеры. Измерения. Информация



Том 3, № 1 / 2023

Новороссийск  
2023

*Лазеры. Измерения. Информация. 2023. Том № 03. № 01 (09)*  
<https://lasers-measurement-information.ru>

Лазеры. Измерения. Информация  
Научный сетевой журнал  
Издаётся с марта 2021 года  
Выходит 4 раза в год  
ISSN 2713-0568

Том 3, № 1 (9)  
март 2023 г. – май 2023 г.

*Главный редактор:* В. Е. Привалов  
*Ответственный редактор:* В. Г. Шеманин

*Редакционная коллегия:* А. Н. Власов, В. Н. Дёмкин, Г. С. Евтушенко, И. Г. Иванов, М. М. Кугейко, Г. П. Михайлов, Л. А. Русинов, А. Л. Соколов, А. Н. Солдатов, В. А. Степанов, А. А. Тихомиров, С. А. Филист, А. Э. Фотиади, Е. Г. Чуляева

*Учредитель:* ФГБОУ ВО БГТУ им. В. Г. Шухова  
*Издатель:* Филиал БГТУ им. В. Г. Шухова в г. Новороссийске  
*Адрес редакции:*  
353919, Россия, Новороссийск, Мысхакское шоссе 75  
Тел. +78617221333  
<https://lasers-measurement-information.ru>  
e-mail: [editor-laser@nb-bstu.ru](mailto:editor-laser@nb-bstu.ru)

Свидетельство о регистрации: серия Эл № ФС77-81070 от 02 июня 2021 г.

Опубликовано 31.05.2023

© Филиал БГТУ им. В. Г. Шухова в г. Новороссийске, 2023

*Лазеры. Измерения. Информация. 2023. Том № 03. № 01 (09)*  
<https://lasers-measurement-information.ru>

Содержание:

## **ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА**

*Привалов В. Е., Шеманин В. Г.*

Лазеры и энергетика ..... стр. 4

## **ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА. КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ**

*Ермаков Л. К.*

Удивительное применение лазера ..... стр. 33

## **ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ**

*Дьяченко В. В., Сарычев И. А., Вишневецкий С. А.*

Лазерные технологии в организации карбонового полигона «Малая Земля» ... стр. 37

## **ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ**

*Кугейко М. М.*

Интерпретация измерительной информации в оптико-физических измерениях .. стр. 44

*Шеманин В. Г., Воронина Э. И., Авдонькин А. С.*

Лидарные измерения концентрации молекул фторгидрида в атмосферном пограничном слое ..... стр. 74

## ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА

doi: 10.51639/2713-0568\_2023\_3\_1\_4  
УДК 535.8, 574.56, 621.373  
ГРНТИ 29.33.51, 44.41.29  
ВАК 1.3.19

### Лазеры и энергетика

\*<sup>1</sup>Привалов В. Е. , <sup>2</sup>Шеманин В. Г.

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
195251, Россия, г. Санкт-Петербург

<sup>2</sup> Филиал Белгородского государственного технологического университета  
имени В.Г. Шухова в г. Новороссийске  
353912, Россия, г. Новороссийск, Мысхакское шоссе 75

e-mail: \* [vaevpriv@yandex.ru](mailto:vaevpriv@yandex.ru), [vshemanin@mail.ru](mailto:vshemanin@mail.ru)

Развитие энергетика обеспечивает научно-технический прогресс. Расширение перспектив использования водорода как нового вида экологически чистого топлива требует создания систем для контроля его выбросов и утечек из емкостей хранения и трубопроводов. Однако дистанционный контроль и измерение концентраций молекул водорода представляет большую проблему. В обзоре рассмотрены методы и приборы лазерного дистанционного зондирования молекул водорода в атмосфере. Собраны, систематизированы и уточнены все опубликованные ранее результаты. Рассмотрены потенциальные возможности методов лидарного зондирования. Выполнено компьютерное моделирование режимов работы современных лидаров для лазерного мониторинга водорода в атмосфере. Приведены результаты моделирования конкретных экспериментов по дистанционному измерению концентрации молекул водорода в атмосфере, дан обширный справочный материал.

*Ключевые слова:* энергетика, молекула водорода, лидар, лазер, мониторинг, концентрация, время измерения, расстояние зондирования.

### Введение

Научно-технический прогресс способствует развитию общества, в том числе энергетика. Развитие энергетика обеспечивает дальнейший научно-технический прогресс. Человек во все времена стремился, чтобы энергетика была эффективной и экономной. Со временем появились дополнительные требования. В том числе – экологические. Тип энергетика определяется, в первую очередь, топливом. В качестве топлива в традиционной энергетике много веков используют дрова, уголь, торф, нефтепродукты, включая природный газ ( $C_3H_8 + C_4H_{10}$ ). Стали изучать возможность применять метанол, сероводород и т. п. Эти виды топлива, по крайней мере, ещё десятилетия, будут служить основой энергетика. К такой энергетике есть претензии. Теплотехника и механика характеризуются, как правило, низким коэффициентом полезного действия (КПД). Сжигание указанных видов топлива характеризуется выбросами окислов углерода, азота и др., что резко ухудшает экологическую обстановку. Поэтому взгляды энергетиков

сосредотачиваются на других энергоносителях и другом энергообмене (например, превращении химической энергии прямо в электрическую). Появляются международные проекты, предполагающие к середине нынешнего века исключить ископаемые энергоносители из энергетики.

## **1 Углеводородная энергетика**

Во введении мы уже начали говорить о ней. Продолжим. Человек начал сжигать дерево почти одновременно со своим появлением на планете. Потом начали сжигать другие твёрдые, жидкие и газообразные топлива. Наиболее опасными считаются газы: утечки могут привести к отравлению, взрывам, пожарам и т. п. Подробнее об этом далее. Жидкие топлива менее опасны, но их испарения и протечки могут создать трудности. Твёрдые менее опасны, но отходов – больше: обгоревшие остатки и выбросы, прежде всего, окислов углеродов и азота. Сегодня эта энергетика наиболее распространена, поэтому её замена вызовет больше трудностей. Западные санкции это доказали. Всё надо делать постепенно, не нарушая сложившегося за долгие годы равновесия. Углеводородная энергетика будет нужна человечеству ещё долго. Способы добычи различных топлив освоены и совершенствуются. Ветряные и фотоэлектрические генераторы энергии следует совершенствовать, но сегодня они ещё полноценной заменой традиционных энергетик служить не могут.

## **2 Ядерная энергетика**

Ядерная физика зародилась на стыке XIX и XX веков и в середине последнего появилось сначала ядерное оружие, а вскоре и электростанции, энергия которых получалась при расщеплении ядер веществ, которые служили топливом: уран, плутоний и др. В нашей стране ведущей организацией в этой отрасли является «Росатом». Название «атомная энергетика», которое чаще используется, мягко говоря, не очень точное: для получения энергии расщепляют не атом, а его часть – ядро. Безусловно, отрасль опасная, аварии на её предприятиях становятся предметом внимания и соседних стран и всего мира. Идут встречные процессы: ряд стран продолжают строить новые электростанции, некоторые – сворачивают и сейчас, когда Запад организовал энергетический кризис, начинают оживлять эту отрасль. Наша страна продолжает развивать отрасль и не только у себя. Например, новые станции продолжают строиться в Иране, Венгрии, Турции и др. Лазеры используются, как при строительстве, так и при эксплуатации станций. Главной опасностью ядерной энергетики является захоронение отходов; есть опасность и в процессе эксплуатации станций. Считается, что люди, работающие с радиацией, подрывают своё здоровье и долго не живут. Нам неизвестна статистика, но известны даты жизни отдельных людей. И. Халатников – непосредственный участник работы в 1940 – годах над бомбой, которую по привычке называют атомной, умер в 2021 г. на 102 году жизни. Н. А. Доллежал (1899–2000), строивший ядерные реакторы – примерно столько же. Известны другие долгожители. У ядерной энергетики много достоинств. В частности, она позволяет снизить выбросы углекислого газа на планете. Например, ядерная энергетика позволила сократить выбросы CO<sub>2</sub> в 2010 году на 4 млрд тонн в год (16 % всего годового техногенного выброса). Надо ещё помнить, что CO<sub>2</sub> поглощают наши экосистемы (леса, болота, степи и т. д. питаются этим газом), т. е. надо соблюдать равновесие.

## **3 Водород и его соединения**

Водород, по-видимому, самый распространённый элемент в Солнечной системе. В виде плазмы он составляет около половины массы Солнца и большинства звезд. Из водорода, в основном, состоят газы межзвёздной среды и газовые туманности. Корпускулярное излучение Солнца и космические лучи в значительной мере состоят из протонов – ядер атомов водорода. Содержание водорода в земной коре – 1 % по массе и 16 % по числу атомов. В атмосфере планеты находится примерно 2,5 миллиардов тонн водорода. Он уходит в космос по 250 тысяч тонн в год. Источником восполнения является водородное «дыхание» Земли», то есть водородная дегазация. После завершения процесса формирования планеты, радиогенный разогрев вещества планеты приводил к разложению гидридов с выделением водорода [1]. В. И. Вернадский [2] считал, что термодинамические и химические условия глубин Земли позволяют предполагать возникновение среды, благоприятной для наличия водорода, с ростом глубины. Активность химических реакций уменьшается, исчезает кислород, начинают преобладать металлы, растёт количество водорода. При этом температура и давление растут. Это должно привести к появлению соединений водорода, в том числе растворённого в металлах. Водородная дегазация планеты – явление выделения водорода в смеси с другими газами (чаще всего углеводородами, гелием и радоном) в рифтовых зонах, при извержениях вулканов, из разломов земной коры, кимберлитовых трубок, некоторых шахт, и скважин.

Все процессы на Земле следует рассматривать с учётом водородной дегазации [3]. Землетрясения тектонического происхождения сопровождаются увеличением содержания водорода в воздухе. До поверхности нашей планеты водород доходит в виде углеводородов, воды и в виде газа  $H_2$ . Единственным объяснением водородной дегазации Земли является наличие достаточно больших запасов водорода в недрах, а также круговорот водорода в системе – недра-поверхность-недра. К возможным источникам водорода относят и вулканы [4]. Существует предположение, что абиогенная нефть и природный газ образуются из неорганических веществ в мантии Земли при условии достаточной концентрации водорода во флюидном потоке и мигрируют в земную кору. Особенно хорошо это наблюдается в современных осях расширения океанов [1].

Практически весь земной водород связан в соединениях. Очень редко в минимальных количествах встречается свободный водород в вулканических и других природных газах. Крайне незначительно его содержание и в атмосфере Земли (0,0001 % по числу атомов, если не считать, конечно, водорода водяных паров). В составе воды – самого распространенного на Земле вещества – водорода 11,19 % по массе. Все водородсодержащие молекулы, начиная с воды и кончая белками и ферментами (сложными биополимерами), содержат водород в связанном виде. То есть, всё многообразие молекул углеводородов – это разнообразные гидриды различного атомного состава.

В соединениях водород обычно проявляет степень окисления (валентность) + 1, т. е. ведёт себя подобно щелочным металлам. Однако в гидридах – соединениях водорода с металлами – ион водорода отрицательно одновалентен (-1). Этим объясняется двойственное положение водорода в таблице элементов: его помещают одновременно и в I и в VII группу. Водород обладает ярко выраженными восстановительными свойствами, но при обычных условиях химическая активность молекулярного водорода в отличие от щелочных металлов вполне умеренна. Без нагрева он реагирует лишь с фтором (даже в темноте) и с хлором (на свету). Реакция синтеза воды (водород плюс кислород) при нормальных условиях идёт очень медленно. Нагревание, естественно, ускоряет её. При температуре выше 550°C она носит характер взрыва.

С неметаллами водород, как правило, взаимодействует активнее, чем с металлами. Из последних предпочитает химически активные – щелочные и щёлочноземельные. В этих реакциях образуются гидриды. Далеко не все соединения водорода с металлами построены так просто, как гидриды щелочных и щёлочноземельных металлов: валентность водорода –1, металла – +1 или + 2 состав соединений соответственно  $MeH$  или  $MeH_2$ . Эти гидриды – их называют солеобразными – образованы классическими ионными связями. Они хорошо изучены и довольно широко применяются в технологиях. Гидрид кальция, например,  $CaH_2$  используют в порошковой металлургии, с его помощью получают титан, тантал, ниобий, цирконий.

Чтобы удалить с металла окисную пленку, иногда применяют слабый, 1,5...2 %-ный раствор гидрида натрия в едком натре. Этот же гидрид (и гидрид лития) используют, получая бороводороды. Но вот строение бороводородов в рамки классических представлений о валентности не укладывается. Эти гидриды, так же как гидриды гелия и элементов IV, V, VI и VII групп (главных подгрупп), называют летучими гидридами. Химическая связь в них – ковалентная или полярная.

Бурное развитие химии и технологии соединений фтора привело к появлению многочисленных фторсодержащих продуктов. Фтор в последнее время стал основой ряда крупномасштабных производств, выпускающих соединения, без которых сейчас не обходится ни одна отрасль промышленности. Фтористый водород  $HF$  занимает исключительное место в промышленной химии фтора. Он служит исходным сырьем для получения подавляющего большинства неорганических и органических фторсодержащих соединений, и спрос на него в последнее время постоянно растет. Около половины потребления  $HF$  приходится на производство органических соединений, в первую очередь хлорфторуглеродов и фторполимеров. Большие количества его расходуются на производство фторида алюминия  $AlF_3$  и синтетического криолита. Большое значение имеют также такие области применения, как обработка поверхности металлов, каталитическое алкилирование в нефтехимической промышленности, производство газообразного фтора и травление поверхности полупроводников для электронных устройств. Газообразный  $HF$  – бесцветный газ с резким запахом, очень вредно действующий на дыхательные органы и слизистые оболочки. Его предельно-допустимая концентрация (ПДК) составляет  $0,005 \text{ мг/м}^3$  или  $9 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ . Но особенно большие концентрации фтороводорода выделяются при нанесении гальванических покрытий (при фосфатировании) на изделия (концентрация  $HF$  в отводимом воздухе достигает  $1,2...15 \text{ г/м}^3$ ).

Есть ещё гидриды металлические (металлообразные). Как правило, это твёрдые растворы водорода в металле. По свойствам и характеру химической связи эти гидриды сходны с металлами. К гидридам этой группы относится, в частности, двойной гидрид переменного состава  $TiFeX_x$  его применяют в экспериментальных автомобильных двигателях, для которых горючим служит выделенный из гидрида водород.

#### **4 Производство водорода**

Основным способом производства наиболее чистого водорода считается электролиз воды (например, [5, 6]). Этот водород называют «зелёным». Есть водород других «цветов»: серый, голубой и т. д. – они менее чистые, чем зелёный, и считаются бесперспективными для экологичной энергетики. Ведутся споры. «Зелёный» водород требует для своего производства больше энергии, чем выделит водород при сгорании. Идут поиски. Постоянный ток заменили переменным. Есть другие предложения (например, с

применением лазеров [7–9]). Этому предшествовали работы [10–11], которые в корне изменили подход к проблеме.

Первым шагом в водородную энергетику можно считать доклад Сесила «Водород в машинном оборудовании» (Кэмбридж, 1820 г.). Создатель двигателя внутреннего сгорания Николаус Отто в 1830 г. экспериментировал с водородом. В блокадном Ленинграде около 300 грузовиков было переведено на водород. В СССР на Волжском автомобильном заводе (ВАЗ) в 1970-е годы выпускали водородомобили. Тогда же были созданы водородные самолеты ТУ-154В и ТУ-155. Но только на стыке XX и XXI веков этот интерес начал приобретать всеобъемлющий характер. Среди всех элементов таблицы Д. И. Менделеева водород обладает наибольшей теплотой сгорания. Поэтому водородная энергетика имеет перспективы не только при термоядерной реакции, но и при прямом сжигании водорода. Сдерживающим фактором является дороговизна производства водорода. При электролизе воды затрата энергии превосходит энергию горения водорода. Сегодня более 90 % водорода производится паровой конверсией природного газа или метана. Другой способ – газификация угля. Оба способа примерно вдвое дешевле электролиза воды. Однако рентабельность не обеспечивают. Самый чистый водород получается электролизом воды. На постоянном токе – это неэффективно, т. к. сжигание такого водорода даёт меньше энергии, чем требует электролиз. Способы разложения воды совершенствуются. Перешли на переменный ток. Совершенно другой подход – топливную ячейку – предложил автор [10–11]. Далее это предложение совершенствуется (например, [7–9]). Основным достоинством предложенной в работе [10] топливной ячейки являются малые токи, при которых происходит разложение воды. При этом к ячейке приложено и сравнительно небольшое импульсное напряжение. Ячейка остается холодной. Для грубой оценки модели можно рассмотреть падение капли воды в гравитационном поле и в поперечном электрическом поле. Легко показать, что траекториями молекул водорода и кислорода являются отрезки прямых линий. Это упрощает разделение газов и дальнейшую работу. Нашлось место и лазеру в тесной топливной ячейке [7,8]. На XXVI Международной конференции «Лазерно-информационные технологии – 2018» мы уже затрагивали эту тематику [9] и предложили для повышения энергетической эффективности ввести в зону реакции лазерное излучение с длинами волн, соответствующими возбуждению уровней молекулы воды [4]. Многократное прохождение излучения повышает эффективность. Естественно, используется лазер с подходящими длинами волн или несколько лазеров.

Современное общество сложно представить без электричества. В связи с ограниченностью рентабельных для добычи ископаемых видов топлива, таких как нефть, газ, уголь, уран, переход на нетрадиционные методы получения энергии становится необходимостью. Одним из таких методов является водородная энергетика [12, 13]. Хотя водород является самым распространённым элементом на Земле, но проблема заключается в том, что он находится во все возможных соединениях и отсутствует в чистом виде. В связи с этим разрабатываются новые и модернизируются уже используемые методы его получения. В настоящее время в промышленности применяются четыре основных способа:

- Конверсия метана водяным паром в реакторах с кипящим слоем дисперсного катализатора;
- Газификация углерода твёрдого топлива водяным паром;
- Термическое разложение (пиролиз) метана;
- Электролиз воды постоянным током.

Каждый из этих способов имеет свои достоинства и недостатки, но для каждого требуется большое количество условного топлива для получения необходимого водорода. В

таблице 1 приведён коэффициент удельного расхода условного топлива необходимого для производства 1 кг водорода [12].

Таблица 1

Коэффициент удельного расхода условного топлива для указанных методов [12]

Коэффициент удельного расхода $b^*$ , (кгУТ)/ (кг H <sub>2</sub> )	Способ получения			
	Конверсия	Газификация	Пиролиз	Электролиз
	4,74	6,24	7,56	27,77

Этот параметр является одним из главных факторов, формирующих высокую себестоимости производимого водорода. В настоящее время его стоимость слишком велика для использования в качестве топлива для электрогенераторов (1 кг водорода  $\approx$  40 руб.). Большая его часть поставляется нефтехимическим производствам для различных технологических процессов. Указанный в таблице 1 электролиз – традиционный, т. е. расщепление воды происходит под действием больших токов постоянного напряжения [12]. Сократив расход топлива до минимума, появится возможность перевода электрогенераторов с ископаемых видов топлива, на почти неисчерпаемый водород. Это является актуальной задачей современности.

Производство водорода не относится к инновациям [14], он производился миллионами тонн ещё в советские времена, когда его использовали для производства аммиака для получения азотных удобрений. Сегодня производится в РФ примерно 350 000 тонн в год. Водород и сегодня используют для производства удобрений, повышения качества бензина, улучшения свойств стали, а также в пищевой промышленности для производства маргарина и твёрдых кондитерских жиров методом гидрогенизации растительных масел. Без него не обходятся все процессы гидроочистки, гидрообессеривания, гидрокрекинга, регенерации катализаторов. Его также широко применяют для охлаждения генераторов на электростанциях.

С тех пор как появилась перспектива перехода с углеводородной энергетики на водородную [13], потребность в водороде увеличилась на порядки. Сегодня эта перспектива стала реальностью, поскольку примерно десять лет назад была решена одна из основных проблем с его хранением для дальнейшего использования в качестве автомобильного топлива. Вместо тяжёлых, дорогих и небезопасных стальных баллонов для сжатого под высоким давлением водорода стали применять легкие композитные ёмкости из углепластика, которые прекрасно помещаются в легковых автомобилях. Кроме того, стало возможным получать водород прямо по месту употребления. Появление таких технологий зажгло для водородной энергетики зелёный свет.

К одному из главных преимуществ водорода, по сравнению с остальными видами топлива, относят то, что при его горении образуется только вода и тепло. Это существенно скажется на состоянии окружающей среды [13].

В настоящее время ведутся разработки в различных областях данного направления. Транспортировка водорода в nano трубках, покрытие электродов различными оксидами металлов, использование новых электролитов, применение различных параметров среды в которых происходит реакция и т. д. Всё это повышает КПД установок [15].

Сегодня существуют установки, которые способны обеспечить высокую выработку водорода, но их размеры и необходимость в энергии не дают возможность к их применению в большом ряде отраслей промышленности, в том числе в автомобильной

отрасли. Однако технология способная полностью обеспечивать автомобиль водородом уже была разработана и реализована в жизнь еще в прошлом веке [10–11]. Самое главное в этой технологии то, что всё это работало от обычного автомобильного аккумулятора 12 В. Эти работы продолжены в [16]. Их актуальность связана, в первую очередь, с перспективностью расщепления воды под действием электрического поля, т.е. реализация поляризационного электролиза, который позволит существенно снизить затраты на электроэнергию. В [17] были достигнуты наибольшие успехи, но по данным других исследователей, проблема заключается в получении резонанса и подбора необходимых частот для достижения необходимой поляризации молекулы воды.

В настоящее время развитие разработки С. А. Мейера [10, 11] идёт в направлении повышения КПД созданной водородной ячейки и уже удалось добиться энергетической эффективности при импульсном реактивном электролизе порядка 70 % и выше [16]. Применение лазера [7–9] может здесь помочь.

В 2020 году правительство России утвердило энергетическую стратегию Российской Федерации на период до 2035 года и ключевые меры развития водородной энергетики [14]. Сегодня в РФ появляются отдельные пилотные проекты с использованием водородной энергетики, но до массового внедрения дело пока не дошло. Например, в конце 2019 года в Санкт-Петербурге был запущен трамвай на водородном топливе, а ОАО «Газпром» и ОАО «РЖД» в качестве пилотного проекта обсуждают возможность запуска поезда на Сахалине на топливных водородных элементах.

Всё это свидетельствует о том, что развитие водородной энергетики продолжится, а это потребует совершенной диагностики водорода. Работы в этом направлении ведутся [18] и они легли в основу следующего раздела нашего обзора.

## **5 Лазерная диагностика водорода**

Лазерной диагностикой водорода мы занимаемся с прошлого века. Выпустили десятки работ и в этом разделе обзора, предполагаем систематизировать некоторые результаты. Без подробного знакомства с библиографией проникнуть в суть задач и методы их решения трудно.

### **5.1 Лидары. Принцип действия и классификация**

Основой методов лазерного зондирования служат оптические явления, возникающие при взаимодействии лазерного излучения с газовыми молекулами и аэрозолем атмосферы: Рэлеевское рассеяние, комбинационное рассеяние света (КРС), рассеяние Ми на аэрозольных частицах, флуоресценция и поглощение. Экспериментально наблюдаемые диапазоны сечений каждого из процессов приведены в [19]. Как следует из данных [19] сечение рассеяния Ми может быть настолько большим, что даже незначительное количество дисперсных частиц соответствующих размеров может дать сигнал рассеянного излучения полностью перекрывающий сигналы Рэлеевского или КРС. Это свойство дисперсных частиц широко используется для регистрации малых концентраций частиц [20].

Хотя резонансное рассеяние, называемое атомной или резонансной флуоресценцией, также имеет большое сечение, тушение при столкновениях с более распространёнными составляющими атмосферы обычно приводит к сильному ослаблению резонансного сигнала. Поэтому наиболее эффективно этот метод может работать при исследованиях малых составляющих в разряженной атмосфере [19]. Широкополосная природа молекулярной флуоресценции является причиной низкого значения отношения сигнала к

шуму, при этом основной вклад в шум даёт фоновое излучение [20]. С ростом длительности сигнала флуоресценции падает и пространственное разрешение метода.

КРС можно рассматривать как неупругий процесс, при котором лазерное излучение вызывает переход молекулы на виртуальный уровень с последующим мгновенным (порядка 10 фс) излучением на длине волны, отличной от лазерной. Разность энергий падающего и испущенного фотонов является характеристикой рассеивающей молекулы и обычно соответствует изменению колебательного квантового числа на единицу. Чувствительность этого метода низка из-за незначительной величины сечения КРС.

Поэтому наиболее вероятным представляется применение КРС для дистанционного контроля дымовых шлейфов труб, концентрации составляющих в которых могут быть 10...100 ppm по сравнению со значениями 0,1...5,0 ppm, типичными для малых составляющих в атмосфере [21]. Некоторое увеличение сечения (до трёх порядков) возможно в тех случаях, когда возбуждающая частота близка к частоте разрешенного перехода. Однако, в [22] показано, что такого повышения чувствительности при резонансном рассеянии не удаётся реализовать из-за сильного поглощения лазерного и рассеянного излучения. Метод КРС позволяет определить отношение концентрации любой составляющей к концентрации некоторой стандартной компоненты (например, азота) по отношению сигналов КРС при условии, что отношение сечений рассеяния известно [23].

Сечение поглощения обычно значительно превышает как эффективное (с учётом тушения) сечение флуоресценции, так и сечение КРС. Следовательно, на основе ослабления лазерного излучения с соответствующим образом подобранной частотой можно создать чувствительный метод определения средней концентрации выбранной составляющей. Для того, чтобы выделить вклад поглощения интересующей молекулы в ослабление лазерного луча, обычно применяется метод дифференциального поглощения. В этом методе предполагается использование двух длин волн лазерного излучения: одной – в центре полосы поглощения молекулы, а другой – в крыле этой полосы. Большинство полос поглощения молекул, представляющих интерес для дистанционного зондирования, лежит в инфракрасной области спектра и соответствует колебательно-вращательным переходам [24, 25]. К основным недостаткам этого метода относятся низкое пространственное разрешение и недостаточная чувствительность инфракрасных детекторов. Высокие чувствительность и пространственное разрешение могут быть достигнуты при сочетании дифференциального поглощения с рассеянием (ДПР). Этот метод впервые был предложен для дистанционного определения содержания водяного пара в атмосфере [26]. Он основан на сравнении рассеянных назад лазерных сигналов: одного – в максимуме линии поглощения молекулы, а другого – на крыле линии. В этом случае пространственное разрешение и мощные сигналы на используемых длинах волн обуславливаются большим сечением рассеяния  $M_i$ , а отношение сигналов даёт требуемую величину дифференциального поглощения. Благодаря этому, метод ДПР обладает наилучшей чувствительностью при зондировании некоторых молекулярных составляющих атмосферы с больших расстояний. Хотя чувствительность фотодетекторов делает методы, основанные на флуоресценции и ДПР, более пригодными для зондирования молекул, имеющих полосы поглощения в видимой и ближней ультрафиолетовой областях спектра, повышение чувствительности инфракрасных детекторов придаёт методу ДПР более универсальный характер [19]. Именно поэтому в последнее время получили широкое распространение лидары ДПР, которые используются во всех видах лазерной дистанционной техники, основанной на резонансном поглощении. Использование коротковолновых лазеров позволяет расширить спектр приложений лидаров за счёт возможности использования индуцированной лазерным излучением

флуоресценции. Это привело к разработке новой лазерной системы дистанционного зондирования, получившей название лазерного флуориметра [19]. Однако его применение возможно только для измерения концентрации атомов водорода по регистрации индуцированной лазером резонансной флуоресценции [27].

Следовательно, для дистанционного зондирования молекул водорода в атмосфере возможно использование методов, основанных на ДПР и КРС.

Именно создание лазеров привело к разработке большого класса лазерных систем дистанционного зондирования [28]. Главными и определяющими в дистанционном зондировании являются лазеры, которые способны генерировать спектрально-ограниченные импульсы излучения наносекундной длительности высокой мощности и небольшой угловой расходимости. В тех случаях, когда сигнал является очень слабым, необходима также высокая частота повторения импульсов. Всё многообразие лазеров, которые могут быть применены для зондирования газовых молекул, представлены в ряде монографий, например [29, 30]. Ещё более широкие возможности по применению лазеров открываются при использовании генерации высших гармоник, параметрической конверсии или комбинационного сдвига и перестраиваемых лазеров на красителях. Применение модуляции добротности даёт возможность получать пиковую мощность до 50 МВт при длительности импульса порядка 10 нс. Приемлемыми обычно являются углы расходимости пучка порядка 1 мрад., а частота повторения импульсов до 10 кГц. Часто оказывается необходимым преобразование основного излучения лазера во вторую, третью и четвертую гармоники, как в случае АИГ: Nd лазера. Это связано с тем, что основная длина волны излучения такого лазера, равная 1,064 мкм, представляет интерес для тех приложений, в которых используется рассеяние Рэлея и Ми. Удвоение или утроение частоты достигается за счёт применения соответствующих нелинейных кристаллов, причём эффективность преобразования зависит от оптического качества кристалла, рабочей длины волны, интенсивности и степени когерентности лазерного пучка. Верхний предел КПД преобразования может достигать 70 % [36].

Класс газовых лазеров является наиболее многообразным: в него входят самые коротко- и длинноволновые лазеры, лазер с самым высоким КПД и наиболее мощный непрерывный аргоновый лазер [15]. CO<sub>2</sub>-лазер низкого давления генерирует импульсы с энергией до 10 Дж и частотой повторения до 10 Гц и может достигать КПД 20 %. Для дистанционного зондирования могут представлять интерес эксимерные лазеры, так как длины волн их излучения лежат в УФ области спектра (менее 308 нм), длительности импульсов 10...20 нс с энергией до 0,5 Дж.

К главным достоинствам полупроводниковых лазеров следует отнести небольшие размеры и эксплуатационную надёжность конструкции, прямое электрическое возбуждение с возможной быстрой перестройкой длины волны за счёт изменения плотности тока, высокий КПД (до 50 %) и широкий спектральный диапазон (0,6...34 мкм). Однако их отличает небольшая пиковая мощность (до 100 Вт) и большая расходимость луча [33].

По результатам выполненных ранее исследований различных типов лидаров [25–29, 30, 31, 51–53], предназначенных для зондирования газовых потоков или газовых молекул в атмосфере, можно предположить, что для обнаружения концентраций молекул порядка  $10^{13}$  см<sup>-3</sup> и выше в атмосфере будет наиболее предпочтительным использование систем ДПР. Это объясняется тем, что сечение поглощения значительно превышает эффективное (с учётом тушения) сечение флуоресценции и КРС [19]. Поэтому на основе ослабления лазерного излучения с соответствующим подбором длины волны можно создать чувствительный метод измерения концентрации молекул водорода в атмосфере.

## 5.2 Зондирование молекул водорода в атмосфере лидаром ДПР

Большие перспективы использования водорода как чистого топлива требует создания систем для контроля его утечки из баллонов и трубопроводов, особенно в местах эксплуатации и перекачки. В реальной атмосфере доля молекул  $H_2$  составляет  $5 \cdot 10^{-7}$  мольных доли (0,5 ppm) [19] или  $1,345 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Поэтому дистанционный контроль и измерение концентраций на таких уровнях представляет большую проблему [34].

В настоящее время используется стандартное оборудование, которое позволяет проводить лишь импактные измерения с предварительным отбором, подготовкой пробы и её анализом [35]. Это может быть газовая хроматография [36] или спектрофотометрия в вакуумном ультрафиолете [35]. Недостатком этих способов является низкое быстродействие при проведении анализа (около 10 мин.), что усложняет их применение при проведении газовой съёмки на больших площадях.

По результатам выполненных ранее исследований различных типов лидаров [26, 37–39], предназначенных для зондирования загрязняющих веществ в газовых потоках или чистой атмосфере, можно заключить, что для обнаружения концентраций  $N(z)$  загрязняющих веществ порядка  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  и ниже в атмосфере будет наиболее предпочтительным использование систем дифференциального поглощения. На основе ослабления лазерного излучения с соответствующим подбором длины волны можно создать чувствительный метод измерения концентрации загрязняющих веществ в атмосфере.

Оптическая плотность слоя молекул водорода в атмосфере определяется соотношением лидарных сигналов на двух выбранных длинах волн. При известном сечении резонансного поглощения  $\sigma_0$  молекулами водорода можно довольно эффективно использовать зависимость оптической плотности от концентрации молекул при дистанционных измерениях их концентрации в атмосфере.

Вариант лидара ДПР предполагает использование двухволнового излучателя: одна длина волны лазерного излучения попадает в центр полосы поглощения молекулы, а другая— вне этой полосы [40]. В качестве такого излучения можно использовать, например, две гармоники YAG–Nd-лазера на длинах волн 1064 и 532 нм как в [41, 42]. В нашем варианте [38] для зондирования молекул водорода используется лазерное излучение на

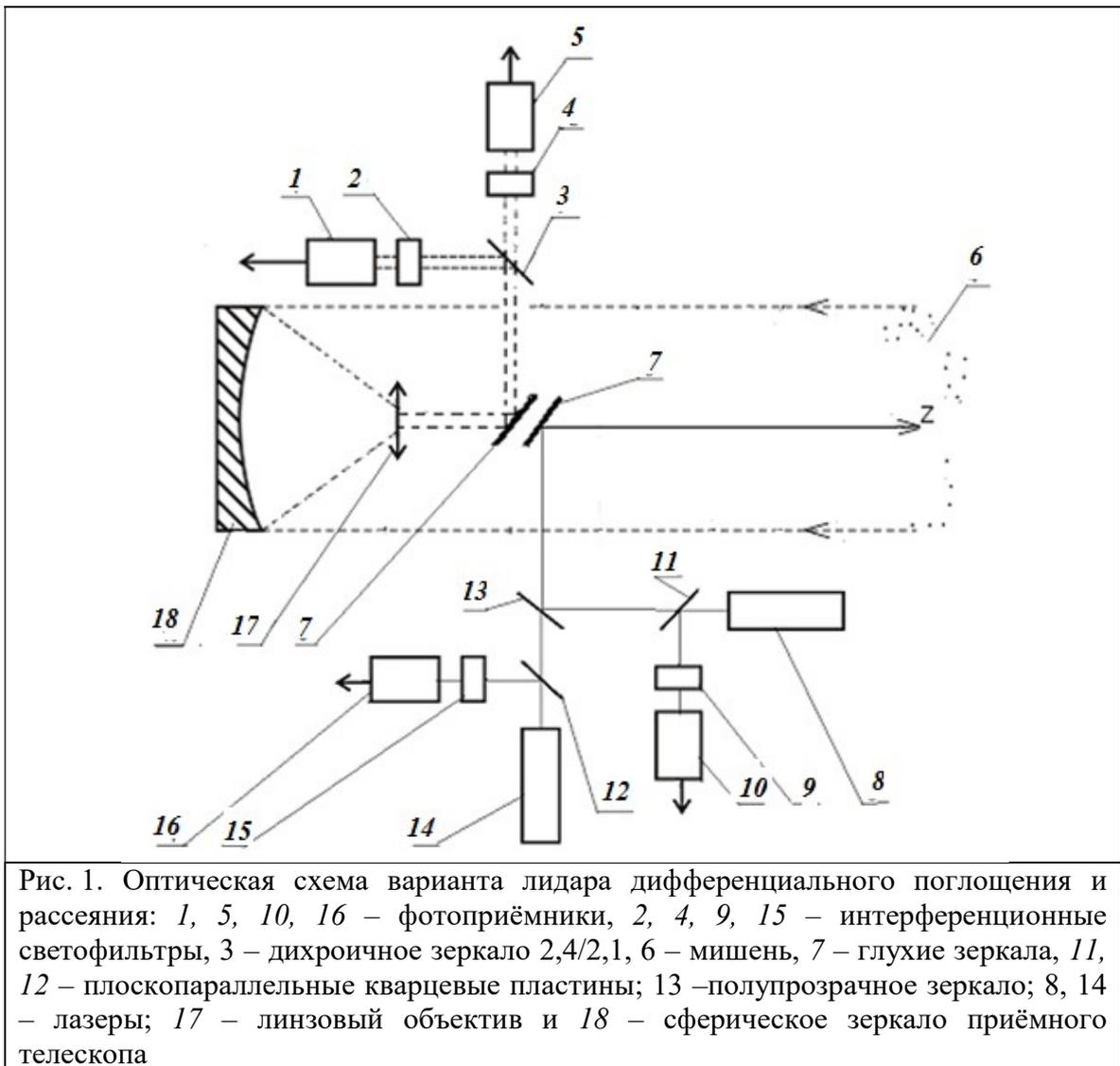
длине волны 2,4 мкм (или частоте  $\nu_1 = 125 \text{ ТГц}$ ), которое попадает в максимум полосы поглощения молекул  $H_2$  [38]. Его излучает параметрический генератор в ИК диапазоне, который накачивается излучением второй гармонике лазера на АИГ: Nd на длине волны 532 нм. Лазерное излучение вне этой полосы поглощения было взято на длине волны 2,1 мкм, чтобы попасть в область прозрачности атмосферы [33]. Для экспериментальной реализации такого варианта в качестве опорного канала в схеме дифференциального поглощения использовался импульсный твёрдотельный лазер на активном элементе YAG–Cr–Ho [43] (или частоте  $\nu_2 = 142,9 \text{ ТГц}$ ).

Рассмотрим оптическую схему такого варианта лидара ДПР, приведённую на рис. 1.

Передающая система лидара состоит из двух лазеров 14 и 8, энергия лазерного излучения первого в импульсе длительностью 10 нс на длине волны 2,4 мкм ( $\nu_1$ ) равна 15 мДж, а второго – 40 мДж на длине волны 2,1 мкм ( $\nu_2$ ). Площадь приёмной апертуры телескопа  $18 S_0 = 0,125 \text{ м}^2$ .

Интенсивность лазерного излучения на длине волны 2,4 мкм, прошедшего сквозь слой атмосферы с молекулами водорода заданной концентрации туда и обратно, уменьшается за счёт поглощения в молекулярном водороде [16, 20] и через интерференционный светофильтр 2 направлялось на фотоприёмник 1. Одновременно дихроичным зеркалом 3

лазерное излучение на длине волны 2,1 мкм через интерференционный светофильтр 4 направлялось на фотоприёмник 5 для измерения его интенсивности. Оно также прошло сквозь толщю атмосферы и служило в качестве опорного сигнала в дифференциальной схеме измерения. Импульсы напряжений с двух одинаковых фотоприёмников 1 и 5 вводились в измерительную систему и записывались в ПК. Кварцевые пластины 11 и 12 отводили часть лазерного излучения на длинах волн 2,4 мкм и 2,1 мкм через светофильтры 9 и 15 на фотодиоды 10 и 16 для контроля энергии лазерных импульсов и синхронизации работы всего лидара. Кварцевая линза 17 использовалась для создания параллельного пучка из рассеянного излучения на обеих длинах волн.



Далее, оптические оси лазеров и приёмного телескопа направлены вдоль оси  $z$  [44]. Оптические характеристики атмосферы на трассе зондирования  $z$  зададим коэффициентом ослабления  $k(\nu, z)$ , а свойства топографической мишени – коэффициентом отражения или суммарным коэффициентом упругого рассеяния  $M_i$  и молекулярного рассеяния Рэлея  $\rho(\pi, \nu)$  [19].

Следуя логике работ [35, 36], возьмем лидарные уравнения для упругого рассеяния на двух выбранных длинах волн и как в [62] разделим одно на другое.

Информация о концентрации молекул водорода содержится в множителе  $T(\nu, z)$  в уравнении из [45], а коэффициент ослабления в атмосфере  $k(\nu, z)$  определяется соотношением вида [34, 46]. Будем считать, что атмосфера однородна, и контур полосы поглощения молекул водорода аппроксимируем функцией Лоренца [19]. В итоге, как и ранее в [47], переходя к оптической плотности получим уравнение для ДПР в виде:

$$D = \ln \frac{P(\nu_2, z)}{P(\nu_1, z)} = \ln \left[ \frac{E_2 G_2(z) \rho(\pi, \nu_2) \operatorname{erf} \left( \frac{\sqrt{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}}{\sqrt{2\Gamma_a}} \right)}{E_1 G_1(z) \rho(\pi, \nu_1) \operatorname{erf} \left( \frac{\sqrt{\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2}}{\sqrt{2\Gamma_a}} \right)} \sqrt{\frac{\Gamma_1^2 + \Gamma_a^2}{\Gamma_2^2 + \Gamma_a^2}} \right] - \{ -2k_0(\nu_2)z + 2k_0(\nu_1)z + \sigma_0(\nu_1) \int_0^z N(z') dz' \} \quad (1)$$

Таким образом, лидарное уравнение (1) позволяет найти концентрацию исследуемых молекул, если известны остальные параметры задачи. Значит, задавая диапазон искоемых концентраций молекул водорода, можно оценить параметры требуемого варианта лидара. Рассмотрим параметры этой задачи для нашей экспериментальной ситуации. Будем считать, что для нашего лидара  $G_1(z) = G_2(z)$ , а коэффициенты отражения  $\rho(\pi, \nu)$  для обоих каналов примерно одинаковы и равны для суммарного упругого рассеяния в атмосфере –  $10^{-7}$  [48]. Энергия  $E = \tau P$  в импульсе длительностью 10 нс лазерного излучения на длине волны 2,4 мкм ( $\nu_1$ ) равна 15 мДж, а на длине волны 2,1 мкм ( $\nu_2$ ) – 20 мДж. Полуширины линий генерации двух лазеров  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$  будут изменяться в диапазоне 1...5 ГГц. Будем считать, что полуширина аппаратной функции на порядок больше, чем полуширина линии генерации лазера, что вполне допустимо для промышленных лазеров и интерференционных светофильтров в качестве спектроанализатора лидара [34] и равна 100 ГГц. Значения коэффициентов ослабления в атмосфере были взяты из [33] и равны соответственно  $k(\nu_1) = 0,08 \text{ км}^{-1}$ ,  $k(\nu_2) = 0,09 \text{ км}^{-1}$ . Для полосы поглощения водорода максимальное значение сечения поглощения на длине волны 2,4 мкм по данным [20]  $\sigma_0(\nu_1) = 0,8 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , а полуширина этой полосы –  $\Gamma_3 = 45,5 \text{ ГГц}$  [20, 49].

Выполним численное решение уравнения (1) для значений полуширин  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2 = 2 \text{ ГГц}$ , расстояний зондирования в диапазоне 10...1500 м, диапазона концентраций от  $10^{11} \text{ см}^{-3}$  до  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  и приведённых выше остальных параметров задачи. Результаты решения уравнения (1) представлены на рис. 2 для приведённых выше параметров, диапазона концентраций  $10^{11} \dots 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и расстояния зондирования до 1,5 км. Ограничение по величинам концентраций и расстояний связано с тем, что метод спектроскопии дифференциального поглощения [19, 40], имеет ограничения снизу и сверху на диапазон возможных значений произведений величин концентраций на толщины слоёв, которые определяются оптической схемой и фотоприёмником лидара. Для значений оптической плотности  $D$  больше 4,5 расчёты не проводились, так как динамический диапазон фотоприёмников был выбран, как и ранее  $10^4$  в соответствии с [34, 47].

Результаты решения уравнения (1) для той же ситуации, что на рис. 2, но для значений полуширины  $\Gamma_1 = 5 \text{ ГГц}$  и  $\Gamma_2 = 10 \text{ ГГц}$  и значения полуширины аппаратной функции  $\Gamma_a = 100 \text{ ГГц}$  дают значения в 0,996 от полученных ранее на рис. 2. Это незначительное уменьшение оптической плотности связано с тем, что  $\Gamma_a$  значительно больше, чем  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ , т.е. их влияние на результат моделирования очень мало.

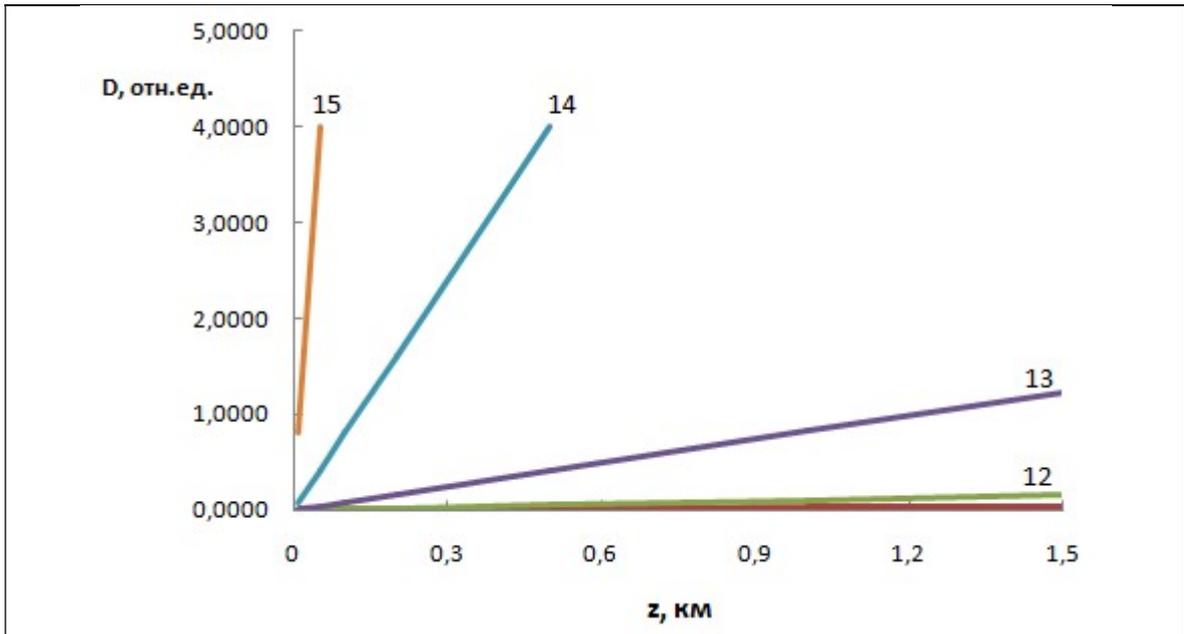


Рис. 2. Результаты численного решения уравнения (1) для диапазона концентраций  $10^{11} \dots 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и значений полуширины  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2 = 1 \text{ ГГц}$

Далее выполним проверку полученных результатов. Для этого рассчитаем значение сечения поглощения молекул водорода для нашего лабораторного лидара дифференциального поглощения из [16, 20]. Полученный график зависимости оптической плотности  $D$  от концентрации молекул водорода  $N$  в слое толщиной 10 см представлен на рис. 3. Такая маленькая толщина слоя в 10 см связана с большими значениями концентрации водорода, которые получались из чистого водорода разбавлением до значений  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ .

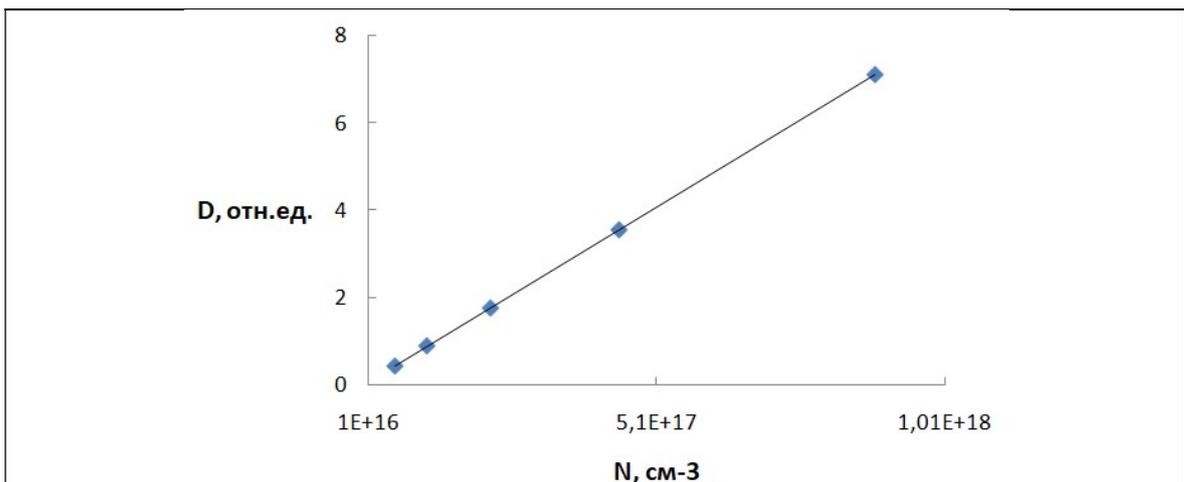


Рис. 3. График зависимости оптической плотности  $D$  от концентрации молекул водорода  $N$  в слое толщиной 10 см и равных значений полуширины  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2 = 2 \text{ ГГц}$

Обработка этого графика согласно [34] для значений полуширины  $\Gamma_1 = 1$  и  $5 \text{ ГГц}$  и таких же двух значений полуширины  $\Gamma_2 = 1$  и  $5 \text{ ГГц}$  позволила получить значение сечения резонансного поглощения молекул водорода на длине волны 2,4 мкм равное  $\sigma_0(\nu_1) =$

$(5,2 \pm 1,3) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , которое оказалась в удовлетворительном согласии с полученным в работе [34, 50] значением  $\sigma = 0,8 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ .

Таким образом, показано, что учёт конечной ширины линии генерации лазера и аппаратной функции лидара при зондировании молекул водорода в атмосфере лидаром дифференциального поглощения и рассеяния проявляется в незначительном уменьшении оптической плотности при условии  $\Gamma_a \gg \Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ . Поэтому решающим становится выбор полуширины интерференционных светофильтров при минимальной ширине линий генерации лазеров.

### 5.3 Зондирование водорода в атмосфере лидаром ДПР из космоса

Разработка новых дистанционных методов измерения концентрации молекул  $\text{H}_2$  в атмосфере Земли на уровне порядка  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  для их мониторинга с космической орбиты в рамках дистанционного зондирования Земли требует оценки возможностей лидарного мониторинга для решения таких задач. В работах [19, 34, 46, 47] был выполнен анализ методов лазерного зондирования молекул предельных углеводородов в атмосфере и получено, что лидар ДПР может использоваться для дистанционного измерения концентрации молекул на таком уровне. Однако представляет интерес теоретическая оценка возможностей такого лидара для мониторинга молекул водорода в атмосферном пограничном слое на уровне концентрации порядка  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  и выше с космической орбиты в диапазоне высот от 100 км и вплоть до геостационарной орбиты.

Поэтому для выбора оптимальных параметров лидара ДПР для зондирования молекул водорода в атмосфере в режиме счёта фотонов с космической платформы на указанных высотах было выполнено численное решение лидарного уравнения для ДПР молекулами водорода для получения максимального значения сигнала лидара, соответствующего минимальной концентрации молекул.

Лидар ДПР для зондирования молекул водорода в атмосфере построен на базе моностатического лидара, у которого два лазерных луча распространяется вдоль оси приемного телескопа [34, 42]. Оптическая схема этого лидара приведена на рис. 1. В этом варианте лидара ДПР используется двухволновой излучатель на двух параметрических генераторах света с накачкой второй гармоникой одного YAG-Nd лазера на длине волны 532 нм. Одна длина волны лазерного излучения попадает в центр ИК полосы поглощения молекул водорода 2,4 мкм, а другая – вне этой полосы на длине волны 2,1 мкм [38] и обе с длительностью импульсов 10 нс и энергиями в импульсе до 1 мДж при частоте следования лазерных импульсов  $f$  до 100 кГц [34, 47]. Лазерное излучение двух параметрических генераторов света на длинах волн 2,4 и 2,1 мкм направляется вдоль оси приёмного телескопа перпендикулярно поверхности Земли.

Прошедшее через атмосферу зондирующее излучение на длине волны 2,4 мкм ослабляется за счёт поглощения исследуемыми молекулами водорода [19, 34, 38], а рассеянное аэрозолем и газовыми молекулами атмосферы назад излучение на этой длине волны и на длине волны 2,1 мкм собирается на космической платформе телескопом типа Ньютона.

На первом этапе для оценки величины сигнала рассеяния выполним численное решение лидарного уравнения для суммарного рассеяния  $M_i$  на аэрозольных частицах и молекулах газов в атмосфере в направлении назад в режиме синхронного счёта фотонов [46] для лазерного излучения на длине волны 2,4 мкм в виде:

$$n(z) = n_0 \cdot K_1 \cdot \Delta z \cdot G(z) \cdot f t \cdot S_0 \exp\left[-2 \int_0^z \alpha(\lambda, z') dz'\right] \rho / z^2 \quad (2)$$

Новой величиной в этом выражении является  $\rho$  – суммарный коэффициент обратного рассеяния в атмосфере, равный по данным [19]  $10^{-7}$ . Будем рассматривать однократное рассеяние и однородную атмосферу [19, 34]. Мерой сигнала рассеяния будет длительность времени измерения  $t$ , которое выразим из уравнения (2) в виде

$$t = \frac{n(v, z)z^2}{BY_1(v, z)} \quad (3)$$

где лидарная константа  $B = \frac{c\tau_L}{2} S_0 \frac{P_0}{\sqrt{2\pi}\Gamma}$  и функция  $Y_1(v, z) = n_0(z)T^2(\lambda, z)\rho$ . Остальные обозначения те же, что и в выражении (1).

Для нашей экспериментальной ситуации возьмем концентрацию молекул водорода в диапазоне  $N(z) = 10^{11} \dots 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Значение максимума полосы валентных Н-Н колебаний молекул  $\text{H}_2$  из [1, 16] равно  $4161 \text{ см}^{-1}$  или  $2,4 \text{ мкм}$ . В качестве опорного канала возьмем лазерное излучение второго лазера с длиной волны  $2,1 \text{ мкм}$ . Значения коэффициентов ослабления для этих длин волн  $\alpha(\lambda_0, z)$  и  $\alpha(\lambda_1, z)$  взяты из раздела 3 и равны соответственно  $0,08 \text{ км}^{-1}$  и  $0,09 \text{ км}^{-1}$ . Для полосы поглощения водорода максимальное значение сечения

поглощения на длине волны  $2,4 \text{ мкм}$  по данным [20]  $\sigma_0(\nu_1) = 0,8 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , полуширина этой полосы –  $\Gamma_3 = 45,5 \text{ ГГц}$  [34, 48], а лидарной константы  $K_1 = 0,49$  были взяты как и в [34, 48]. Поперечное сечение зеркала приёмного телескопа лидара равно  $0,13 \text{ м}^2$ , а шаг по расстоянию выбирался от  $100 \text{ м}$  до  $10 \text{ км}$  в зависимости от уровня концентрации исследуемых молекул и высоты нахождения космического аппарата. При расчётах пропускания атмосферы на заданных длинах волн учитывалась зависимость величины коэффициента ослабления  $\alpha(\lambda, z)$  от высоты  $z$  в соответствии с [33, С. 382] и рассмотренной в предыдущем разделе.

Рассмотрим численное решение уравнения (3) в предположении, что  $G(z)$  для нашего случая равно 1, и за время измерения  $t$  будут зарегистрированы 200 фотонов. Зондирование молекул водорода производится с космического аппарата, находящегося как на геостационарной (или геосинхронной) орбите высотой  $35786 \text{ км}$ , так и с высоты орбиты  $100 \text{ км}$  для концентрации исследуемых молекул  $N(z) = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Результаты решения уравнения (3) представлены на рис. 4.

Как следует из графика рис. 4 увеличение шага по расстоянию  $\Delta z$  в уравнении (3) на порядок приводит к пропорциональному увеличению времени измерения. Минимальное время измерения для высоты  $100 \text{ км}$  составит для шага по расстоянию  $150 \text{ м}$  почти  $34 \text{ мс}$ , а для шага  $10 \text{ км}$  –  $165 \text{ мс}$ , для высоты  $600 \text{ км}$  и шага  $150 \text{ м}$  –  $1,23 \text{ с}$ , а шага  $10 \text{ км}$  – почти  $6 \text{ с}$  при частоте следования лазерных импульсов  $100 \text{ кГц}$ . Для геостационарной орбиты с высотой  $35786 \text{ км}$  минимальное время измерения для шага по расстоянию  $150 \text{ м}$  равно  $4430 \text{ с}$ , а для шага  $10 \text{ км}$  –  $21400 \text{ с}$  или почти  $6 \text{ ч}$ .

Для оценки потенциальных возможностей такой системы дистанционного зондирования молекул водорода в атмосфере с космической платформы было выполнено численное решение лидарного уравнения для ДПР (1), которое рассмотрим в предположении о равенстве всех констант в виде [42]:

$$D = \ln \frac{P(\nu_2, z)}{P(\nu_1, z)} = 2\alpha(\nu_1)z - 2\alpha(\nu_2)z + 2\sigma_0(\nu_1) \int_0^z N(z') dz' \quad (4)$$

Все обозначения те же, что и в [45, 46]. Все величины определены для двух длин волн лазерного излучения  $\lambda_0$  и  $\lambda_1$ , причём вторая длина волны находится вне полосы поглощения исследуемых молекул водорода.

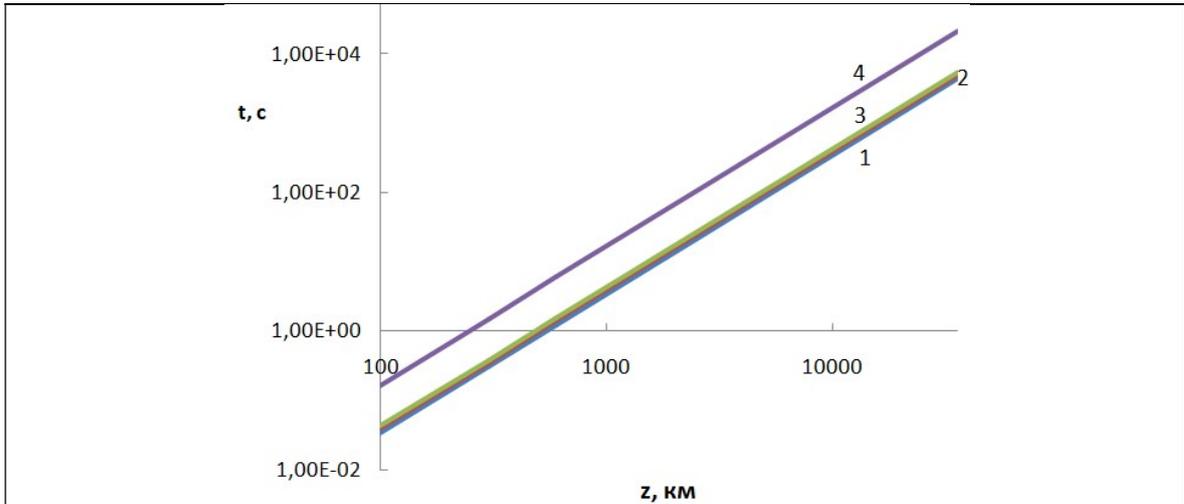


Рис. 4. Рассчитанная по уравнению (3) зависимость времени измерения  $t$  (в логарифмическом масштабе, в с) от высоты зондирования  $z$  (в логарифмическом масштабе, в км) для четырёх значений шага по расстоянию  $\Delta z$ : 150 м (1), 1 км (2), 1,5 км (3) и 10 км (4)

В общем случае оптическая плотность  $D$  при дифференциальном поглощении [34] определяется сечением резонансного поглощения  $\sigma_0$  исследуемых молекул, их концентрацией  $N(z)$  и толщиной поглощающего слоя атмосферы  $\Delta z$ . С другой стороны, эта оптическая плотность определяется логарифмом отношения лидарных сигналов или чисел фотонов на двух выбранных длинах волн согласно лидарному уравнению (1).

Используя те же самые значения параметров задачи, по уравнению (1) были выполнены расчёты времени измерения  $t$  лидаром ДПР для значения концентраций исследуемых молекул  $N(z) = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и диапазона высот от 100 до 36000 км с шагом по расстоянию  $\Delta z$  от 50 до 10000 м. Результаты расчетов приведены на рис. 5.

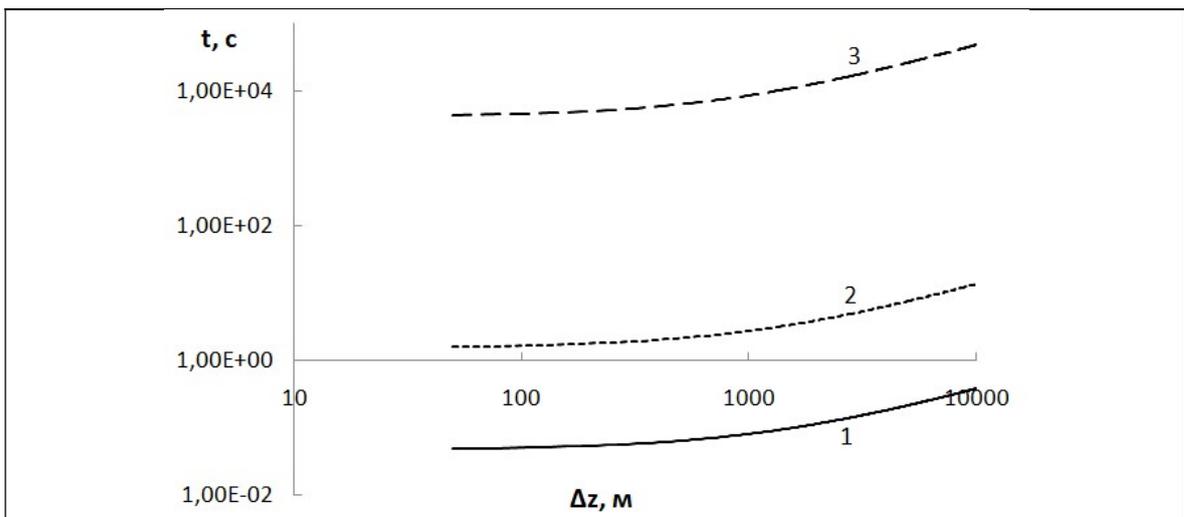
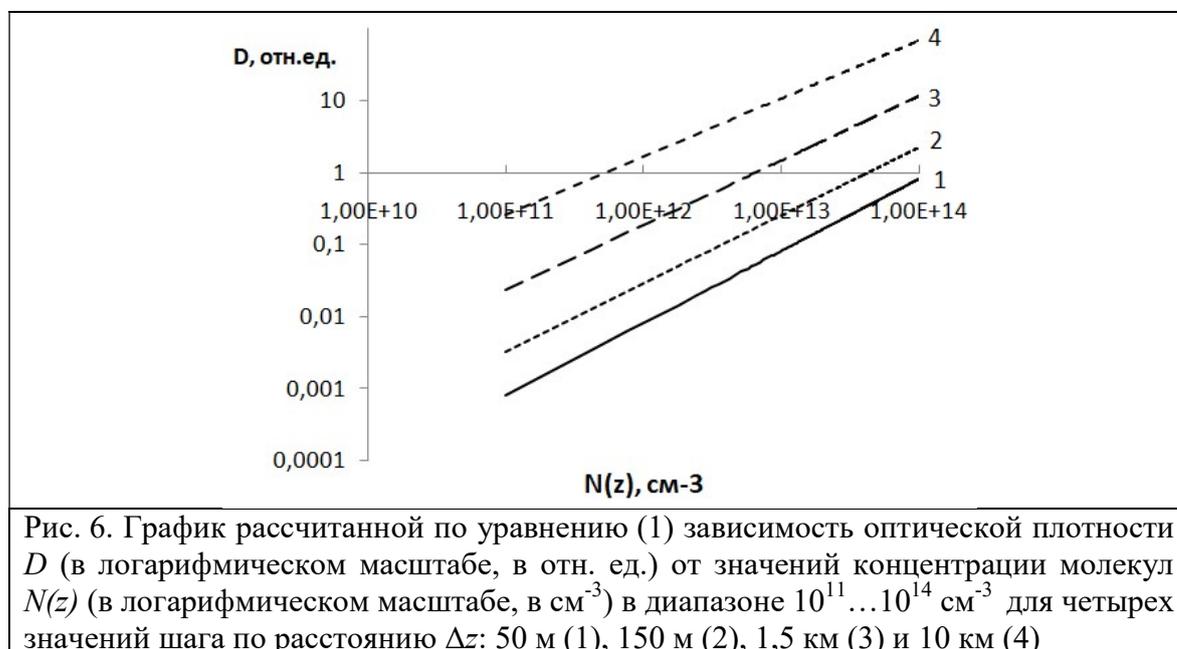


Рис. 5. Рассчитанная по уравнению (1) зависимость времени измерения  $t$  (в логарифмическом масштабе, в с) от значений шага по расстоянию  $\Delta z$  (в логарифмическом масштабе, в м) для трёх значений высоты зондирования  $z$ : 100 км (1), 600 км (2) и 36000 км (3)

Графики на рис. 5 показывает зависимость детектируемой лидаром концентрации молекул водорода от величины шага по высоте, причем для значения  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  эта длина составляет около 1 м, но в то же время для концентрации  $10^{11} \text{ см}^{-3}$  длина трассы увеличивается почти до 10 км. Это связано с тем, что метод дифференциального поглощения имеет ограничения снизу и сверху на диапазон возможных значений произведений концентрации на толщину поглощающего слоя, определяемого временем одного измерения  $t_1 = 2\Delta z/c$  [34]. Так как динамический диапазон фотоприемников ограничен [34], будем считать, что максимальное значение оптической плотности может быть равно двум. Для исследования зависимости оптической плотности  $D$  от величины шага по высоте  $\Delta z$  и уровня концентрации  $N(z)$  были выполнены расчёты по уравнению (1) для значений оптической плотности в диапазоне  $0,1 \dots 2$ . На рис. 6 представлена зависимость оптической плотности в этом диапазоне значений шага по расстоянию  $\Delta z$  от уровня концентрации исследуемых молекул от  $10^{11} \text{ см}^{-3}$  до  $10^{14} \text{ см}^{-3}$ .



Анализ графика на рис. 6 показывает возможность регистрации сигнала с концентрацией молекул  $10^{11} \text{ см}^{-3}$  на трассах зондирования от 3,5 до 51 км, а если длина трассы постоянна и равна 10 км, то для тех же параметров лидара можно зарегистрировать уровни концентрации молекул водорода в диапазоне  $2,5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3} \dots 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , что подтверждается графиком на рис. 6.

Для оценки полученных результатов учтём перемещение космической платформы с лидаром. Эта платформа движется по круговой орбите со скоростью не менее 7,9 км/с. В то же время из-за вращения Земли поле зрения приёмного телескопа на её поверхности перемещается со скоростью 464 м/с. Тогда эта точка на поверхности переместится за время измерения на минимальное расстояние около 992,96 км для времени измерения 2140 с на геостационарной орбите. Кроме того, поле зрения приёмного телескопа с расходимостью приблизительно  $10^{-3}$  будет выглядеть на земной поверхности как круг с диаметром 36 км. Поэтому максимальный измерительный объём за время регистрации для исследуемых молекул водорода будет равен  $357465,6 \text{ км}^3$  для высоты столба атмосферы 10000 м.

Таким, образом, анализ полученных результатов показывает, что время измерения для уровня концентрации исследуемых молекул водорода  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  на длине волны лазерного излучения 2,4 мкм и высоты от 100 до 36000 км лежит в диапазоне 0,165 с...2140 с или 35,5 мин для такого варианта лидара ДПР. Поэтому можно вести речь о регистрации таким лидаром с космической платформы концентрации исследуемых молекул водорода на уровне  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

#### **5.4 Зондирование молекул водорода лидаром КРС**

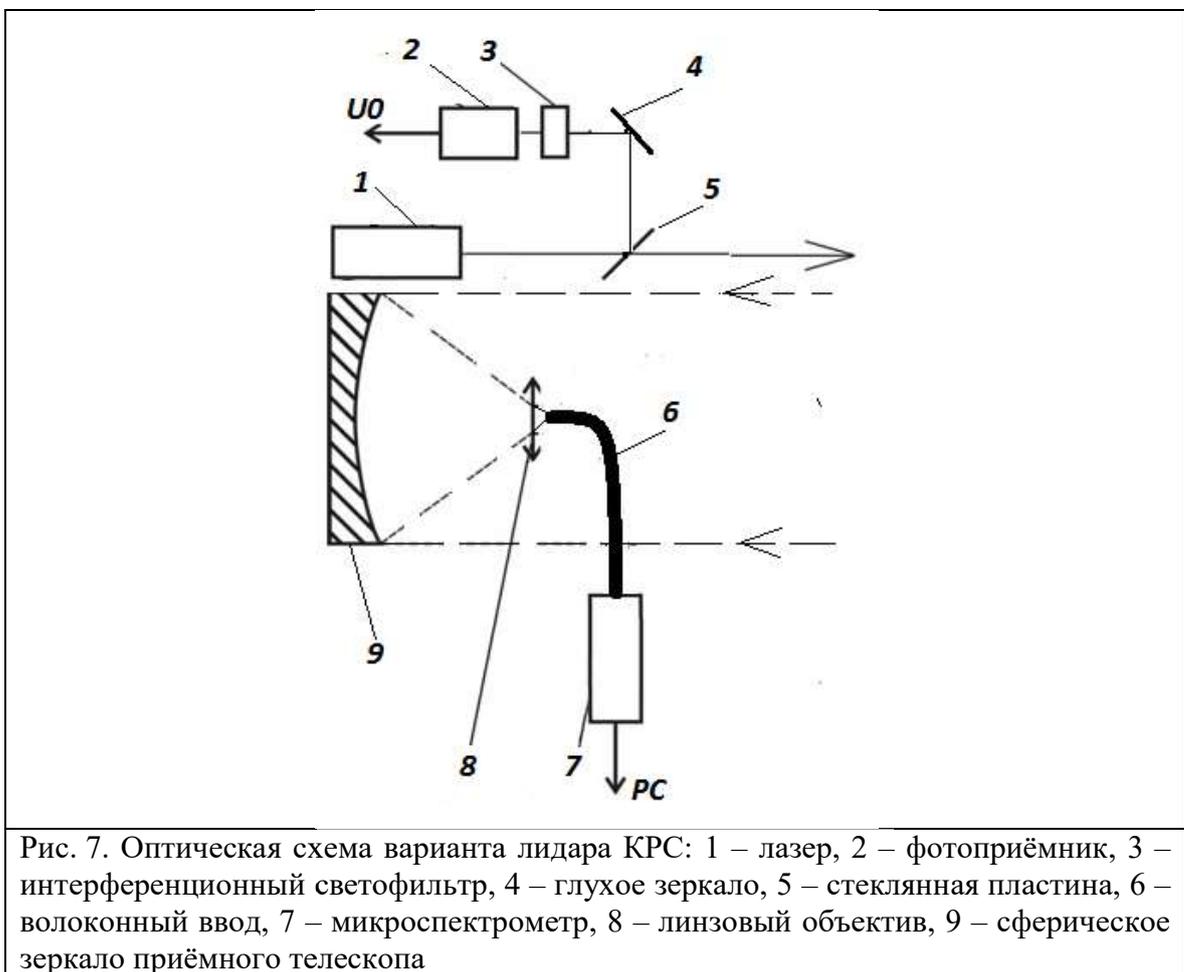
Разработка новых лазерных систем для измерения концентрации молекул водорода на уровне концентраций порядка  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  и выше в атмосфере на базе лидара КРС требует выбора оптической схемы и оптимального подбора параметров отдельных элементов такого лидара. Ранее было получено, что лидар КРС может использоваться для дистанционного измерения концентрации молекул на таком уровне на расстояниях до сотен метров [51]. А в работах [45, 46] было предложено лидарное уравнение для комбинационного рассеяния света газовыми молекулами в атмосфере с учётом конечной ширины линии генерации. Оказалось, что учёт конечной ширины линии генерации реального лазера, соотношение ширин полос комбинационного рассеяния света и аппаратной функции лидара позволяет уточнить решение такого лидарного уравнения [46].

Поэтому оценка возможности измерений лидаром КРС концентрации молекул водорода на уровне  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  и выше в атмосфере на расстояниях зондирования до 100 м в режиме синхронного счёта фотонов и выбор оптимальных параметров такого лидара.

Наряду с ДПР для обнаружения газовых молекул в атмосфере широкое распространение получил метод КРС молекулами в газовых потоках [52–54]. Поэтому наиболее вероятным представляется применение лидара комбинационного рассеяния света для дистанционного контроля источников выброса или утечки, концентрация молекул в которых может достигать  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ , что на два порядка выше типичных концентраций молекул водорода в атмосфере. Однако КРС является эффективным в аналитических целях из-за высокого пространственного разрешения, возможности калибровки и простоты аппаратной реализации. В работах [26, 55] лидар КРС для дистанционного измерения концентрации молекул водорода был изготовлен на базе моностатического лидара, лазерный луч которого распространяется вдоль оси приёмного телескопа (рис. 7) на некотором расстоянии. Это как раз биаксиальная схема и лазерный луч параллелен оси приёмного телескопа [16, 37, 38]. В качестве зондирующего излучения используется излучение третьей и второй гармоники YAG:Nd-лазера с накачкой полупроводниковым лазером с длинами волн 355 и 532 нм и полупроводникового лазера с длиной волны 405 нм с длительностью импульсов 10 нс и энергиями в импульсе до 1 мДж при частоте следования лазерных импульсов  $f$  до 100 кГц [19, 56]. Излучение лазера  $I$  направлялось параллельно оси приёмного телескопа на расстоянии 150 мм, как и в [48, 56], а излучение КРС молекулами водорода в атмосфере в направлении назад собиралось приёмным телескопом типа Ньютона со сферическим зеркалом 9 диаметром 200 мм и фокусировалось линзовым объективом 8 в волоконный ввод 6 микроспектрометра 7, работающего на линии с ПК.

Часть лазерного излучения направлялась стеклянной пластиной 5 и глухим зеркалом 4 через интерференционный светофильтр 3 на фотоприёмник 2, напряжение  $U_0$  с которого записывалось платой сбора данных в ПК, для контроля энергии лазерного импульса и формирования начала отсчёта времени измерения. Эти данные и выбранная часть спектра КРС молекулами водорода записываются в ПК для дальнейшей обработки.

Уравнение лазерного зондирования, или лидарное уравнение, для рассеяния Ми аэрозольными частицами в направлении назад или  $180^\circ$  было подробно рассмотрено в работах [34, 48] в предположении, что линия генерации лазера является дельта - функцией и не влияет на результаты зондирования. Однако реальные лазеры имеют спектр излучения конечной ширины. В работе [44] было предложено лидарное уравнение для упругого рассеяния аэрозольными частицами в атмосфере в направлении назад с учётом конечной ширины линии излучения. А авторы [64] выполнили численные расчёты лидарного уравнения для дифференциального поглощения и рассеяния газовыми молекулами в атмосфере с использованием генетического алгоритма. Эти работы показали, что учёт конечной ширины линии генерации лазера позволит уточнить решение такого лидарного уравнения, особенно для случая очень малых концентраций исследуемых частиц или молекул.



В настоящей работе учтём ширину линии генерации лазера и аппаратной функции в моностатическом лидаре КРС молекулами водорода в атмосфере. Рассмотрим оптическую схему такого лидара, приведённую на рис. 7. Обычно энергия или мощность импульса КРС исследуемыми молекулами регистрируемая лидаром мала и поэтому используется режим счёта фотонов [1, 16, 28]. В этом случае лазер лидара удобнее характеризовать числом фотонов  $n_0$  в импульсе посылаемого в атмосферу лазерного излучения длительностью  $\tau_0$ . Тогда для числа фотонов  $n(\nu, z)$  излучения КРС исследуемыми молекулами водорода с концентрацией  $N(z)$  на фотоприёмнике лидара можно переписать лидарное уравнение в направлении назад в режиме счёта фотонов в виде [44, 46]:

$$n(\nu, z) = n_0 \frac{c\tau_0}{2z^2} G(z) f t S_0 N(z) (d\sigma / d\Omega) \int_{\nu_0 - \Gamma_0}^{\nu_R + \Gamma_R} T_0(\nu_0, z) \cdot T(\nu_R, z) \cdot \Phi(\nu) A(\nu) d\nu \quad (5)$$

где  $n(\nu, z)$  – число фотонов, зарегистрированное фотоприемником лидара на частоте  $\nu_R$  комбинационного рассеяния света с расстояния зондирования  $z$ ;  $n_0$  – число фотонов на частоте  $\nu_0$  лазерного излучения и  $t$  – время измерения или накопления сигнала. Все остальные обозначения те же, что и в [26]. Функцию распределения фотонов лазерного излучения в линии генерации [28, 39] в нашем случае будем считать Гауссовой, а аппаратную функцию или спектральный коэффициент пропускания приемной системы лидара  $A(\nu)$  [19, 34, 46] будем считать Лоренцевой и настроена она точно на частоту  $\nu_R$  полосы КРС молекулами водорода с полушириной  $\Gamma_a$ , которая больше чем  $\Gamma_R$  и  $\Gamma_0$ , Лидарная константа  $K_1$  на частоте  $\nu_0$  лазерного излучения измерена экспериментально в [48], а  $\xi(\nu_R)$  – относительная спектральная чувствительность фотоприёмника на частоте  $\nu_R$  излучения КРС взята из [57]. Перепишем уравнение (5) в виде

$$t = \frac{n(\nu, z) z^2}{BY(\nu, z) N(z)} \quad (5^*)$$

$$B = \frac{c\tau_L}{2} S_0 \frac{P_0}{\sqrt{2\pi}\Gamma}$$

где лидарная константа  $B$  и функция

$$Y(\nu, z) = 0,82 n_0 f G(z) \Gamma_0 K_1 \xi(\nu_R) \frac{d\sigma}{d\Omega} \exp\left[-\int_0^z \{\alpha(\nu_0, r) + \alpha(\nu_R, r)\} dr\right] \quad (6)$$

Также считаем, что дифференциальное сечение КРС можно считать постоянным внутри интервала интегрирования по частоте, как и коэффициенты ослабления на частотах лазерного излучения и КРС молекулами водорода [44]. Выразим из уравнения (5) время измерения  $t$  как меру эффективности лидарной системы и рассмотрим концентрационную зависимость решения этого уравнения

$$N(z) = \frac{n(\nu, z) z^2}{BY(\nu, z) t} \quad (7)$$

Также предположим, что полуширина аппаратной функции на порядок больше, чем полуширина линии генерации лазера, что вполне допустимо для промышленных лазеров и интерференционных светофильтров в качестве спектроанализатора лидара [19, 34].

В работе [49] были выполнены лабораторные лидарные эксперименты для измерения дифференциального сечения КРС молекулами водорода. Решение лидарного уравнения для КРС типа (5) с параметрами нашего лидара позволило найти дифференциальное сечение КРС ( $d\sigma/d\Omega$ ) молекулами  $H_2$  при возбуждении лазерным излучением с длиной волны 532 нм. Полученное значение равно  $(4,3 \pm 0,9) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{ср}$ , что хорошо согласуется с данными для длины волны 337 нм  $8,7 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{ср}$  [19]. А это значение можно использовать для измерения концентрации молекул водорода  $N(z)$  в газовых потоках и чистой атмосфере на заданных расстояниях от излучателя с высокой точностью и пространственным разрешением 7,5 м.

Используя это значение дифференциального сечения КРС молекулами  $H_2$ , выполним компьютерное моделирование лидарного уравнения (5) для описанного выше варианта лидара КРС с биаксиальной [16, 30, 38] оптической схемой как на рис. 7. В качестве зондирующего излучения рассмотрим излучение третьей и второй гармоники YAG:Nd-лазера с накачкой полупроводниковым лазером с длинами волн 355 и 532 нм, газовых лазеров с длинами волн 377, 308, 510 и 578 нм и полупроводниковых лазеров с длинами волн 405, 650, 785 и 850 нм с длительностью импульсов 10 нс и энергиями в импульсе до

1 мДж при частоте следования лазерных импульсов  $f$  до 100 кГц [19, 58]. Излучение лазера  $I$  направлялось параллельно оси приёмного телескопа на расстоянии 150 мм, как и в [19, 44], а излучение КРС молекулами водорода в атмосфере в направлении назад собиралось приёмным телескопом типа Ньютона со сферическим зеркалом 9 диаметром 200 мм и фокусировалось линзовым объективом 8 в волоконный ввод микроспектрометра FSD-8 6, который работал на линии с ПК.

Будем рассматривать однократное комбинационное рассеяние света и однородную атмосферу [19, 34, 60]. Значения максимума полосы валентных Н-Н колебаний молекул водорода равно  $4161 \text{ см}^{-1}$  по данным [1, 16, 19, 30] и для всех длин волн лазерного излучения были рассчитаны длины волн полос колебательного комбинационного рассеяния света молекулами водорода, приведённые в таблице 2.

Значения дифференциальных сечений комбинационного рассеяния света для всех молекул ( $d\sigma/d\Omega$ ) и всех выбранных длин волн лазерного излучения были определены по данным, экспериментально измеренным в [19, 37] при комнатной температуре и нормальном давлении на длине волны излучения 532 нм и для интересующих нас длин волн рассчитаны с учётом зависимости  $1/\lambda^4$  [30]. Все эти значения приведены в таблице 2. Значения коэффициентов ослабления для этих частот  $\alpha(v_0, z)$  и  $\alpha(v_R, z)$  из [15] также собраны в таблице 1. Поперечное сечение зеркала приёмного телескопа лидаера было  $0,031 \text{ м}^2$ . а шаг по расстоянию – 7,5 м для времени одного измерения 50 нс.

Таблица 2

Длины волн и частоты лазерного излучения и полос комбинационного рассеяния света молекул водорода, дифференциальные сечения колебательного комбинационного рассеяния света для этих полос, коэффициенты ослабления в атмосфере на этих длинах волн и относительная спектральная чувствительность фотоприемника

Длина волны, $\lambda$ , нм	Частота, $\nu$ , ГГц	Дифференциальное сечение КРС ( $d\sigma/d\Omega$ ) $10^{30} \text{ см}^2/\text{ср}$	Коэффициент ослабления $\alpha(v_0, r)$ , $\text{км}^{-1}$	Коэффициент ослабления $\alpha(v_R, r)$ , $\text{км}^{-1}$	Относительная спектральная чувствительность фотоприемника $\xi(\nu)$
H <sub>2</sub>		4161 $\text{см}^{-1}$			
355	845,1	11,08	0,33		
416,5	720,3			0,24	0,61
532	563,9	4,3±0,9-21%	0,17		
683,2	439,1	2,2		0,14	0,92
405	740,7	6,54	0,24		
487,1	615,9			0,19	0,88
650	461,5	0,99	0,14		
891,0	336,7			0,12	0,24
785	382,2	0,46	0,13		
1165,8	257,3			0,11	0,05
850	352,9	0,34	0,12		
1315,1	228,1			0,11	0,03
377	795,8	8.7 inaba	0,29		
447,1	671,0			0,2	0,81
308	974,0	19.55	0,45		
353,3	849,1			0,31	0,1
510	588,2	2.60	0,18		

647,4	463,4			0,14	0,99
578	519,0	1.58	0,17		
761,0	394,2			0,12	0,64

С этими данными рассмотрим численное решение уравнения (6), полагая, что  $G(z)$  в нашем случае равно 1, и концентрация молекул водорода – в диапазоне  $N(z) = 10^{13} \dots 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Для нашей экспериментальной ситуации за время измерения  $t$  может быть зарегистрировано 200 фотонов [40].

Для этого случая выполним решение уравнения (6) для всех значений длин волн лазерного излучения 355, 532, 405, 650, 785, 850, 377, 308, 510 и 578 нм с частотой следования лазерных импульсов 100 кГц, энергии в импульсе 1 мДж и диапазона расстояния зондирования от 10 м до 1500 м. Результаты решения уравнения (6) для этого случая представлены на рис. 8 как зависимость времени измерения  $t$  для нашей экспериментальной ситуации от расстояния зондирования  $z$ .

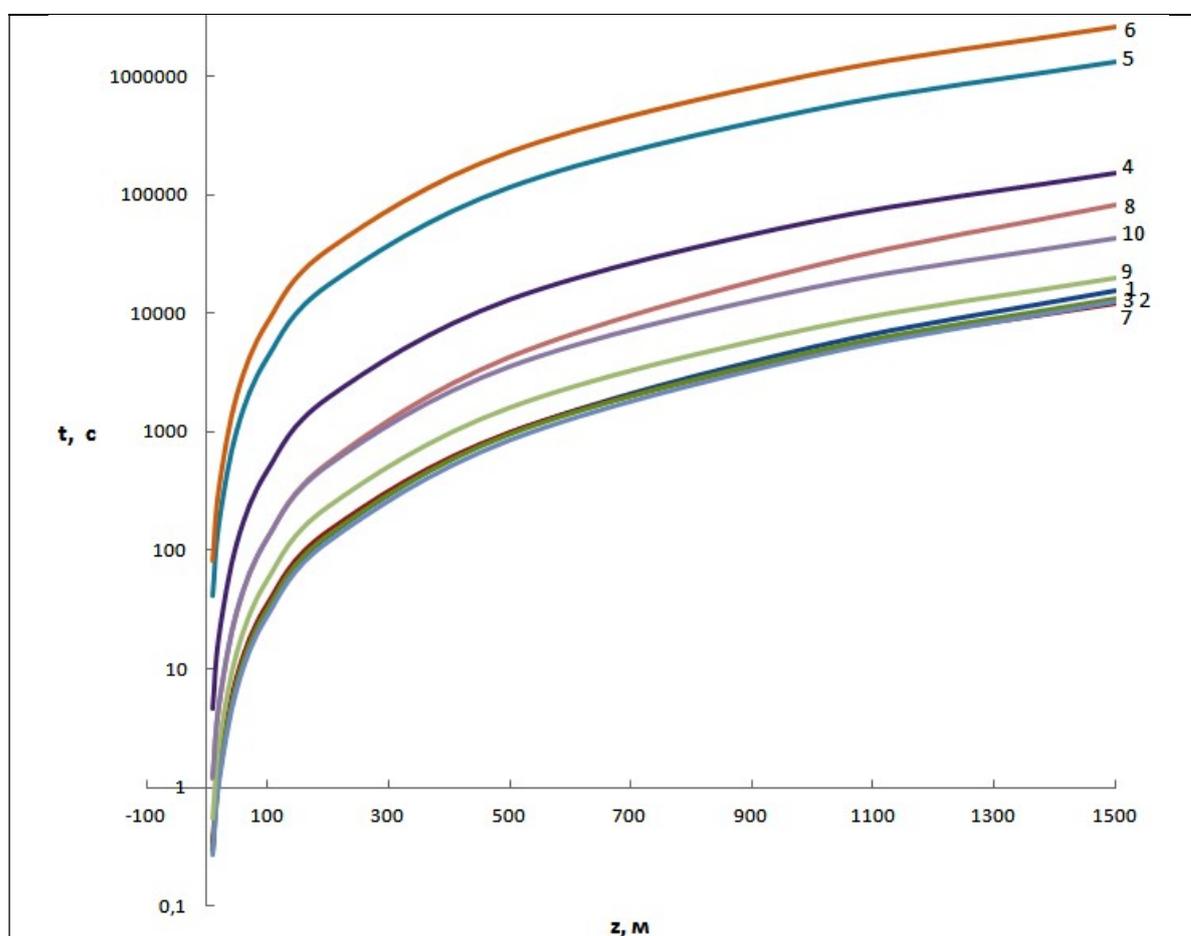


Рис. 8. Графики рассчитанной по уравнению (6) логарифмической зависимости времени измерения  $t$  для молекул водорода с концентрацией  $N(z) = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (в с) от расстояния зондирования  $z$  (в м) для длин волн лазерного излучения 532(2), 377(7), 405(3), 355(1), 510(9) 589(10), 308(8), 650(4), 785(5) и 850(6) нм при зондировании атмосферы лидаром комбинационного рассеяния света

На графиках рис. 8 видно увеличение времени измерения  $t$  в ряду длин волн лазерного излучения 377, 405, 532, 355, 510, 589, 308, 650, 785, 850 за счёт спектральной зависимости величин, входящих в уравнение (6), при этом величина времени измерения

резко нарастает за первые 100 м примерно на порядок, а наименьшее значение  $t$  получаем для длины волны лазерного излучения 377 нм.

Для детального исследования этой зависимости рассмотрим отдельно результаты как наилучшие для первых пяти графиков и длин волн 532, 377, 405, 355 и 510 нм на рис. 9.

В этом случае на рис. 9 все кривые удаётся различить и уточнить, что для больших расстояний порядка 1000 м наименьшее время измерения получается для длины волны 532 нм.

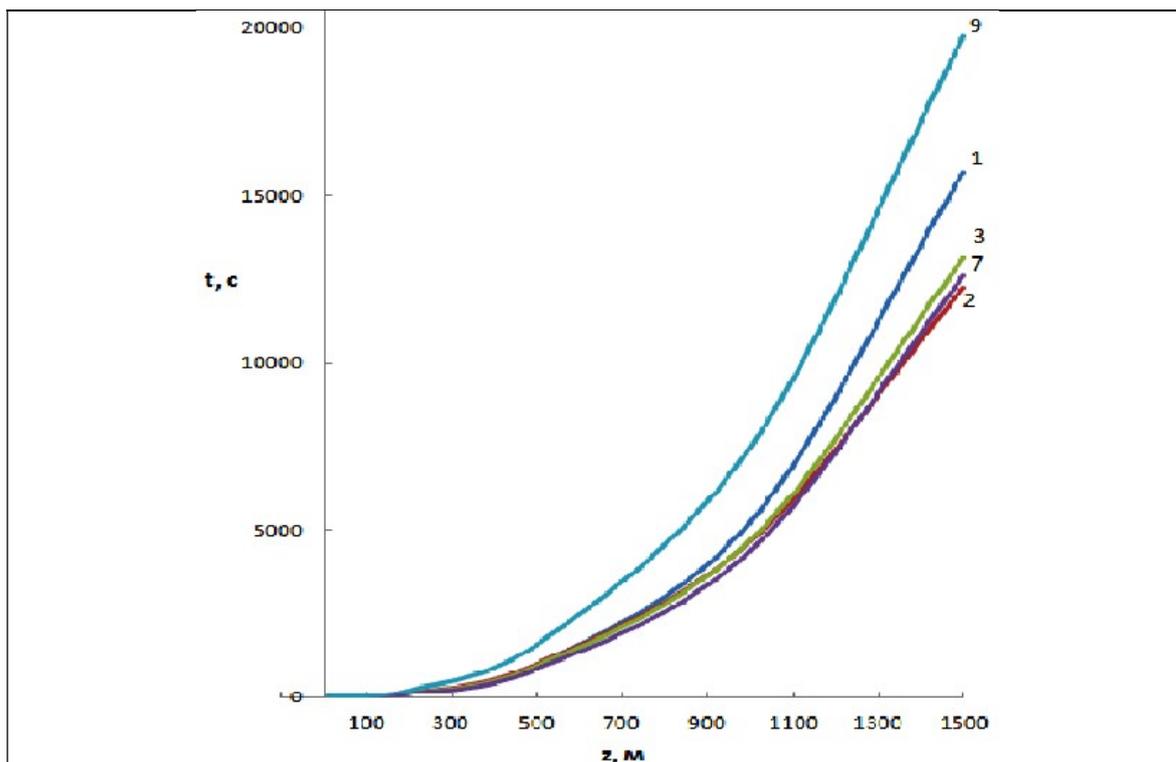


Рис. 9. Графики рассчитанной по уравнению (5.6) зависимости времени измерения  $t$  (в с) от расстояния зондирования  $z$  (в м) для длин волн лазерного излучения 532(2), 377(7), 405(3), 355(1) и 510(9) нм для тех же экспериментальных условий

Более наглядно зависимость концентрации молекул водорода  $N(z)$  от расстояния зондирования  $z$  для одного и того же времени измерения  $t = 100$  с для всех длин волн лазерного излучения можно представить из уравнения (7), величину  $N(z)$ . Рассмотрим численное решение уравнения (7) для диапазона концентрации молекул водорода  $N(z)$  от  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  до  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Для этого выполним решение этого уравнения для длин волн лазерного излучения 377, 405 и 532 нм как наилучшие варианты по данным рис. 9. Результаты решения уравнения (7) представлены на рис. 10.

Как видно из графиков рис. 10 кривые для выбранных длин волн лазерного излучения 377, 405 и 532 нм практически совпали, а увеличение концентрации на расстояниях зондирования более 1000 м на длине волны 377 нм отражает влияние спектральной зависимости пропускания атмосферы на результаты моделирования. Всё это означает, что в зависимости от ожидаемой реальной концентрации на заданном расстоянии зондирования можно будет по времени измерения выбрать параметры лазера, телескопа и фотоприёмника для создания такой лидарной системы КРС молекулами водорода. Такой выбор определяется спектральной зависимостью дифференциальных сечений полосы колебательного КРС молекулами водорода, коэффициентов ослабления в атмосфере на

этих длинах волн и относительной спектральной чувствительности фотоприёмника. Очевидно, что дальнейшее уменьшение величины концентрации исследуемых молекул возможно за счёт увеличения частоты следования лазерных импульсов  $f$  или увеличения их энергии  $E_0$ .

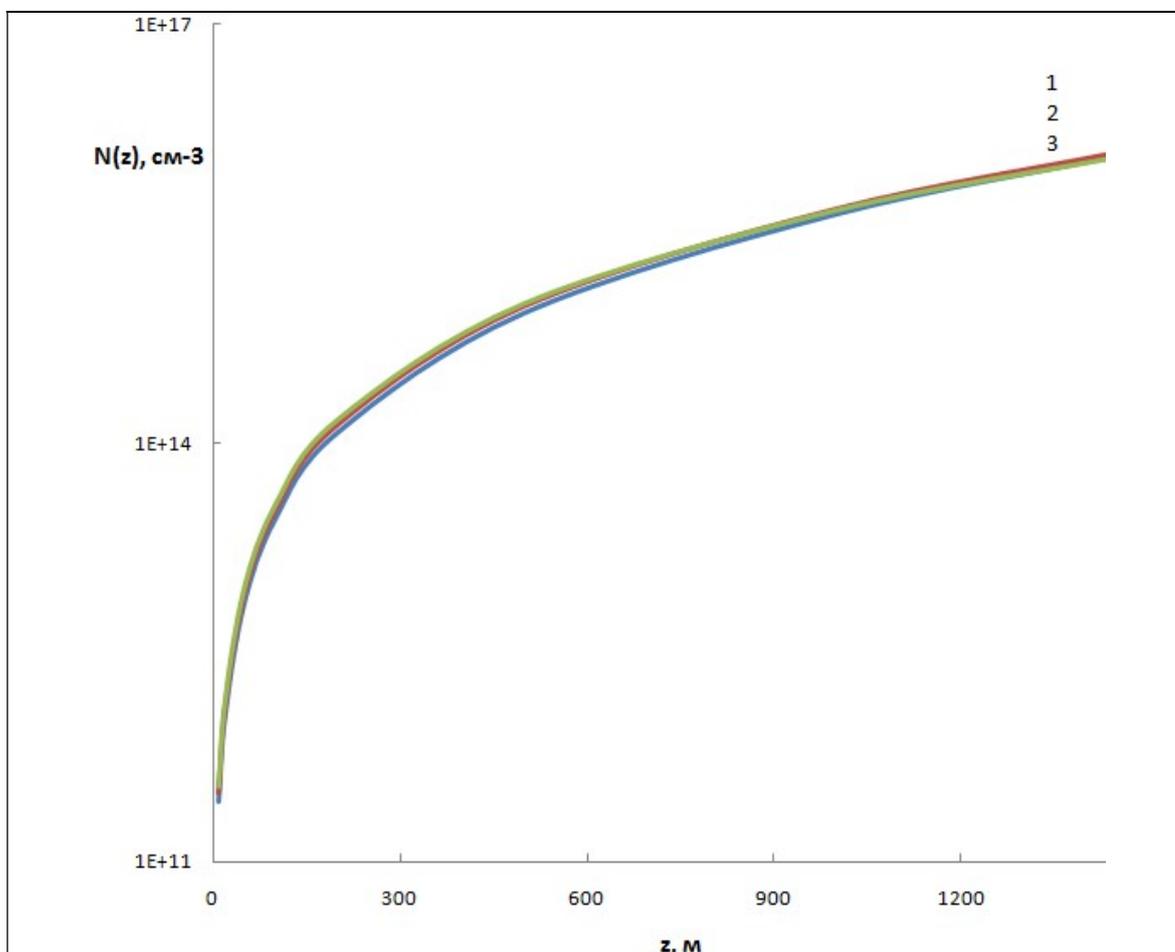


Рис. 10. Графики рассчитанной по уравнению (7) логарифмической зависимости концентрации молекул водорода  $N(z)$  (в  $\text{см}^{-3}$ ) от расстояния зондирования  $z$  (в м) для одного и того же времени измерения  $t = 10$  с для длин волн лазерного излучения 377(1), 405(2) и 532 (3) нм для той же самой экспериментальной ситуации

Таким образом, полученные результаты позволяют выбрать оптимальные параметры лазера и лидара КРС для зондирования молекул водорода в атмосфере на расстояниях зондирования до 1500 м. Причем они хорошо согласуются с результатами наших прежних работ [54]. Чтобы зондировать молекулы водорода с концентрациями  $N(z) = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  на длине волны лазерного излучения 405 нм в диапазоне зондирования до 1500 м достаточно времени измерения от 0,3 с до 218,3 мин, что сложно реализовать в одном лидаре КРС в конкретных экспериментальных условиях [34, 48, 60]. Если ограничить диапазон зондирования 500 м, то достаточно будет времени измерения 15,8 мин. Поэтому, подбирая время измерения за счёт параметров того же лидара КРС, можно увеличить расстояние зондирования необходимых концентраций молекул водорода в атмосфере.

## Заключение

Может создаться впечатление, что диагностика водорода нас интересует при утечках водорода во время эксплуатации потребляющих водород систем. Не только. Трудности с производством водорода вынуждают изучить вопрос с местами выхода водорода на поверхность Земли в результате дегазации. Известны, к сожалению, не очень редкие случаи взрывов на угольных шахтах. Говорят о взрывах метана в результате появления в шахте открытого огня, электрических искр и т. п. Скорее всего это результат выхода водорода на поверхность в районе шахты и прохождения водорода через угольные пласты. Роль метана, скорее всего, вторична. По-видимому, мест выхода водорода на поверхность Земли много. Их надо разыскать и исследовать. Это можно сделать с помощью лидаров, размещённых на искусственных спутниках Земли. Уточнять детали можно с помощью авиации, включая беспилотную. В этом случае часть вопросов по производству и транспортировке водорода отойдёт на задний план. Возможно, что эффективнее будет не транспортировать водород к месту производства, а размещать производство, потребляющее водород, включая электростанции на водороде, в указанных местах. Там же располагать средства очистки водорода, что может привести к появлению новых химических производств. Таким образом, лидар станет не только средством диагностики работающих аппаратов и транспортной сети, но и одним из основных средств получения (производства) водорода. Возможно, применение лидарной диагностики позволит обнаруживать и бороться с лесными пожарами, которые могут возникать или подпитываться выходами водорода на поверхность Земли.

В любом случае развитие водородной энергетики требует создания методов и систем совершенной дистанционной диагностики водорода. Работы в этом направлении ведутся и они легли в основу настоящего обзора.

Выполненная оценка возможностей дистанционных измерений лидаром КРС концентрации молекул водорода на уровне  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  и выше в атмосфере на расстояниях зондирования до 1500 м в режиме синхронного счёта фотонов позволяет сделать выбор оптимальных параметров лазера и такого лидара.

В наших работах было экспериментально измерено дифференциальное сечение комбинационного рассеяния ( $d\sigma/d\Omega$ ) исследуемой молекулы  $\text{H}_2$  на длине волны лазерного излучения 532 нм, которое равно  $(4,3 \pm 0,9) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{ср}$ , что хорошо согласуется с данными для длины волны 337 нм  $8,7 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2/\text{ср}$ .

Используя это значение можно измерять концентрацию молекул водорода  $N(z)$  в газовых потоках и чистой атмосфере на заданных расстояниях от излучателя с высокой точностью и пространственным разрешением 7,5 м.

Компьютерное моделирование лидарного уравнения для ДПР позволяет найти диапазон концентраций исследуемых молекул по результатам оценки параметров требуемого лидара. Выполненный анализ результатов зондирования молекул водорода в атмосфере с уровнем концентрации молекул порядка  $10^{13} \text{ см}^{-3}$  с космической орбиты показывает возможность выбора оптимального варианта лидара ДПР для высоты от 100 до 36000 км.

Таким образом, выполненное компьютерное моделирование режимов работы лидаров и варианты решения лидарного уравнения для КРС молекулами водорода и ДПР в атмосфере позволяет найти оптимальный вариант для дистанционного измерения концентрации молекул водорода в атмосфере.

## Конфликт интересов

Авторы статьи заявляют, что у них нет конфликта интересов по материалам данной статьи с третьими лицами, на момент подачи статьи в редакцию журнала, и им ничего не известно о возможных конфликтах интересов в настоящем со стороны третьих лиц.

### Список литературы

1. С. Лобанов. Водород. Назад в будущее. // Наука. Политех. 2021, № 3 С. 44–45.
2. Вернадский В. И. Избранные сочинения. Том 4. Кн. 2 / Москва: Издательство Академии наук СССР. 1960. С. 13–14.
3. Ларин В. Н. Наша Земля. Происхождение, состав, строение и развитие изначально гидридной Земли. М.: Агар. 2005. 248 с.
4. Портнов А. Вулканы – месторождения водорода. // Промышленные ведомости 2010 с. 10–12.
5. Григорьев С. А., Погрэмбский В. И., Фатеев В. Н. и др. Получение водорода электролизом воды: ...» Транспорт на альтернативной основе 2008, № 3, 3.
6. В. Болдырев «Водородная энергетика» Промышленные ведомости 2006, № 5.
7. Привалов В. Е. Патент России № 165752, БИ № 31, 2016.
8. Привалов В. Е. Патент России №180441, БИ № 17, 2018.
9. Привалов В. Е. Устройство для разложения воды. // Труды XXVIМежд. Конференции «Лазерно-информационные технологии – 2018». Новороссийск, 2018. С. 40–41.
10. Meyer Stanley A. US Patent № 4826581. 1989.
11. Meyer S. A. The Birthday of new technology. Water fuel cell, Technical brief, Hydrogen fracturing process. – Grove City, Ohio, 1995. Режим доступа: свободный (13.11.2018), [https://vk.com/doc72110428\\_365553645?hash=cf3a3a09bfb78824b9&dl=23e8b23c85441b4472](https://vk.com/doc72110428_365553645?hash=cf3a3a09bfb78824b9&dl=23e8b23c85441b4472)
12. Dubinin A. M., Fink A. V., Kagarmanov G. R. Optimization of operating parameters of endothermic generators with electric heating of retort // Metal Science and Heat Treatment. 2009. Режим доступа: свободный (13.11.2018) <https://link.springer.com/article/10.1007%2Fs11041-009-9174-0>
13. Ushakov V. Y. Electrical Power Engineering. Current State, Problems and Perspectives. 2018. TPU. Springer International Publishing AG. 2018. Режим доступа: свободный (13.11.2018) [http://portal.tpu.ru/files/personal/ushakov/electrical\\_power\\_engineering1.pdf](http://portal.tpu.ru/files/personal/ushakov/electrical_power_engineering1.pdf)
14. Роговая М. Водород: перспективы энергетического перехода // Журнал "Коммерсантъ Наука" №23 / Коммерсантъ 24 июня 2021 г. <https://zen.yandex.ru/media/kommersant/vodorod-perspektivy-energeticheskogo-perehoda-60d49ea701c59234cb830a0b>
15. Hydrogen fracturing. Режим доступа: свободный (13.11.2018) <https://www.scopus.com/home.uri?zone=header&origin=searchbasic>
15. Hydrogen fracturing. Режим доступа: свободный (13.11.2018) <https://www.scopus.com/home.uri?zone=header&origin=searchbasic>
16. Vanags M., Kleperis J., Bajars G. Water electrolysis with inductive voltage pulses. // INTECH, 2012, Режим доступа: свободный 13.11.2018 [http://cdn.intechopen.com/pdfs/40142/InTechWater\\_electrolysis\\_with\\_inductive\\_voltage\\_pulses.pdf](http://cdn.intechopen.com/pdfs/40142/InTechWater_electrolysis_with_inductive_voltage_pulses.pdf)
17. Crabtree G. W., Dresselhaus M. S., Buchanan M. V. The Hydrogen Economy. 2004. Режим доступа: свободный (13.11.2018) <http://saeta.physics.hmc.edu/courses/p80/papers/hydrogen/PhysToday%20Hydrogen%20041239.pdf>
18. Воронина Э. И., Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Зондирование молекул водорода на лабораторном лидаре КР. // Письма в Журнал технической физики. 2004. Т. 30. вып. 5. С. 14–17.

19. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М. Мир. 1987. 550 с.
20. Зуев В. Е., Кауль Б. В., Самохвалов И. В., Кирков К. И., Цанев В. И. Лазерное зондирование промышленных аэрозолей. Новосибирск: Наука. 1986. 186 с.
21. Gibson A. J., Sanford M. C. W. Daytime measurement of the atmospheric sodium layer // *Nature*. 1972. V. 239. No. 2. P. 509–511.
22. Byer R. L. Remote air pollution measurement // *Optical and Quantum Electronics*. 1975. V. 7. No. 1. P. 147–177.
23. Аршинов Ю. Ф., Бобровников С. М., Шумский В. К., Попов А. Г., Сериков И. Б. Дистанционное определение состава, скорости истечения и температуры выбросов из труб предприятий КР –лидаром // *Оптика атмосферы*. 1992. Т. 5. N 7. С. 726–733.
24. Hochenbleicher J. G., Kiefer W., Brandmuller J. A laboratory study for resonance Raman lidar system // *Appl. Spectroscopy*. 1976. V. 30. No. 2. P. 528–531.
25. Fouche D. G., Chang R. K. Relative Raman cross-section for O<sub>2</sub>, CH<sub>4</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>6</sub>, NO, NO<sub>2</sub> and H<sub>2</sub> // *Appl. Phys. Lett.* 1972. V. 20. No. 2. P. 256–257.
26. Inaba H., Kobaysi T. Laser-Raman radar // *Opto - electronics*. 1972. V. 4. No. 1. P. 101–123.
27. Merfi S. H., Lawrence J. D. Jr., McCormik M. P. Observation of Raman scattering by water vapour in the atmosphere // *Appl. Phys. Lett.* 1969. V. 15. No. 2. P. 295–297.
28. Murray E. R., Hake R. D. Jr., Van der Laan J. E., Hawley J. G. Atmospheric water vapour measurement with a 10 micrometer DIAL system // *Appl. Phys. Lett.* 1976. V. 28. No. 4. P. 542–543.
29. А. В. Горбунов, Е. Е. Мухин, А. В. Скрылев и др. Измерение концентрации водорода методом лазерной индуцированной флуоресценции. // *Conference Paper 2017*. <https://www.researchgate.net/publication/315109364>
30. She C. Y. Remote measurement of atmospheric parameters: new applications of physics with lasers // *Contemporary Physics*. 1990. V. 31. No. 4. P. 247–260.
31. Жильцов В. И., Козинцев В. И., Константинов Б. А., Никифоров В. Г. Лидары для контроля параметров атмосферы // *Электронная промышленность*. 1983. No. 7. С. 3–7.
32. Poultney S. K. Laser radar studies of upper atmosphere dust layer // *Space Research*. 1972. V. 12. No. 3. P. 403–421.
33. Справочник по лазерам. Под ред. Прохорова А. М. Т. 1. М.: Советское радио. 1978. 504 с.
34. Привалов В. Е., Фотиади А. Э., Шеманин В. Г. Лазеры и экологический мониторинг атмосферы. СПб.: Лань, 2013. 288 с.
35. Бронштейн Д. Л., Александров Н. Н. Современные средства измерения загрязнения атмосферы. Л. : Гидрометеиздат, 1989. С. 97–98.
36. Измерения в промышленности : справ. В 3 кн. Кн. 2 / Под ред. П. Профоса. М. : Металлургия, 1990. 344 с.
37. Лазерный контроль атмосферы. Под ред. Э. Д. Хинкли. М.:Мир, 1979. 416 с.
38. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Оптимизация лидара дифференциального поглощения и рассеяния для зондирования молекулярного водорода в атмосфере. // *Журнал технической физики*. 1999. Т. 69. Вып. 8. С. 65–68.
39. В. Г. Шеманин, В. Е. Привалов. Измерение концентрации молекул водорода в атмосфере: компьютерное моделирование лидарного уравнения для дифференциального поглощения и рассеяния // *Измерительная техника*. 2022. № 11. С. 38–43. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2022-11-38-43>
40. Зуев В. В., Катаев М. Ю., Макогон М. М., Мицель А. А. Лидарный метод дифференциального поглощения. Современное состояние исследований. // *Оптика атмосферы и океана*. 1995. Т. 8. № 8.

41. Воронина Э. И., Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Лидарное зондирование молекул йода при низких давлениях // *Оптика и спектроскопия*. 2002. Т. 93. № 4.
42. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Параметры лидара дифференциального поглощения для обнаружения молекулярного йода в атмосфере // *Оптический журнал*. 1999. Т. 66. № 2. С. 40–42.
43. Sigimoto N., Sims N., Chan K., Killinger D. K. // *Optics Lett.* 1990. V. 15. No. 8. P. 302–304.
44. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Уравнение лазерного зондирования для реального аэрозольного лидара // *Фотоника*. 2013. № 2(38), С. 72–78.
45. Privalov V. E., Shemanin V. G. The Lidar Equation Solution Depending on the Laser Radiation Line Width Studies // *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)*. 2013. V. 22, No. 4. P. 244–249. DOI: 10.3103/S1060992X13040073
46. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Лидарное уравнение с учетом конечной ширины линии генерации лазера // *Известия РАН. Серия Физическая*. 2015. Т. 79. № 2. С. 170–180.
47. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Мониторинг молекул сероводорода в атмосферном пограничном слое лидаром дифференциального поглощения и рассеяния из космоса. // *Оптический журнал*. 2018. Т. 85. Вып. 4. С. 49–52.
48. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Параметры лидаров для дистанционного зондирования газовых молекул и аэрозоля в атмосфере. С-Пб.: Балт. ГТУ “ВОЕНМЕХ”. 2001. 56 с.
49. V. E. Privalov, V. G. Shemanin. Lidar Measurement of the Raman Differential Cross Section by Hydrogen Molecules // *Optical Memory and Neural Networks, 2023, Vol. 32, No. 1, pp. 34–38. DOI: 10.3103/S1060992X23010034*
50. Privalov V. E., Shemanin V. G. // *Proceedings of SPIE*. 2002. Vol. 4900. P. 78–82.
51. V. E. Privalov, V. G. Shemanin. Raman lidar system for the hydrogen molecules remote sensing in atmosphere // *Optics and Spectroscopy, 2022, Vol. 132, No. 3, P. 363–367. DOI: 10.21883/OS.2022.03.52168.2707-21*
52. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Оптимизация лидара дифференциального поглощения и рассеяния для зондирования молекулярного водорода в атмосфере // *ЖТФ*. 999. Т. 69. No. 8. С. 65–68.
53. Privalov V. E., Shemanin V. G. Hydrogen and iodine molecules lidar monitoring in atmosphere // *Proceedings of SPIE*. 2000. V. 4064. P. 2–11.
54. Привалов В. Е., Смирнов В. Б., Шеманин В. Г. Расчёт параметров лазерного дистанционного зондирования молекулярного водорода. // *Препринт НИИ «Российский центр лазерной физики» СПбГУ. СПб., 1998. 20 с.*
55. Privalov V. E., Shemanin V. G. Hydrogen Sulfide Molecules Lidar Sensing in the Atmosphere // *Optical Memory and Neural Networks*. 2018. V. 27. No. 2, P. 120–131. DOI: 10.3103/S1060992X18020091
56. Privalov V. E., Shemanin V. G. Accuracy of lidar measurements of the concentration of hydrofluoride molecules in the atmospheric boundary layer // *Measurement Techniques*. 2020. V. 63. No. 7. P. 543–548. DOI 10.1007/s11018-020-01821-0
57. <http://optofiber.ru/ru/spectrometers/mini-spektrometr> Мини Спектрометр с волоконным входом FSD9-FSD10 v6-2 на диапазон 180-1080 нм с высокочувствительной ФПЗС линейкой TCD1304DG(M / X)
58. Глазов Г. Н. Статистические вопросы лидарного зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. 308 с.
59. Долгих Г. И., Привалов В. Е. Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Изд. Дальнаука, 2009. 202 с.
60. Донченко В. А., Кабанов М. В., Кауль Б. В., Самохвалов И. В. Атмосферная электрооптика. Томск: Изд-во НТЛ. 2010. С. 178–181

## Lasers and Energy

\*<sup>1</sup> V. E. Privalov, <sup>2</sup> V. G. Shemanin.

<sup>1</sup> *Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, 195251, Russia, St. Petersburg*

<sup>2</sup> *Branch of the Belgorod State Technological University named after V.G. Shukhov in Novorossiysk, 353912, Russia, Novorossiysk, Myskhakskoe Highway 75*

Energy development ensures scientific and technological progress. Expanding the prospects for the use of hydrogen as a new type of environmentally friendly fuel requires the creation of systems to control its emissions and leaks from storage tanks and pipelines. However, remote control and measurement of the concentrations of hydrogen molecules is a big problem. The review considers methods and instruments for laser remote sensing of hydrogen molecules in the atmosphere. Collected, systematized and refined all previously published results. The potential possibilities of lidar sounding methods are considered. A computer simulation of the operating modes of modern lidars for laser monitoring of hydrogen in the atmosphere has been performed. The results of modeling specific experiments on remote measurement of the concentration of hydrogen molecules in the atmosphere are presented, and extensive reference material is given.

*Key words:* energetics, hydrogen molecule, lidar, laser, monitoring, concentration, measurement time, probing distance.

## ЛАЗЕРНАЯ ФИЗИКА КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

doi: 10.51639/2713-0568\_2023\_1\_3\_33

УДК 504.064.37

ГРНТИ 87.15.15, 87.17.15

ВАК 1.3.19

### Удивительное применение лазера

Ермаков Л. К.

*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого  
195251, Россия, г. Санкт-Петербург*

e-mail: [editor-laser@nb-bstu.ru](mailto:editor-laser@nb-bstu.ru)

Излагается теория, которая объясняет красное смещение спектров далеких звёзд не за счёт разбегания галактик, а за счёт хорошо известного уменьшения частоты колебаний в системах с затуханием. Вследствие этого лазер работает как индикатор затухания частоты света в космосе.

*Ключевые слова:* красное смещение, постоянная Хаббла, физический вакуум, тёмная материя.

Среди многочисленных применений лазера [1, 2] в настоящей работе рассматривается ещё одно. Но обо всём по порядку. В прошлом веке в астрофизике было модно теория о разбегании галактик. Этим объясняли красное смещение характерных спектральных линий в свете далёких звёзд: чем дальше звезда, тем смещение больше. На основе данных наблюдений за звёздным небом была выведена эмпирическая формула, описывающая это явление:

$$(\Delta\lambda / \lambda_0) = \frac{H}{c}x = \gamma x, \quad (1)$$

где  $\lambda_0$  – длина волны спектральной линии атома в лабораторных условиях,  $\lambda$  – наблюдаемая длина волны ( $\lambda > \lambda_0$ ),  $\Delta\lambda = (\lambda - \lambda_0)$  – «красное смещение»,  $x$  – расстояние до звезды,  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с – скорость света в вакууме,  $H = (1,6...3,3)10^{-18}$  с<sup>-1</sup> – постоянная Хаббла.

Несмотря на распространённость этой теории в научной и популярной литературе [3] возможно и более простое, не столь экстравагантное объяснение за счёт элементарного затухания колебаний фотонов на больших расстояниях. Дело в том, что явление очень напоминает уменьшение частоты колебаний в системе с затуханием согласно известной формуле из учебника физики [4]:

$$\omega^2 = \omega_0^2 - \beta^2, \quad (2)$$

где  $\omega_0$  – собственная частота колебаний системы,  $\omega$  – частота колебаний системы с затуханием,  $\beta$  – коэффициент затухания.

Данная формула описывает колебания в системах разной природы и поэтому универсальна.

Изменение частоты колебаний в зависимости от расстояния получим нижеследующим образом. Для этого воспользуемся принципом Гюйгенса, слегка модернизировав его. Положим, что волна распространяется вдоль оси  $x$  и мысленно разделим её на одинаковые

участки  $\Delta x$ . Принцип Гюйгенса утверждает, что колебание в точке с номером  $i$  возбуждает колебание в точке с номером  $(i + 1)$ . Опыт подтверждает эту гипотезу. Изначально при формулировке этого принципа неявно предполагалось, что частота в двух соседних точках одинакова. В физике принцип это вот что: я не могу объяснить это, примите как есть и пользуйтесь. При формулировке этого принципа обычно не подчёркивается особо то, что частоты одинаковы в двух соседних точках. Между локальными колебаниями и волной нет жёсткой границы; это позволяет нам дополнить принцип Гюйгенса, предположив что формула (2) применима и к двум соседними точкам волнового процесса. Если формулировать точнее, то мы утверждаем, что если в данной точке существует колебание с данной частотой  $\omega(i)$ , то в соседней точке частота  $\omega(i + 1)$  определяется формулой (2). Таким образом для двух соседних точек оси  $x$  с номерами  $(i)$  и  $(i+1)$  получаем:

$$\omega^2(i + 1) = \omega^2(i) - \beta^2. \quad (3)$$

Получается, что для частоты в точке с номером  $i$  можно записать

$$\omega^2(i) = \omega_0^2 - i \beta^2. \quad (4)$$

Очевидно, что номер точки  $i$  определяется просто:

$$i = (x / \Delta x). \quad (5)$$

В итоге получаем следующее выражение

$$\omega^2(i) = \omega_0^2 - (x / \Delta x) \beta^2. \quad (6)$$

здесь  $\Delta x$  – некоторый параметр, характерный для волны. Положим его равным

$$\Delta x = m\lambda, \quad (7)$$

где  $m$  – целое число.

Понятно, что  $\Delta x$  это расстояние, на котором физика распространения волны как-то меняется.

Далее преобразуем выражение (6), опустив индекс « $i$ » :

$$(\omega_0 - \omega)(\omega_0 + \omega) = (x / m\lambda) \beta^2. \quad (8)$$

Применяя очевидные преобразования, получим:

$$(\Delta\lambda / \lambda_0) = \lambda_0 (\beta^2 / (m8\pi^2 c^2)) x, \quad (9)$$

где  $\beta$  – коэффициент затухания света в космическом пространстве.

Физической причиной затухания может быть поляризация того, что принято было не так давно называть физическим вакуумом (ФВ) или тёмной материей (ТМ), за которую в 2019 году была присуждена Нобелевская премия. На данный момент это рабочие термины в квантовой электродинамике (КЭД) и астрофизике, соответственно. Дело в том, что попытка описать электрон в абсолютно пустом пространстве в рамках КЭД приводит к бесконечностям. В физике принято считать, что, если теория даёт бесконечность, она кардинально не верна. Введение в расчёт «руками» дополнительной величины (мнимая энергия) сразу же устраняет бесконечность. Физически такое действие означает, что пространство вокруг электрона не является пустым, то есть он окружен «шубой» виртуального заряда противоположного знака [5]. Такая картина находится в сильной аналогии с явлением поляризации в диэлектрике. Поэтому понятие «поляризация (ФВ)» во всю используется в современной физике.

Попробуем оценить величину  $\beta$  на основе рассмотрения работы лазера. В принципе лазер является резонансной оптической системой. Хорошо известно [4], что в любой колебательной системе ширина резонансной кривой  $\Delta^* \omega$  связана с коэффициентом затухания  $\beta$  простым соотношением:

$$\Delta^* \omega = 2\beta. \quad (10)$$

Следует отметить, что формулы (2), (9) и (10) получены из одного и того же уравнения, описывающего процесс колебаний в любой системе с затуханием [4], поэтому физический смысл  $\beta$  в них одинаков. Таким образом, мы можем оценить величину  $\beta$ , зная величину  $\Delta^* \omega$  или  $\Delta^* \nu$ :

$$\beta = ((\Delta^* \omega) / 2) = \pi (\Delta^* \nu), \quad (11)$$

где  $\Delta^* \nu$  – ширина спектральной линии лазера, выраженная через линейную частоту  $\nu$  (в Гц).

Далее положим, что существенный вклад в ширину спектральной линии лазера даёт поляризация физического вакуума или воздействие тёмной материи. Давление в газовом лазере невелико, а молекулы находятся на относительно большом расстоянии друг от друга.

Подставим выражение (11) в (9)

$$(\Delta\lambda/\lambda_0) = \lambda_0((\Delta^* \nu)^2 / (m8c^2)) \cdot x = \gamma x. \quad (12)$$

Теоретический предел  $\Delta^* \nu = 0,001$  Гц [6]. На практике  $\Delta^* \nu = 0,08$  Гц для лазера с  $\lambda_0 = 282$  нм [7].

Вычислим коэффициент  $\gamma_0$  в формуле (12), положив  $m = 1$

$$\gamma_0 = \lambda_0((\Delta^* \nu)^2 / (m8c^2)) = 2,51 \cdot 10^{-27} \text{ 1/c} \quad (13)$$

и такой же по смыслу  $\gamma$  из формулы (1), взяв среднее значение постоянной Хаббла  $H \approx 2,4 \cdot 10^{-18} \text{ 1/c}$

$$\gamma = (H / c) \approx 8,1 \cdot 10^{-27} \text{ 1/c} \quad (14)$$

Таким образом, мы получили удовлетворительное совпадение с учётом того, что постоянная Хаббла на настоящее время получена с точностью до первого знака и возможна коррекция  $\Delta^* \nu$  за счёт более детального изучения влияния поляризации ФВ.

Главное заключается в том, что мы сумели в рамках сильно упрощённой модели получить связь локальной характеристики с величиной, проявляющейся на космических расстояниях («красное смещение» заметно для расстояний более 10 Мпк).

Таким образом, лазер является индикатором затухания частоты света в космосе, физической причиной которого являются процессы в физическом вакууме или в тёмной материи, что возможно одно и то же.

## Конфликт интересов

Автор статьи заявляет, что у него нет конфликта интересов по материалам данной статьи с третьими лицами, на момент подачи статьи в редакцию журнала, и ему ничего не известно о возможных конфликтах интересов в настоящем со стороны третьих лиц.

## Список литературы

1. Privalov Vadim E., Shemanin Valery G. Hydrogen and Iodine Molecules Lidar Monitoring in Atmosphere. Proceedings of SPIE. 3rd International Workshop on Nondestructive Testing and Computer Simulation in Sciences and Engineering. 2000. P.2-11
2. Privalov V.E., Shemanin V.G. Remote Sensing of Hydrogen Sulphide Molecules in the Atmosphere by a Raman Lidar from Space. Optics and Spectroscopy. 2017. V.123. No. 6. P. 950-954
3. Николаев С.А. Эволюционный круговорот материи во Вселенной. СПб., “Ника”, 2004 г.
4. Савельев И.В. Курс общей физики, т.1, М., “Наука”, 1987 г.
5. Маттук Р. Фейнмановские диаграммы в проблеме многих тел. М., “Мир”, 1969 г.
6. Javan A., Balik E.A., Bond W.L. // JOSA, 1962, v.52, №1, p. 96
7. W.H. Oskay, et.al., J.C. Bergquist. // Phys. Rev. Lett. 97, 020801 (2006).

## **Amazing laser application**

Ermakov L. K.

*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, 195251, Russia, St. Petersburg*

A theory is presented that explains the redshift of the spectra of distant stars not due to the scattering of galaxies, but due to the well-known decrease in the frequency of oscillations in systems with attenuation. As a result, the laser acts as an indicator of the attenuation of the frequency of light in space.

*Key words:* cosmological redshift, Hubble constant, physical vacuum, dark matter.

## ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

doi: 10.51639/2713-0568\_2023\_3\_1\_37

УДК 551.510

ГРНТИ 47.35.31

ВАК 1.3.19

### Лазерные технологии в организации карбонового полигона «Малая Земля»

\* Дьяченко В. В., Сарычев И. А., Вишневецкий С. А.

*Новороссийский политехнический институт (филиал) Кубанского государственного технологического университета, 353900, Россия, Новороссийск, ул. К. Маркса, 12*

e-mail: \* [v-v-d@mail.ru](mailto:v-v-d@mail.ru)

Предложен вариант тестового технологического карбонового полигона, что позволит организовать лидарный мониторинг климатически активных газов на трёх уровнях. Результаты моделирования позволяют подобрать оптимальные параметры лазера и лидара комбинационного рассеяния света для одновременного зондирования в атмосфере всех рассмотренных молекул карбонового цикла на расстояниях зондирования до 50 м. Установлено, что диапазон времени измерений очень широк – от 36 нс до 984 с, что усложняет одновременную запись спектров КРС всех молекул. Однако изменением времени измерения в процессе регистрации лидарных сигналов этого можно добиться в одном лидаре.

*Ключевые слова:* лидар комбинационного рассеяния света, молекулы климатически активных газов, концентрация, время измерения, расстояние зондирования.

### Введение

Карбоновые полигоны – это тестовые площадки на неурбанизированных территориях, где проводят, разрабатывают и испытывают технологии измерения парниковых газов [1]. Главная роль полигона – мониторинг концентраций парниковых газов, прежде всего углекислого газа, метана и закиси азота. Хотя в известном Распоряжении Правительства Российской Федерации № 2979-р, от 22 октября 2021 г. существует значительно более широкий перечень (33 наименования) климатически активных газов (КАГ) с пересчётом их вклада в парниковый эффект через условные углеродные единицы (то есть с оценкой степени влияния одной молекулы каждого вещества). Данный документ целесообразно использовать и при организации мониторинга на карбоновых полигонах, поскольку отдельного перечня КАГ, подлежащих технологическому контролю не существует.

При этом надо учитывать, что многие из этих веществ, преимущественно техногенного происхождения и вдали от источников загрязнения имеют крайне низкие концентрации. Для их мониторинга понадобится большое количество приборов, которым необходимо обеспечить метрологическую сходимость анализов с разных полигонов. Поэтому определение многих КАГ из перечня правительства на карбоновых полигонах задача технически сложная и не актуальная.

## **Карбоновые полигоны**

Цель полигонов – наблюдение за фоновыми характеристиками естественных потоков КАГ в различных биогеоценозах, обладающих неодинаковой устойчивостью, ассимиляционным потенциалом и реакцией на внешнее воздействие [2]. Их особенности определяют эмиссию и секвестрацию КАГ или, образно выражаясь – параметры «дыхания» (атмогеохимию) ландшафта. Ввиду высокого парникового вклада необходимо включить в мониторинг и самые распространенные фреоны, с наибольшим парниковым эффектом (в соответствии с Распоряжением Правительства). К перечню веществ подлежащих мониторингу целесообразно добавить определение паров воды и количества взвешенных частиц. Они играют значительную роль в парниковом эффекте, оценке состояния окружающей среды и помогут определиться с генезисом трудно объяснимых и резких флуктуаций производимых измерений (за счёт осадков, пожаров, извержений вулканов, пыльных бурь и т. д.).

Технологии измерения характеристик естественных газовых потоков разрабатываются достаточно давно в рамках фундаментальных, поисковых и мониторинговых метеорологических исследований. Но до сих пор не сформирован стабильный комплекс приборов, которые могут контролировать «дыхание» ландшафта по широкому перечню КАГ. В настоящий момент, наиболее точными и надёжными признаны измерения методом вихревых ковариаций и с помощью почвенных камер, различных хроматографов и др. Такие измерения хороши для «точечных» оценок потоков, которые характеризуют очень небольшую часть ландшафта, и по узкому перечню КАГ. Когда же нужно измерить суммарный поток парниковых газов целого леса или какой-то существенной площади, лучше пользоваться дистанционными средствами измерений, способными произвести интегральную оценку территории.

Для объективной оценки роли различных геосфер и биогеоценозов в формировании и секвестрации потоков КАГ такие площадки должны иметь до трёх уровней мониторинга. Первый (основной) уровень – установка с сенсорами на высоте 2 м (стандарт Росгидромета).

Второй уровень – в траншее (рядом или даже под первым уровнем) глубиной 50...60 см и длиной не менее 15 м для отслеживания «дыхания» почвы, которая является поставщиком многих газов.

В лесных экосистемах необходим и третий уровень – над кронами деревьев (для определения результирующих параметров «дыхания» всей экосистемы), то есть на вышке высотой 10...30 м.

Таким образом, для лесных биогеоценозов необходимы три уровня наблюдения. В лугово-степных – два. А в аквально-болотных – один.

Другая проблема, заключается в том, что для мониторинга всех КАГ существующими методами необходимо применение нескольких (может быть даже более десятка) приборов. Они построены на разных физических принципах и требуют различных условий размещения и регламентов обслуживания, подготовленности персонала, энергообеспеченности и т. д. Всё это очень усложняет аппаратное оформление карбонового полигона, снижает оперативность измерений и повышает стоимость, как всего комплекта приборов, их монтажа, так и эксплуатации.

С целью комплексного решения данных проблем предлагается использовать возможности лазеров. Лазерные технологии лишены перечисленных выше недостатков и позволяют обеспечить оперативность, хорошее пространственно-временное разрешение и потенциальную возможность определения всех компонентов одним прибором. Этого можно достичь лидаром, использующем метод комбинационного рассеяния света

(КРС) [3–5]. В отличие от метода дифференциального поглощения и рассеяния в ИК области спектра, он не нуждается в подборе источника излучения для зондирования каждой молекулы в отдельности [4]. И может интегрально оценить концентрации всех КАГ на трассе зондирования длиной в десятки и до сотни метров. Это позволит избежать ошибок, свойственных точечным измерениям (за счёт не учтённых локальных флуктуаций различного генезиса). Поэтому, лазерные технологии являются более перспективным методом мониторинга КАГ с уровнем концентраций порядка фоновой и выше [3, 5].

### Параметры лидара КРС и молекул КАГ

Для оценки возможности этого, нами было выполнено компьютерное моделирование лидарного уравнения для КРС молекулами КАГ и определены оптимальные параметры такого варианта лидара [6]. В работах [7–9] было предложено лидарное уравнение для КРС газовыми молекулами в атмосфере с учетом конечной ширины лазерной линии, полос КРС исследуемых молекул и аппаратной функции лидара. Уточнение этого решения [8, 9], позволило выполнить оценку возможности лидарных измерений концентраций исследуемых молекул на уровне фоновой и выше в атмосфере на расстояниях зондирования до 100 м в режиме синхронного счёта фотонов для выбора оптимальных параметров лидара. Учёт конечной ширины лазерной линии, соотношения полуширин полос КРС и аппаратной функции лидара позволяют повысить точность решения лидарного уравнения для измерения концентрации исследуемых молекул. В качестве параметра концентрации принято значение предельно-допустимой концентрации (максимально разовой ПДК) [4, 10]. Перечень КАГ и параметры их молекул, использованные в расчетах, приведены в таблице. В третьей колонке таблицы приведены значения количества молекул газа в куб. метре при концентрации газа, равной ПДК.

Рассмотренные газовые молекулы дают основной вклад в карбоновый цикл, с учётом их содержания в атмосфере [11]. Молекула азота нами используется как репер, относительно интенсивности полосы КРС которой и производится нормирование всех результатов измерений концентрации для учета влияния спектрального пропускания атмосферы на трассе зондирования. Содержания  $N_2$  и  $CO_2$  взяты как фоновые в атмосфере. ПДК, частоты собственных колебаний молекул  $\tilde{\nu}$  и дифференциальные сечения колебательного комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами ( $d\sigma/d\Omega$ ) взяты из [4, 10, 12–15].

Оптическая схема лидара комбинационного рассеяния света построена как и в [4, 7, 12]. В качестве зондирующего используется излучение лазеров с длинами волн 405, 532 и 785 нм с одинаковой длительностью импульсов 10 нс и энергиями в импульсе до 1 мДж при частоте следования лазерных импульсов  $f$  до 100 кГц [6, 16]. Излучение лазера направляется параллельно оси приёмного телескопа, как и в [4, 16], а излучение комбинационного рассеяния исследуемыми молекулами в атмосфере в направлении назад собирается приёмным телескопом типа Ньютона и фокусируется линзовым объективом в волоконный ввод микроспектрометра типа FSD-8, работающего на линии с персональным компьютером.

Для такого лидара КРС была выполнена компьютерная реконструкция спектра комбинационного рассеяния света всеми молекулами газовой смеси в предположении, что концентрации исследуемых молекул одинаковы и полосы можно описать функцией Гаусса как и в [5]. Реконструкция спектра КРС исследуемыми молекулами с учётом доли молекул из таблицы приводит к спектру КРС, в котором можно наблюдать все 10 полос раздельно [3, 5].

Таблица

Перечень и параметры молекул карбонового цикла

Наименование молекул	ПДК, мг/м <sup>3</sup>	ПДК <sup>1</sup> , мол/м <sup>-3</sup>	Частота колебаний молекул, $\tilde{\nu}$ , см <sup>-1</sup>	Дифференциальное сечение колебательного КРС молекул, $(d\sigma/d\Omega) \cdot 10^{30}$ см <sup>2</sup>	Углерод-ные единицы
Молекула азота (N <sub>2</sub> )	-	-	2330,7	3,5	-
Диоксид углерода(CO <sub>2</sub> )	-	-	1388	4.2	1
Метан (CH <sub>4</sub> )	7000	2,6 · 10 <sup>23</sup>	2914	32,2	25
Моноксиддиазота (N <sub>2</sub> O)	0,4	8 · 10 <sup>18</sup>	1877	1.5	298
Гексафторид серы (SF <sub>6</sub> )	0,001	4,1 · 10 <sup>15</sup>	775	12,0	22800
Трифторид азота (NF <sub>3</sub> )	0,2	1,7 · 10 <sup>18</sup>	1033		17200
ГФУ-23-трифторметан	10.0	8,6 · 10 <sup>19</sup>	1137		14800
ПФУ-116 – гексафторэтан 138	20,0	8,7 · 10 <sup>19</sup>	807	7,3	12200
ПФУ-318 октафторциклобутан	20,0	9.6 · 10 <sup>18</sup>	699	7,5	10300
ПФУ-114 – тетрафторметан	20,0	2.2 · 10 <sup>19</sup>	908	5,3	7390

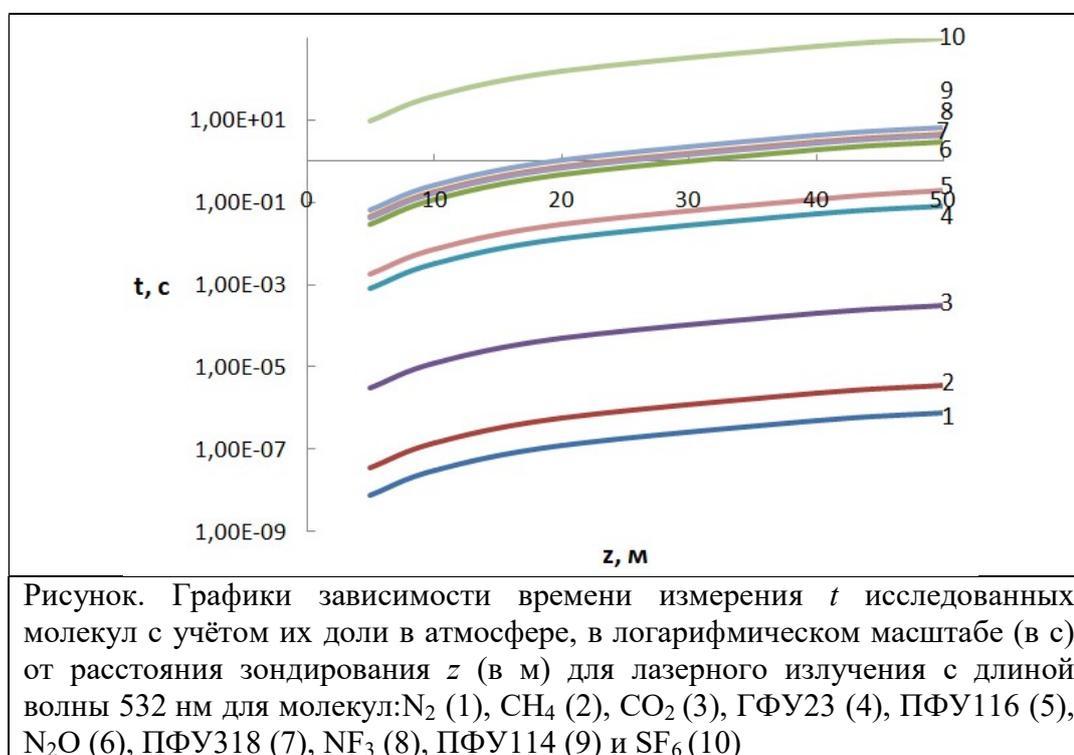
### Результаты моделирования и обсуждение

При моделировании рассмотрено однократное КРС и однородная атмосфера [4, 17]. Значения максимумов полос валентных NO, OH, NN, и CO колебаний молекул КАГ собраны в таблице и для этих полос валентных колебаний всех молекул значения дифференциального сечения колебательного КРС на длине волны лазерного излучения 337,1 нм взяты из [12, 14]. Значения дифференциальных сечений КРС  $(d\sigma/d\Omega)$  для всех молекул и выбранных длин волн лазерного излучения 405, 532 и 785 нм были определены по данным, измеренным в [4, 12, 14] при комнатной температуре и нормальном давлении на длине волны излучения азотного лазера 337 нм и рассчитаны с учетом зависимости  $1/\lambda^4$  для интересующих нас длин волн [4, 13]. Параметры полос КРС исследуемых молекул приведены в работе [6]. Поперечное сечение зеркала приемного телескопа лидара примем 0,12 м<sup>2</sup>, а шаг по расстоянию – 7,5 м для времени одного измерения 50 нс, за которое может быть зарегистрировано 200 фотонов [18].

Следуя логике работ [5–7] и, используя приведенные выше параметры, было выполнено компьютерное моделирование режимов работы лидара КРС для того, чтобы оценить возможности предложенного варианта лидара КРС зондировать молекулы всех указанных выше веществ. Компьютерное моделирование было выполнено на основе лидарного уравнения для КРС [8], используя концентрация исследуемых молекул газов равна величинам, приведенным в третьем столбце таблицы 1. Моделирование выполнено для трёх значений длин волн лазерного излучения 405, 532 и 785 нм с частотой следования лазерных импульсов 100 кГц, с энергией в импульсе 1 мДж и диапазона расстояния

зондирования от 5 до 50 м. Результаты для молекул  $\text{CO}_2$  в качестве примера дают зависимости времени измерения  $t$  от расстояния зондирования  $z$  для трех длин волн, причем увеличение времени измерения получено в ряду длин волн лазерного излучения 405–532–785 нм. При этом время измерения на длине волны 532 нм на расстоянии 50 м нарастает с 3,2 мкс до 320 мкс, т. е. на два порядка, также как на двух других длинах волн. Кроме того, время измерения  $t$  убывает обратно пропорционально концентрации исследуемых молекул и растёт примерно на порядок с увеличением расстояния зондирования  $z$ .

Далее было выполнено моделирование на основе лидарного уравнения для исследуемых молекул с концентрациями равными ПДК, а для молекул азота и углекислого газа взята их фоновая концентрация в атмосфере. Эти значения были рассчитаны по числу Лошмидта  $N_L = 2.69 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$  с учётом их доли в атмосфере. Результаты моделирования времени измерения для длины волн лазерного излучения 532 нм и всех молекул представлены на рисунке.



Наименьшее время измерения закономерно получено для молекул  $\text{CH}_4$  и  $\text{CO}_2$ , но для  $\text{CO}_2$  принято фоновое значение концентрации в воздухе. Для молекулы метана время измерения возрастает с 35,5 нс на расстоянии 5 м до 3,5 мкс – на 50 м. Далее идут молекулы  $\text{CO}_2$ , ГФУ23 и ПФУ116, для которых максимальные значения времени измерения на 50 м составили 320 мкс, 85,3 мс и 190 мс. Для молекулы  $\text{N}_2\text{O}$  это значение ещё больше – 3,1 с.

Для молекул ПФУ318 и  $\text{NF}_3$  получены следующие результаты – 4,46 с и 4,73 с, поэтому кривые 7 и 8 почти совпали. А для молекулы ПФУ114 время измерения уже 6,57 с. И последняя в этом ряду молекула  $\text{SF}_6$ , для измерения которой требуется время порядка 984 с из-за очень низкого значения ПДК. Для неё необходимо использовать частоту следования лазерных импульсов порядка 1 или 10 МГц. Кроме изменения величины концентраций исследуемых молекул эти различия связаны со спектральной зависимостью дифференциальных сечений колебательного КРС этих молекул, с коэффициентами

ослабления в атмосфере на этих длинах волн и относительной спектральной чувствительностью фотоприёмника. Очевидно, что уменьшение измеряемой концентрации молекул возможно за счёт увеличения времени измерения –  $t$ , частоты следования лазерных импульсов –  $f$  или увеличения их энергии –  $E_0$ .

## **Заключение**

Выполненные исследования позволяют сформулировать следующие выводы:

- результаты наших исследований и анализа публикаций позволяют заключить, что можно подобрать оптимальные параметры лазера и лидара КРС для одновременного зондирования в атмосфере всех рассмотренных молекул карбонового цикла на расстояниях зондирования до 50 м;
- диапазон времени измерений очень широк – от 36 нс до 984 с, что усложняет одновременную запись спектров КРС всех молекул, однако этого можно добиться изменением времени измерения в процессе регистрации лидарных сигналов, что доказано экспериментами в [4, 7, 17];
- изменением времени измерения, частоты следования и энергии импульсов лазерного излучения можно достичь снижения величины минимально регистрируемой концентрации исследуемых молекул и увеличения расстояния зондирования.

Полученные результаты позволяют организовать тестовый технологический полигон на территории дендропарка НПИ (филиала) КубГТУ, размещённого на окраине Новороссийска в районе мемориала «Малая Земля». Здесь, на территории 5 га, существуют как лугово-степные, так и лесные биогеоценозы, непосредственно примыкающие к лабораторному корпусу. Таким образом, можно организовать мониторинг КАГ на всех трёх уровнях. Это упрощает размещение, разработку и испытание лидарных технологий измерения концентраций парниковых газов, проведение опытной эксплуатации и совершенствование оборудования.

## **Конфликт интересов**

Авторы статьи заявляют, что у них нет конфликта интересов по материалам данной статьи с третьими лицами, на момент подачи статьи в редакцию журнала, и им ничего не известно о возможных конфликтах интересов в настоящем со стороны третьих лиц.

## **Список литературы**

1. <https://minobrnauki.gov.ru/action/poligony/2021>.
2. Дьяченко В. В., Дьяченко Л. Г., Девисилов В. А. Науки о земле: Уч.– М.:НИЦ ИНФРА, 2019. 345 с.
3. Дьяченко В. В., Шеманин В. Г. // Экология и промышленность России. 2021. Т. 25. № 10. С. 36–42.
4. Привалов В. Е., Фотиади А. Э., Шеманин В. Г. Лазеры и экологический мониторинг атмосферы. СПб.: Лань, 2013. 288 с.
5. Privalov V. E., Shemanin V. G. // Optical Memory and Neural Networks. 2018. V. 27. No. 2. P. 120–131.
6. Дьяченко В. В., Шеманин В. Г. // Лазеры. Измерения. Информация. 2022. Т. 2. № 4(8). С. 15–29. <https://lasers-measurement-information.ru/ojs/index.php/laser/article/view/48>
7. Privalov V. E., Shemanin V. G. // Measurement Techniques. 2020. V. 63. No. 7. P. 543–548.

8. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. // Известия РАН. Серия Физическая. 2015. Т. 79. № 2. С. 170–180.
9. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. // Оптический журнал. 2015. Т. 82. № 9. С. 11–15.
10. Гигиенические нормативы ГН 2.1.6.3492-17. (с изменениями на 31 мая 2018 года). Предельно допустимые концентрации (ПДК) загрязняющих веществ в атмосферном воздухе городских и сельских поселений. 51 с.
11. Воробьев А. Е., Дьяченко В. В., Вильчинская О. В., Корчагина А. В. Основы природопользования: экологические, экономические и правовые аспекты. Изд. Феникс, Ростов-на-Дону, 2007. 542 с.
12. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 550 с.
13. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. Параметры лидаров для дистанционного зондирования газовых молекул и аэрозоля в атмосфере. С-Пб.: Балт. ГТУ. 2001. 56 с.
14. Лазерный контроль атмосферы / Под. ред. Э. Д. Хинкли. М.: Мир, 1979. 416 с.
15. Свердлов Л. М., Ковнер М. А. Колебательные спектры многоатомных молекул. М.: Наука, 1970. 560 с.
16. Dyachenko V. V., Chartiy P. V., Shemanin V. G. // IOP Conf. Series: Earth and Environmental Science. 2019. 272–032003. 6 pp.
17. Донченко В. А., Кабанов М. В., Кауль Б. В. Атмосферная электрооптика. Томск: Изд. НТЛ, 2010. 220 с.
18. Глазов Г. Н. Статистические вопросы зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. 308 с.

### **Laser technologies in the organization of a carbon polygon «Malaya Zemlya»**

V. V. Dyachenko, I. A. Sarychev, S. A. Vishnevetsky

*Novorossiysk Polytechnic Institute of Kuban State Technological University  
353900, Russia, Novorossiysk, st. K. Marx 20*

A variant of a test technological carbon test site is proposed, which will allow organizing lidar monitoring of climatically active gases at three levels. The simulation results make it possible to choose the optimal parameters of the Raman laser and lidar for simultaneous probing of all considered molecules of the carbon cycle in the atmosphere at probing distances up to 50 m. CRS of all molecules. However, by changing the measurement time during the registration of lidar signals, this can be achieved in one lidar.

*Key words:* Raman lidar, molecules of climatically active gases, concentration, measurement time, sounding distance.

## ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

doi: 10.51639/2713-0568\_2023\_3\_1\_44

УДК 501.508, 551.510

ГРНТИ 29.31.26, 76.13.15

ВАК 1.3.6, 2.2.6

### Интерпретация измерительной информации в оптико-физических измерениях

Кугейко М. М.

*Белорусский государственный университет  
220030, Беларусь, г. Минск, пр-т Независимости 4*

e-mail: [kugeiko@bsu.by](mailto:kugeiko@bsu.by)

В обзоре рассмотрены проблемы интерпретации измерительной информации оптико-физических измерений в аэродисперсных средах (атмосфера). Показаны возможности повышения точности известных методов: за счёт исключения «краевого эффект» в методе асимптотического сигнала; коррекции регистрируемых сигналов на степень изменения качественного состава среды; установления опорных значений (локальных, интегральных) из самих измеряемых сигналов. Рассмотрены и оценены возможности регрессионного подхода в решении обратных задач оптики рассеивающих сред как при интерпретации сигналов обратного рассеяния относительно оптических, так и при определении микрофизических характеристик из измеряемых оптических характеристик. Оценки проводились как для результатов, полученных экспериментально, так и путём численного моделирования.

*Ключевые слова:* оптико-физические измерения, сигналы обратного рассеяния, атмосфера, аэрозоль, интерпретация измерительной информации, оптические характеристики, микрофизические параметры аэрозоля, обратные задачи, регрессионный подход для решения обратных задач.

### 1 Введение

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию аэродисперсных систем, в которых частицы в твёрдой или жидкой фазе (аэрозоли) рассеяны в газовой среде. В частности, к таким средам относится атмосфера, составляющая важнейшую роль в обеспечении жизнедеятельности человека. Контроль содержания аэрозоля, газовых компонент в атмосфере требует знания её оптических (коэффициенты рассеяния, ослабления, индикатрисы рассеяния и т. п.) и микрофизических (концентрация, распределения частиц по размерам, модальный радиус, показатель преломления и т. п.) характеристик.

Высокая эффективность анализа рассеивающих сред достигается с использованием оптических методов исследования. Использование оптических методов светорассеяния и поглощения позволяет, не искажая свойства среды и обеспечивая объективность получения данных о её дисперсном составе, определять и динамику изменения состояния исследуемого объекта. Известные в настоящее время базисные, нефелометрические

методы определения оптических и микрофизических характеристик, позволяющие проводить локальные измерения, не отвечают требованиям по оперативности, дистанционности и возможностям применения [1–5]. Наиболее значимыми для глобального мониторинга окружающей среды являются лазерно-локационные (лидарные) методы, обладающие только что отмеченным требованиям [6–8].

## 2 Лазерно–локационные методы определения оптических характеристик атмосферы

Определение пространственно–временной структуры оптических характеристик атмосферы (коэффициентов ослабления и обратного рассеяния) по данным лазерно–локационных (лидарных) измерений основывается на решении уравнения лазерной локации, которое при равенстве длин волн посылаемого и принимаемого излучения можно представить в виде [6–8]:

$$P(r) = Ar^{-2}T^2(0, r_0)\sigma_{\pi}(r)\exp\left\{-2\int_{r_0}^r \varepsilon(x)dx\right\}, \quad (1)$$

где  $A$  – аппаратная константа,  $\sigma_{\pi}(r) = \varepsilon(r)g_{\pi}(r)$  – объемный коэффициент обратного рассеяния ( $\text{м}^{-1}\text{ср}^{-1}$ );  $g_{\pi}(r)$  – индикатриса рассеяния в направлении назад ( $\text{ср}^{-1}$ );  $\varepsilon(r)$  – объемный коэффициент ослабления атмосферы ( $\text{м}^{-1}$ ) на текущей дальности  $r$ , учитывающий потери и за счет поглощения, и за счет рассеяния, т. е.  $\varepsilon(r) = k(r) + \sigma(r)$ , где  $k$  и  $\sigma$  – коэффициенты поглощения и рассеяния в точке  $r$ ;  $r_0$  – минимальное расстояние от лидара, на котором достигается полное перекрытие поля зрения приемника и посылаемого лазерного импульса (участок трассы  $[0, r_0]$  называется теневой зоной лидара);  $T^2(0, r)$  – двухпроходная функция пропускания для дальности  $r$ , соответствующая экспоненциальному ослаблению по закону Бера-Ламберта. Последняя связана с оптической толщиной соотношением

$$T(0, r) = \exp\{-\tau(0, r)\} = \exp\left\{-\int_r^r \varepsilon(x)dx\right\},$$

где  $\tau(0, r)$  – оптическая толщина слоя атмосферы на расстоянии от 0 до произвольной точки  $r$  исследуемой трассы. Уравнение лазерной локации (1) является уравнением в приближении однократного рассеяния. Возможно как аналитическое, так и численное решение уравнения (1) [8–11].

### *Аналитические методы решения уравнения лазерной локации*

Для аналитического решения уравнения (1) относительно профилей коэффициента ослабления или обратного рассеяния оно обычно сводится к дифференциальному уравнению Бернулли, с последующим интегрированием при некоторых граничных условиях [11–13]:

$$\frac{d[\ln(S(r))]}{dr} = \frac{1}{\sigma_{\pi}(r)} \frac{d\sigma_{\pi}(r)}{dr} - 2\varepsilon(r), \quad (2)$$

где вид функции  $S(r)$  определяется используемым предположением о связи между коэффициентами полного  $\sigma(r)$  обратного рассеяния  $\sigma_{\pi}(r)$ . Так для решения Клетта, эта связь задается следующим соотношением [14–15]

$$\sigma_{\pi}(r) = k_1[\sigma(r)]^{k_2},$$

где  $k_1$  и  $k_2$  – постоянные. Тогда для чисто рассеивающей среды ( $\varepsilon(r)=\sigma(r)$ ) выражение (1) можно переписать в следующем удобном для практического использования виде

$$S(r) = C [\varepsilon(r)]^{k_2} \exp \left[ -2 \int_0^r \varepsilon(x) dx \right] \quad (3)$$

Здесь функция  $S(r) = P(r)r^2$ , называемая  $S$ -функцией, скорректированный на квадрат расстояния сигнал обратного рассеяния. Параметр,  $C = AT^2(0, r_0)k_1$  называется постоянной  $S$ -функции. При таком подходе параметр  $k_1$  соотношения является одним из множителей постоянной  $S$ -функции, определяемой в соответствии с выбранными граничными условиями. Многочисленные исследования показывают, что в довольно широком диапазоне помутнений – от слабых до сильных дымок, параметр  $k_2$  в среднем близок к 0,7; однако в тоже время во многих случаях наблюдаются сильные отклонения от этого значения. Поэтому при экспериментальных исследованиях, когда исследователи вынуждены задавать параметр  $k_2$  априорно, его обычно для простоты принимают равным единице и неизменным по трассе зондирования (что равносильно предположению о постоянстве индикатрисы обратного рассеяния  $g_\pi(r)$ ).

Решение (2) имеет вид:

$$\varepsilon(r) = [S(r)]^{1/k_2} \left[ C_k - \frac{2}{k_2} \int_{r_k}^r [S(r')]^{1/k_2} dr' \right]^{-1}, \quad (4)$$

где  $C_k$  – постоянная интегрирования (или константа калибровки),  $r_k$  – произвольная точка из интервала  $[r_0, r_{max}]$ .

Выбор частного решения из параметрического семейства (4) определяется обеспеченностью лидарного эксперимента априорной информацией. Так, значение  $\varepsilon(r_k)$  может быть известно в начальной точке трассы зондирования  $r_0$ , в конце трассы ( $r_k = r_{max}$ ) либо в любой произвольной точке интервала  $[r_0, r_{max}]$ . Назовём точку  $r_k$  опорной (калибровочной), а известное в ней значение оптической характеристики – опорным или калибровочным.

Полагая в формуле (4)  $r = r_k$ , можно записать следующее калибровочное соотношение:

$$C_k = \frac{[S(r_k)]^{1/k_2}}{\varepsilon(r_k)} \quad (5)$$

Используя формулы (4) и (5), и вытекающее из (5) соотношение  $[S(r)]^{1/k_2} / \varepsilon(r) = C^{1/k_2} \cdot T^{2/k_2}(r_0, r)$ , можно записать следующее выражение [12]:

$$C_k = C^{1/k_2} T^2(r_0, r_k) = C^{1/k_2} T^2(r_0, r_k) + \frac{2}{k_2} \int_{r_k}^r [S(x)]^{1/k_2} dx \quad (6)$$

Следует подчеркнуть, что выражение (6) инвариантно для любого  $r \in [r_0, r_{max}]$ . Так, полагая  $r = r_0$ , из (6) получим выражение для постоянной интегрирования  $C_k$  [12, 16]:

$$C_k = \frac{T^{1/k_2}(r_0, r_k)}{1 - T^{1/k_2}(r_0, r_k)} \cdot \frac{2}{k_2} \int_{r_0}^{r_k} [S(x)]^{1/k_2} dx, \quad (7)$$

где  $T^2(r_0, r_k)$  – опорное значение прозрачности участка трассы  $[r_0, r_k]$ .

Соотношения (5) и (7) соответствуют локальной и интегральной калибровкам, когда для определения постоянной интегрирования используются соответственно опорные значения коэффициента ослабления в какой либо точке трассы зондирования –  $\varepsilon(r_k)$  и прозрачности

$$T^2(r_0, r_k) = \exp \left\{ -2 \int_{r_0}^{r_k} \varepsilon(x) dx \right\}$$

некоторого участка трассы. Решения уравнения (2), получаемые из общего решения (4) при этом имеют вид [12]:

$$\varepsilon(r) = [S(r)]^{1/k_2} \left[ \frac{[S(r_k)]^{1/k_2}}{\varepsilon(r_k)} - \frac{2}{k_2} \int_{r_k}^r [S(x)]^{1/k_2} dx \right]^{-1}, \quad (8)$$

$$\varepsilon(r) = [S(r)]^{1/k_2} \left[ \frac{2}{k_2} \left( \frac{1}{1 - T^{2/k_2}(r_0, r_k)} \int_{r_0}^{r_k} [S(x)]^{1/k_2} dx - \int_{r_0}^r [S(x)]^{1/k_2} dx \right) \right]^{-1} \quad (9)$$

При решении уравнения (2) методом Фернальда [17] среда считается двухкомпонентной и связь между  $\beta_\pi(r)$  и  $\varepsilon(r)$  записывают в виде

$$\beta_\pi(r) = g_{\pi a} \varepsilon_a(r) + g_{\pi m} \varepsilon_m(r),$$

где  $\varepsilon_a(r)$ ,  $g_{\pi a}$  и  $\varepsilon_m(r)$ ,  $g_{\pi m}$  – соответственно аэрозольные и молекулярные коэффициенты ослабления и индикатрисы рассеяния в направлении назад. Для чисто рассеивающей молекулярной атмосферы  $g_{\pi m} = 3/8\pi$ .

Уравнение (1) при этом можно преобразовать к виду:

$$S(r) = P(r)r^2Y(r) = A\varepsilon(r) \exp \left\{ -2 \int_{r_0}^r \varepsilon(r') dr' \right\},$$

$$\varepsilon(r) = \varepsilon_a(r) + \frac{g_{\pi m}}{g_{\pi a}} \varepsilon_m(r), \quad Y(r) = \frac{1}{g_{\pi a}} \exp \left\{ -2 \int_{r_0}^r \left( \frac{g_{\pi m}}{g_{\pi a}} - 1 \right) \varepsilon_m(r') dr' \right\}$$

где – априорно задаваемая функция, зависящая от аэрозольной индикатрисы обратного рассеяния и

профиля молекулярного коэффициента ослабления. Профиль  $\varepsilon_m(r)$  нетрудно получить, используя данные стандартной атмосферы или прямых измерений температуры и давления воздуха на высотах до 100 км, где атмосферный воздух представлен однородной смесью газов.

Общее решение уравнения (2) для метода Фернальда записывается в виде [17]:

$$\varepsilon(r) = S(r) \left[ C_k - 2 \int_{r_k}^r S(r') dr' \right]^{-1} \quad (10)$$

Определение константы калибровки  $C_k$  в методе Фернальда (также как и в методе Клетта) заключается в использовании априорной информации об оптических параметрах среды, в зависимости от возможностей получения этой информации. При локальной калибровке требуется знание  $\varepsilon$  в какой либо точке среды  $r_k$  [18, 19], при интегральной калибровке необходимо знание прозрачности участка среды  $[r_0, r_k]$  [16]:

$$T^2(r_0, r_k) = \exp \left\{ -2 \int_{r_0}^{r_k} (\varepsilon_a(r) + \varepsilon_m(r)) dr \right\}$$

Решения уравнения (2) методом Фернальда с локальной и интегральной калибровкой, получаемые из общего решения (10), имеют вид [11–13, 20]:

$$\varepsilon(r) = S(r) \left[ \frac{S(r_k)}{\varepsilon(r_k)} - 2 \int_{r_k}^r S(r') dr' \right]^{-1}, \quad (11)$$

$$\varepsilon(r) = S(r) \left\{ \frac{2}{1 - V^2(r_0, r_k)} \int_{r_0}^{r_k} S(r') dr' - 2 \int_{r_0}^r S(r') dr' \right\}^{-1}, \quad (12)$$

$$V^2(r_0, r_k) = T^2(r_0, r_k) \exp \left\{ -2 \int_{r_0}^{r_k} \left( \frac{g_{\pi m}}{g_{\pi a}(r)} - 1 \right) \varepsilon_m(r) dr \right\}$$

где  $\varepsilon_m(r)$  – эффективная прозрачность участка  $[r_0, r_k]$ .

Для однокомпонентной среды ( $\varepsilon_m(r) \gg \varepsilon_a(r)$ ) при  $g_{\pi a} = \text{const}$ , выражения (11) и (12) преобразуется в формулы Клетта (8) и (9) с коэффициентом  $k_2=1$  и  $\varepsilon(r)=\varepsilon_a(r)$ .

Если в формулах (11) и (12) устремить опорную точку  $r_k$  в бесконечность, полагая при этом  $\varepsilon(r_k) \neq 0$  и учитывая, что  $S(r_k) \rightarrow 0$  и  $V^2(r_0, r_k) \rightarrow 0$  при  $r_k \rightarrow \infty$ , то можно прийти к формуле

$$\varepsilon(r) = S(r) / 2I(r), \quad (13)$$

$$I(r) = \int_r^{\infty} S(r') dr'$$

где  $I(r)$  имеет смысл асимптотического сигнала для точки  $r$  [20–23]. Зная значение асимптотического сигнала  $I_k$  в какой либо точке  $r_k$  трассы зондирования,

$$I(r) = I_k - \int_{r_k}^r S(r') dr'$$

несложно получить значение  $I(r)$  в любой другой точке  $r$  как  $I(r) = I_k - \int_{r_k}^r S(r') dr'$ . Из сравнения (10) и (13) видно, что константа калибровки  $C_k$  в точности равна удвоенному значению асимптотического сигнала для точки  $r_k$ .

### Численные методы решения уравнения лазерной локации

К ним относятся метод последовательных слоёв и итерационный [24–26], основанные на предположении, что исследуемая среда состоит из последовательности достаточно тонких слоёв  $\Delta r_i$ ,  $i = 1, 2, \dots$ , в каждом из которых искомые оптические характеристики постоянны. Алгоритм вычисления коэффициентов ослабления по методу последовательных слоёв обратим, и позволяет использовать в качестве опорного значения  $\varepsilon(r_k)$  его величину в любой точке трассы, где оно известно или определено другим методом:

$$S(r_{i+1}) / S(r_i) = T^2(\Delta r_i) \cdot \varepsilon(r_{i+1}) / \varepsilon(r_i) \quad (14)$$

Представив алгоритм (14) в следующем виде:

$$\varepsilon(r_{i+1}) = S(r_{i+1}) \left\{ 2 \left( \frac{S(r_i)}{2\varepsilon(r_i)} T^2(\Delta r_i) \right) \right\}^{-1}, \quad (15)$$

(при малых  $\Delta r_i$  справедливо соотношение  $T^2(\Delta r_i) = \exp(-2\varepsilon(r_i)\Delta r_i) \approx 1 - 2\varepsilon(r_i)\Delta r_i$ ),  
 выражение (15) легко преобразовать к виду [12]:

$$\varepsilon(r_{i+1}) = S(r_{i+1}) \left\{ \frac{S(r_i)}{2\varepsilon(r_i)} - S(r_i)\Delta r_i \right\}^{-1} = \frac{S(r_{i+1})}{2I(r_{i+1})},$$

что соответствует методу асимптотического сигнала (13).

### **Физический подход к решению уравнения лазерной локации**

При определённых допущениях о функциональной связи между искомыми оптическими характеристиками  $\sigma(r)$  и  $g_\pi(r)$  уравнение оптической локации допускает аналитическое решение. Так, в [25] получено следующее выражение:

$$\sigma(r) = \left( \frac{1}{c_2} \sigma(r_0) \frac{S(r)}{S(r_0)} \right) / \left( 1 - \frac{2}{c_3} S(r_0) \int_{r_0}^r \frac{S(r')}{S(r_0)} dr' \right),$$

которое справедливо при существовании степенной зависимости

$$g_\pi(r) = c_2 \sigma^{c_3}(r),$$

где  $c_2$  и  $c_3$  – постоянные коэффициенты, определяемые состоянием исследуемой среды.

Данное решение содержит граничное значение  $\sigma(r_0)$ , которое необходимо установить независимыми дополнительными измерениями. Кроме того, многие авторы отрицают существование однозначной связи между  $\sigma$  и  $g_\pi$ , особенно при зондировании рассеивающих сред, содержащих аэрозоль антропогенного происхождения.

Таким образом, как аналитические, так и численные методы решения уравнения лазерной локации относительно оптических характеристик рассеивающих сред требуют использования априорной информации (опорных значений определяемых параметров и индикатрисы обратного рассеяния) и допущений об исследуемой среде ( $g_{\pi a} = \text{const}$ ) [12, 24–26]. Кроме того, требуется знание опорных значений определяемых характеристик (интегральных или локальных) и проведение градуировочных измерений по установлению аппаратных констант измерительной системы.

### **3 Способ устранения «краевого эффекта»**

Отмеченный выше метод асимптотического сигнала (13) требует точного знания величины накопленного значения сигнала обратного рассеяния  $I_m(r)$  на участке  $[r, \infty]$ , что приводит к необходимости измерять слабые сигналы обратного рассеяния с больших расстояний. Диапазон применимости метода ограничивается измерением величин сигналов обратного рассеяния для трасс зондирования, оптическая толщина которых  $\tau < 3$ . Оптическое зондирование на столь большие расстояния требует использования систем с очень высоким энергетическим потенциалом. Значительные ошибки в определении величины  $I_m(r)$  приводят к большим систематическим ошибкам определения оптических характеристик по методу асимптотического сигнала, особенно на концах исследуемых трасс зондирования (так называемый «краевой эффект»). Происходит это

вследствие существенного отличия измеряемого функционала  $I_m(r)$  от теоретически необходимого асимптотического значения. Чем меньше толщина исследуемой трассы, тем скорее наступает смещение в оценке профиля  $\sigma(r)$ .

Предложен способ, позволяющий устранить «краевой эффект» при определении профиля коэффициента ослабления  $\epsilon(r)$ . Основан на вычислении величины асимптотического функционала  $I_m(r)$  по измеренному сигналу обратного рассеяния [4, 27].

Рассмотрим для исследуемой трассы функционалы (рис. 1)

$$I_1 = \int_{r_i}^{(r_i+r_m)/2} S(r') dr' = \frac{A\bar{g}\pi_1}{2} \exp \left\{ -2\tau(r_i) \right\} \times \\ \times \left\{ 1 - \exp \left[ -2\bar{\epsilon}_1 \left( \frac{r_m - r_i}{2} - r_i \right) \right] \right\} \quad (16)$$

и

$$I_2 = \int_{(r_i-r_m)/2}^{r_m} S(r) dr = \frac{A\bar{g}\pi_2}{2} \exp \left\{ -2\tau \left[ \frac{r_m - r_i}{2} \right] \right\} \times \\ \times \left\{ 1 - \exp \left[ -2\bar{\epsilon}_2 \left( r_m - \frac{r_m - r_i}{2} \right) \right] \right\}. \quad (17)$$

Как видно из (16) и (17), для двух соседних участков трассы  $[(r_m-r_i)/2, r_m]$ ,  $[r_i, (r_m-r_i)/2]$  рассеивающей среды с  $\bar{\epsilon}_1 = \bar{\epsilon}_2$ ,  $\bar{g}\pi_1 = \bar{g}\pi_2$  функционалы  $I_1$  и  $I_2$  можно рассматривать как первые два члена бесконечности убывающей геометрической прогрессии со знаменателем  $g = I_2/I_1$ , что справедливо для участков трассы, на которых  $g_\pi = \text{const}$  либо является медленно меняющейся функцией, либо быстро осциллирующей возле некоторого значения случайной функцией с малым радиусом корреляции. Исходя из этого, можно вычислить искомый асимптотический функционал как сумму всех членов прогрессии:

$$I_m(r_i) = \frac{I_1}{1-g} = \frac{I \left( \frac{r_m - r_i}{2} - r_i \right)}{1 - \exp \left\{ -2\sigma \left( \frac{r_m - r_i}{2} - r_i \right) \right\}},$$

и тогда

$$\tau(\Delta r_i) = -\frac{1}{2} \ln \left\{ 1 - \frac{I(\Delta r_i)}{I_m(r_i)} \right\}.$$

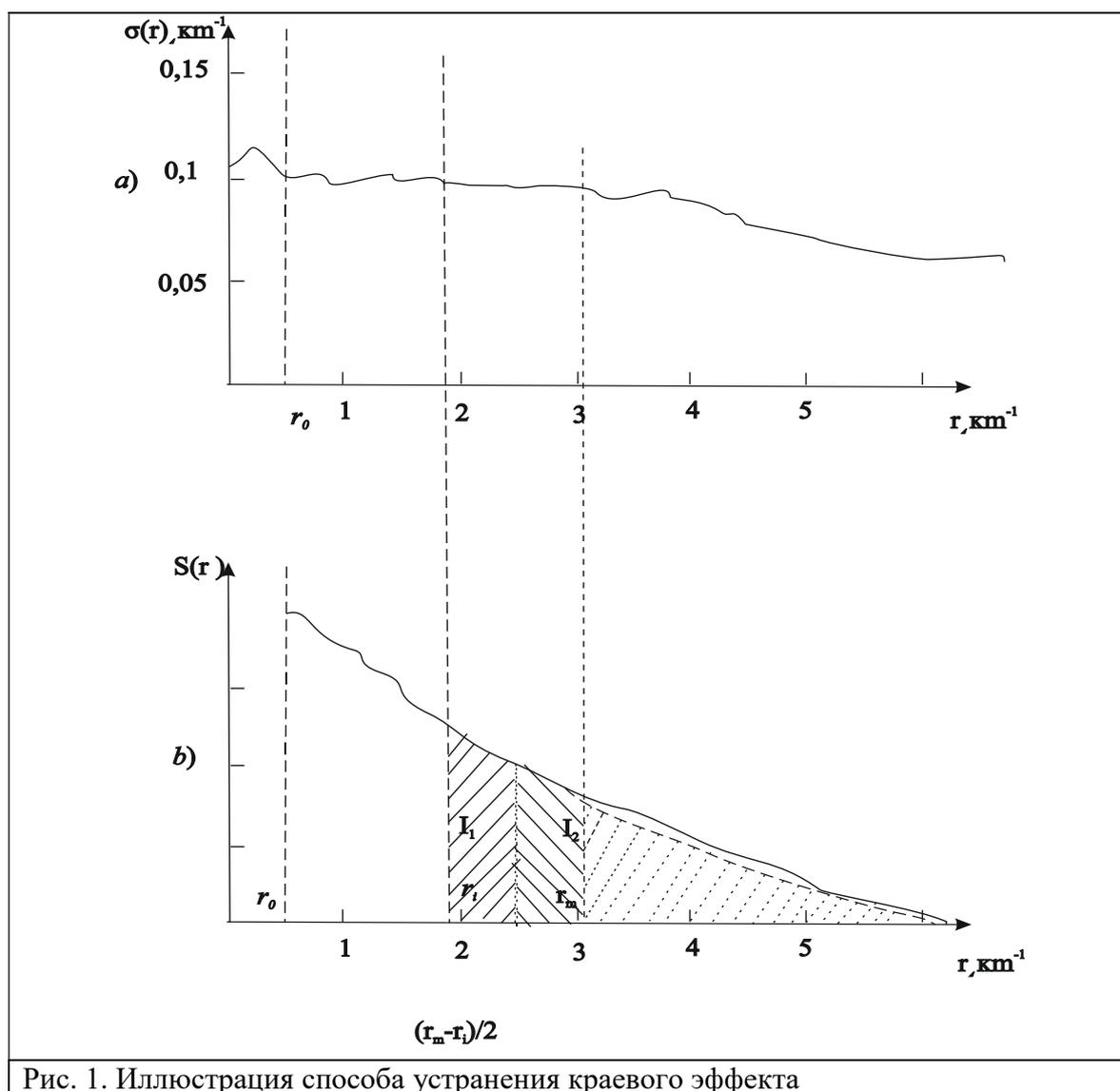
Таким образом, точность получения искомого асимптотического функционала  $I_m(r)$ , а следовательно, и точность вычисления  $\sigma(r)$ , определяется выбором участка трассы, на котором находится параметр  $g$ . Длина участков трассы, необходимая для определения  $I_m$ , может быть разной величины. Она определяется необходимостью разбиения его на два

равных отрезка с примерно равными средними значениями  $\bar{\epsilon}$  и  $\bar{g}\pi$ , что является менее жёстким требованием по сравнению с допущениями, при которых справедлив метод асимптотического сигнала ( $g_\pi = \text{const}$  по всей трассе).

Для реальных трасс практически всегда можно выделить такие участки из анализа отражённого сигнала. Например, сравнивая отношения  $I(\Delta r_{i+1})/I(\Delta r_i)$ , для которых выполняется условие

$$\frac{I(\Delta r_{i+2})}{I(\Delta r_{i+1})} - \frac{I(\Delta r_{i+1})}{I(\Delta r_i)} \leq \delta,$$

где  $\delta$  – выбранный интервал разброса.



Для точек, расположенных вправо и влево от  $i$ -й точки:

$$\varepsilon(r_{i+k}) = -\frac{1}{2\Delta r} \ln \left[ 1 - I(\Delta r_{i+k}) / \left( I_m(r_i) - \int_{r_i}^{r_{i+k}} S(r') dr' \right) \right], \quad (18)$$

$$\varepsilon(r_{i-k}) = -\frac{1}{2\Delta r} \ln \left[ 1 - \left( \int_{r_{i-k}}^{r_{i-k+1}} S(r') dr' \right) / \left( I_m(r_i) + \int_{r_{i-k}}^{r_i} S(r') dr' \right) \right]. \quad (19)$$

Как видно, участки трасс, используемые для вычисления искомого асимптотического функционала, могут находиться на трассе где угодно: в начале, конце, середине. Значит, для участков трасс, расположенных за отрезком, используемым для определения  $g$ , предыстория сигнала не влияет на расчёт коэффициента ослабления.

В случае многослойных трасс, например, «чистая атмосфера» – «промышленный выброс» – «чистая атмосфера», «чистая атмосфера» – «облако» и т. д., считая, что в каждом слое можно выделить участок, на котором  $\tau(r)$  меняется незначительно, восстановление  $\sigma(r)$  можно производить послойно, не рассматривая рассеянный назад сигнал за границей слоёв.

Если на трассе для какой-то точки известно значение  $\sigma(r_i)$  (опорная точка), полученное независимым способом, то для этой точки можно определить значение искомого асимптотического функционала из выражения

$$I_m(r_i) = \frac{1}{1 - e^{-2\sigma(r_i)\Delta r}} \int_{r_i}^{r_{i+k}} S(r') dr'$$

и дальнейший расчёт  $\sigma(r)$  вправо и влево от  $r_i$  вести по формулам (18) и (19).

#### 4 Коррекция сигналов обратного рассеяния на используемое предположение

Как уже отмечалось выше, решение уравнения оптической локации становится возможным после введения дополнительной априорной информации или упрощающих предположений либо после расширения объема измерительной информации. Наиболее часто используется предположение, что  $g_\pi(r) = \text{const}$  или медленно изменяющаяся от слоя к слою функция. Это соответствует ситуации неизменной или мало изменяющейся микроструктуры среды. Используемая довольно часто при решении уравнения оптической локации известная линейная стохастическая связь между  $\ln \sigma_\pi$  и  $\ln \varepsilon$  хорошо удовлетворяет также только случаю неизменной микроструктуры. Из сказанного следует, что в случае зондирования слоисто-неоднородных сред, в которых наряду с изменением концентрации рассеивающих частиц по трассе происходит изменение и микрофизических характеристик (микроструктуры), а значит, и  $g_\pi(r)$ , использование алгоритмов, основанных на неизменности  $g_\pi(r)$ , становится некорректным. Очевидно и следствие из этого – рост ошибок восстановления  $\varepsilon(r)$ . Ниже показывается возможность повышения точности восстановления  $\varepsilon(r)$  для слоисто-неоднородных сред на всех её участках. Методика требует коррекции измеряемых сигналов обратного рассеяния на перепад лидарного отношения (на степень изменения качественного состава среды). Предлагаются алгоритмы определения коэффициента коррекции [3–4].

Рассмотрим случай зондирования 2-слойной рассеивающей среды. Относительное изменение лидарного отношения от слоя  $i$  к слою  $j$  можно выразить через параметр  $q_{ij} = g_{\pi i}/g_{\pi j}$ , где  $g_{\pi i}$ ,  $g_{\pi j}$  – соответственно средние значения лидарного отношения в слоях  $i$  и  $j$  (рис. 2).

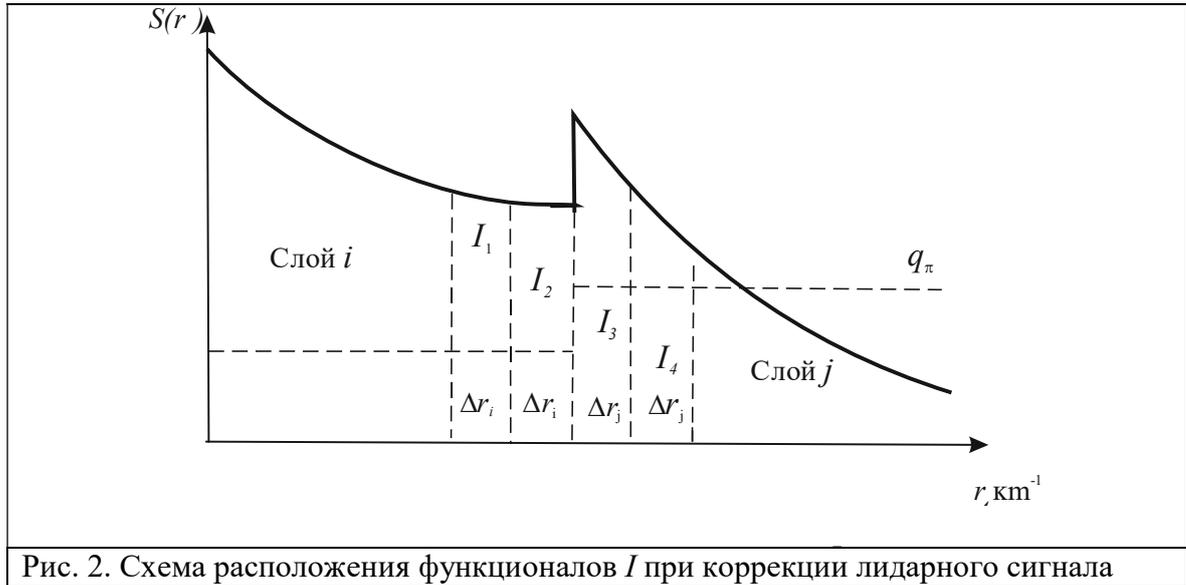
Сравним экспериментально определяемые функции  $\Psi(r) = P(r)r^2 A^{-1} g_\pi^{-1} T^{-2}(0, r_0)$  (следуют из уравнения оптической локации) для произвольной точки  $r$  в слоях  $i$  и  $j$ ,

$$\Psi_i(r) = S(r)C_i,$$

$$\Psi_j(r) = S(r)C_j,$$

(20)

где  $S(r) = P(r)r^2$ ;  $C_i = A^{-1} g_{\pi i}^{-1}(r) T^2(0, r_0)$ ;  $C_j = A^{-1} g_{\pi j}^{-1}(r) T^2(0, r_0)$ .

Рис. 2. Схема расположения функционалов  $I$  при коррекции лидарного сигнала

Как видно из (20), при переходе от слоя  $i$  к слою  $j$  происходит изменение функции  $\psi(r)$  за счёт изменения лидарного отношения. Величина этого изменения равна  $q_{ij}$ , так как  $C_j = C_i/q_{ij}$ . А это означает, что при расчёте  $\varepsilon(r)$  в слое  $j$  необходимо проводить корректировку в константе  $C_i$ , используемой в слое  $i$ , на величину  $q_{ij}$ . Физический смысл необходимости корректировки состоит в использовании одной константы  $C$  для всей многослойной трассы зондирования, что означает сведение алгоритма расчёта  $\varepsilon(r)$  к модели с постоянством лидарного отношения по всей трассе.

Другими словами, для более корректного использования методик, требующих предположения  $\bar{g}_{\pi j} = \text{const}$ , в случае многослойных сред необходима подстройка (корректировка) сигнала под используемое предположение. Таким образом, задача более корректного восстановления  $\varepsilon(r)$  в случае одночастотного зондирования многослойных сред требует знания относительного изменения лидарного отношения от слоя к слою, выражаемого через коэффициент коррекции  $q_{ij}$ . Так как ниже предлагаются способы определения  $q_{ij}$  из измеряемых сигналов обратного рассеяния, то требование знания  $q_{ij}$  не усложняет предлагаемый метод, тем более что корректировка на  $q_{ij}$  позволяет значительно улучшить точность восстановления  $\varepsilon(r)$  во всех слоях (по всей трассе зондирования) исследуемой среды.

Для обоснования только что сказанного рассмотрим функционалы  $I_i$  (сигналы обратного рассеяния от участков  $I_i$ ). При выполнении внутри слоёв  $i, j$  условий

$$\bar{g}_{\pi}(r_i, r_i + \Delta r_i) = \bar{g}_{\pi}(r_i + \Delta r_i, r_i + 2\Delta r_i) = \bar{g}_{\pi i},$$

$$\bar{g}_{\pi}(r_j, r_j + \Delta r_j) = \bar{g}_{\pi}(r_j + \Delta r_j, r_j + 2\Delta r_j) = \bar{g}_{\pi j},$$

$$T(r_i, r_i + \Delta r_i) = T(r_i + \Delta r_i, r_i + 2\Delta r_i) = T(\Delta r_i),$$

$$T(r_j, r_j + \Delta r_j) = T(r_j + \Delta r_j, r_j + 2\Delta r_j) = T(\Delta r_j)$$

для функционалов  $I_1 = I(r_i, r_i + \Delta r_i)$ ,  $I_2 = I(r_i + \Delta r_i, r_i + 2\Delta r_i)$ ,  $I_3 = I(r_j, r_j + \Delta r_j)$ ,  $I_4 = I(r_j + \Delta r_j, r_j + 2\Delta r_j)$  можно записать следующую систему уравнений ( $r_i, r_j$  – произвольные точки в слоях  $i, j$ ;  $\Delta r_i, \Delta r_j$  – произвольные и не обязательно равные):

$$\begin{cases} I_1 = A\bar{g}_{\pi i}T^2(0, r_i)[1 - T^2(\Delta r_i)], \\ I_2 = A\bar{g}_{\pi i}T^2(0, r_i)T^2(\Delta r_i)[1 - T^2(\Delta r_i)], \\ I_3 = A\bar{g}_{\pi i}T^2(0, r_i)T^4(\Delta r_i)[1 - T^2(\Delta r_j)], \\ I_4 = A\bar{g}_{\pi i}T^2(0, r_i)T^4(\Delta r_i)T^2(\Delta r_j)[1 - T^2(\Delta r_j)]. \end{cases} \quad (21)$$

Для соседних слоёв (двухслойных рассеивающих сред, например, «атмосфера – вода», «атмосфера – облако» и т. п.) при  $T^2(\Delta r_i) \approx T^2(\Delta r_j) \rightarrow 1$  алгоритм определения  $q_{ij}$  принимает вид

$$q_{i,i+1} = \frac{\bar{g}_{\pi(i+1)}}{\bar{g}_{\pi i}} = \left[ \frac{I_3}{I_2} \right]^2 \frac{I_1 - I_2}{I_3 - I_4}. \quad (22)$$

Условие равенства средних значений лидарного отношения и коэффициента ослабления для произвольных участков (больших или малых) является менее жестким по сравнению с требованием постоянства  $g_{\pi}(r)$  по всей трассе или постоянства  $g_{\pi}(r)$ ,  $\varepsilon$  на участках трассы (метод логарифмической производной). Данное условие с достаточной для практического использования точностью выполняется в большинстве реальных ситуаций (на протяженных участках даже в случае значительных флуктуаций оптических характеристик). Достаточным условием работоспособности алгоритма (22) является превышение изменения величин сигнала для двух соседних участков над величиной абсолютной ошибки измерений сигналов. Более того, даже в случае приблизительного установления величины  $q_{ij}$  при большом разбросе  $g_{\pi}$  корректировка лидарного сигнала под используемое предположение улучшает результат восстановления профиля  $\varepsilon(r)$  [3,4]. Далее, используя традиционные методы определения коэффициента ослабления, восстанавливается профиль  $\varepsilon(r)$  из скорректированного на  $q_{ij}$  сигнала обратного рассеяния. Так как используются только измеряемыми сигналами обратного рассеяния, то требование знания  $q_{ij}$  не усложняет предлагаемый метод, тем более что корректировка и позволяют улучшить точность восстановления  $\varepsilon(r)$  по всей трассе.

## 5 О решении проблемы опорных точек в лазерно–локационных измерениях

Из анализа помехоустойчивости различных схем обработки лидарных сигналов [11, 28] следует, что устойчивость решения оказывается тем выше, чем больше вносится априорной информации об удалённых участках трассы зондирования. Это предполагает использование оценок  $\varepsilon(r_k)$  или  $T(r_0, r_k)$  на конечных участках исследуемой трассы (их можно получить с помощью независимых дополнительных измерений). В условиях же невозможности проведения таких измерений проблема калибровки в конечной точке трассы (и даже в начальной) не решена. Данная ситуация характерна для зондирования по наклонным и вертикальным трассам. Известные способы оценок опорных (калибровочных) значений, не требующие проведения дополнительных независимых измерений, приводят к неоднозначности решения (метод логарифмической производной) или к большой неопределённости.

Ниже приводятся алгоритмы получения калибровочных значений как  $\varepsilon(r_k)$ , так и  $T(r_0, r_k)$  с использованием информации, содержащейся в самих лидарных сигналах, в рамках предположений, требуемых для применимости известных методов интерпретации измеряемых сигналов относительно профилей оптических характеристик. Предлагаемые

алгоритмы определения опорных (как локальных, так и интегральных) значений исключает независимые дополнительные измерения [4, 8, 29].

Будем исходить из уравнения оптической локации (1). Для сигнала обратного рассеяния, отраженного от произвольного участка  $[r_i, r_i + \Delta r]$ , можно записать следующий функционал:

$$I_i = \int_{r_i}^{r_i + \Delta r} P(r)r^2 dr = 0,5AP_0 \overline{g_\pi}(r_i, r_i + \Delta r) \cdot T^2(0, r_i) \times \\ \times \left\{ 1 - \exp \left[ -2\overline{\varepsilon}_i((r_i + \Delta r) - r_i) \right] \right\}. \quad (23)$$

Рассмотрим участок трассы зондирования  $[r_1, r_4]$  (рис. 3,а).

С учётом (23) запишем выражения для сигналов обратного рассеяния  $I_1 - I_5$ , соответствующие накоплению их на участках  $[r_1, r_2]$ ,  $[r_1, r_3]$ ,  $[r_2, r_4]$ ,  $[r_3, r_4]$ ,  $[r_2, r_3]$ , в следующем виде

$$I_1 = \int_{r_1}^{r_2} P(r)r^2 dr = 0,5AP_0 \overline{g_\pi}(r_1, r_2) \cdot T^2(0, r_1) \left\{ 1 - T^2(r_1, r_2) \right\}, \\ I_2 = \int_{r_1}^{r_3} P(r)r^2 dr = 0,5AP_0 \overline{g_\pi}(r_1, r_3) \cdot T^2(0, r_1) \left\{ 1 - T^2(r_1, r_2)T^2(r_2, r_3) \right\}, \\ I_3 = \int_{r_2}^{r_4} P(r)r^2 dr = 0,5AP_0 \overline{g_\pi}(r_2, r_4) \cdot T^2(0, r_1)T^2(r_1, r_2) \times \\ \times \left\{ 1 - T^2(r_2, r_3)T^2(r_3, r_4) \right\}, \quad (24)$$

$$I_4 = \int_{r_3}^{r_4} P(r)r^2 dr = 0,5AP_0 \overline{g_\pi}(r_3, r_4) \cdot T^2(0, r_1)T^2(r_1, r_2)T^2(r_2, r_3) \left\{ 1 - T^2(r_3, r_4) \right\},$$

$$I_5 = \int_{r_2}^{r_3} P(r)r^2 dr = 0,5AP_0 \overline{g_\pi}(r_2, r_3) \cdot T^2(0, r_1)T^2(r_1, r_2) \left\{ 1 - T^2(r_2, r_3) \right\},$$

$$T^2(r_i, r_j) = \exp \left\{ -2 \int_{r_i}^{r_j} \varepsilon(z) dz \right\}.$$

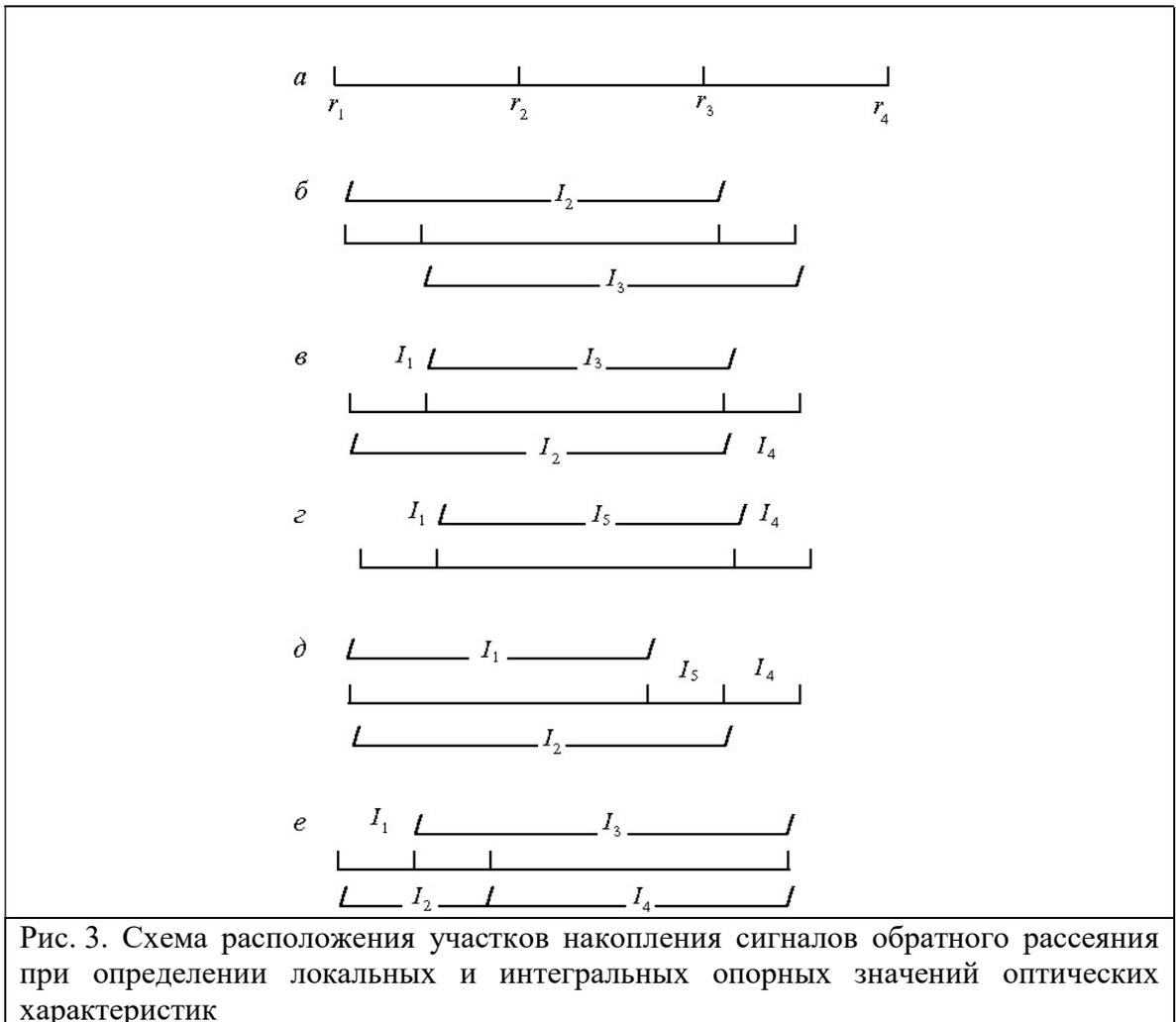
где

Запишем выражения (24) в следующем виде:

$$\begin{cases} I_1 = Bx_1 a_0 (1 - a_1), \\ I_2 = Bx_2 a_0 (1 - a_1 a_2), \\ I_3 = Bx_3 a_0 a_1 (1 - a_2 a_3), \\ I_4 = Bx_4 a_0 a_1 a_2 (1 - a_3), \\ I_5 = Bx_5 a_0 a_1 (1 - a_2), \end{cases} \quad (25)$$

где  $T^2(r_1, r_2) = a_1$ ;  $T^2(r_2, r_3) = a_2$ ;  $T^2(r_3, r_4) = a_3$ ;  $T^2(0, r_1) = a_0$ ;  $0,5AP_0 = B$ ;  $g_\pi(r_1, r_2) = x_1$ ;  $g_\pi(r_1, r_3) = x_2$ ;  $g_\pi(r_2, r_4) = x_3$ ;  $g_\pi(r_3, r_4) = x_4$ ;  $g_\pi(r_2, r_3) = x_5$ .

Как видно из (25), корректное решение системы уравнений  $I_i$  ( $i = 1, \dots, 5$ ) относительно  $a_i$  ( $i = 0, \dots, 3$ ) не существует уже исходя из того, что число неизвестных  $a_i, x_i$  превышает число используемых уравнений. Получим далее решения системы (25) при использовании некоторых допущений о среде по трассе зондирования. Можно выделить три варианта (модели) среды, использующих соответственно предположения: 1)  $a_1 \approx a_3$ ; 2)  $a_2 \approx a_3$ ; 3)  $a_1 \approx a_2$ . Рассмотрим эти варианты.



**Вариант 1.** Предположим, что  $a_1 \approx a_3$ . В этом случае

$$\begin{cases} I_2 = Bx_2a_0(1 - a_1a_2), \\ I_3 = Bx_3a_0a_1(1 - a_2a_3) \end{cases} \quad (26)$$

Решение системы (26) относительно  $a_1$  имеет вид

$$a_1 = \frac{I_3x_3}{I_2x_2} \quad (27)$$

Используемое допущение  $a_1 \approx a_3$  означает примерное равенство прозрачностей участков  $[r_1, r_2]$ ,  $[r_3, r_4]$  (рис. 3,б). Для малых (непротяженных) участков ( $[r_i, r_j] \rightarrow 0$ ) практически

всегда данное условие выполняется. Таким образом, если участки  $[r_1, r_2]$ ,  $[r_3, r_4]$  будут соответствовать ширине канала регистрации сигнала обратного рассеяния (стробу), обычно малому, то решение (27) равно

$$T^2(r_1, r_2) = a_1 = I_3 / I_2, \quad (28)$$

так как отношение  $x_3/x_2 \approx 1$ , т. е. для протяженных перекрывающихся участков трассы зондирования  $[r_1, r_2]$ ,  $[r_3, r_4]$ , отличающихся на величину  $\Delta r \rightarrow 0$ , среднее значение лидарного отношения  $g_\pi(r_1, r_3) \approx g_\pi(r_2, r_4)$  для большинства встречающихся реальных ситуаций. Не будет выполняться условие  $x_3/x_2 \approx 1$ , и особенно  $a_1 \approx a_3$ , только в случае попадания участка  $[r_1, r_2]$  или  $[r_3, r_4]$  на границу раздела двух различных рассеивающих сред (границу резкого изменения состава и концентрации рассеивающего вещества).

Из уравнения (28) легко получить выражение для среднего значения коэффициента ослабления на участке  $\Delta r$ :

$$\bar{\varepsilon}(\Delta r) = -\frac{1}{2\Delta r} \ln \frac{I_3}{I_2}, \quad (29)$$

которое можно использовать в качестве опорного (калибровочного) для расчёта оптических характеристик в методах, требующих знания локальных опорных значений (при  $\Delta r \rightarrow 0$ ). Другими словами, выражение (29) является вариантом локальной калибровки без дополнительных независимых измерений. Последовательное смещение функционалов  $I_2, I_3$  на величину пространственного разрешения можно использовать и для получения профилей  $\varepsilon(\Delta r)$  по трассе зондирования.

При использовании соотношения (28) для определения прозрачности  $a_1$  протяженного участка  $[r_1, r_2]$  (для  $(r_2 - r_1) \rightarrow \infty$ ) предположения  $a_1 \approx a_3$ ,  $x_3/x_2 \approx 1$  являются более жёсткими (менее выполнимыми), чем для случая  $(r_2 - r_1) \rightarrow 0$ . Действительно, равенство прозрачностей для двух разнесённых протяжённых участков трассы зондирования может выполняться для значительно меньшего числа атмосферных и гидросферных ситуаций, чем равенство прозрачностей малых участков. Естественно, получение алгоритмов интегральной калибровки (определение прозрачности протяжённого участка) при использовании нежёстких предположений об  $a_1$  и  $a_3$ . Для этого рассмотрим функционалы:

$$\begin{cases} I_1 = Bx_1 a_0 (1 - a_1), \\ I_2 = Bx_2 a_0 (1 - a_1 a_2), \\ I_3 = Bx_3 a_0 a_1 (1 - a_2 a_3), \\ I_4 = Bx_4 a_0 a_1 a_2 (1 - a_3) \end{cases} \quad (30)$$

Если лидарные отношения по исследуемой квазистационарной трассе являются независимыми или слабо коррелированными (что соответствует множеству атмосферных и гидросферных трасс), то  $(x_1 x_3)/(x_2 x_4) \approx 1$ . Решение системы уравнений (30) имеет вид

$$T(r_2, r_3) = \sqrt{\frac{I_2 I_4}{I_1 I_3}}. \quad (31)$$

Получаемые по (31) значения прозрачности можно использовать в качестве опорных (калибровочных) для известных методик, требующих знания интегральных опорных значений прозрачностей протяжённых участков трассы. Другими словами, выражение (31) является вариантом решения проблемы интегральной калибровки. Используемые при этом допущения в значительной степени менее жёсткие, чем для варианта локальной

калибровки (29), так как не требуют предположений или допущений о поведении лидарного отношения по трассе.

**Вариант 2.** Предположим, что  $a_2 \approx a_3$ . Рассмотрим схему расположения функционалов  $I_i$ , изображенную на рис. 3,д. В этом случае участки, соответствующие  $a_2$  и  $a_3$ , должны располагаться в конце протяженного участка и быть малыми, т. е.  $(r_2 - r_1) \rightarrow 0$ ,  $(r_4 - r_3) \rightarrow 0$ .

С учётом предположения  $a_2 \approx a_3$  распишем функционалы  $I_1, I_2, I_4, I_5$  (используемое предположение выполняется практически для всех атмосферных и гидросферных ситуаций, за исключением случая попадания одного из участков на границу раздела сред) в виде

$$\begin{cases} I_1 = Bx_2 a_0 (1 - a_1), \\ I_2 = Bx_2 a_0 (1 - a_1 a_2), \\ I_4 = Bx_4 a_0 a_1 a_2 (1 - a_3), \\ I_5 = Bx_5 a_0 a_1 (1 - a_2). \end{cases} \quad (32)$$

Решение системы (32) относительно  $a_1$  имеет вид

$$a_1 = T^2(r_1, r_2) = \frac{mI_2 - I_1}{mI_2 - nI_1 I_4 / I_5}, \quad (33)$$

где  $m = \overline{g_\pi}(r_1, r_2) / \overline{g_\pi}(r_1, r_3)$ ;  $n = \overline{g_\pi}(r_2, r_3) / \overline{g_\pi}(r_3, r_4)$ .

Для протяжённых участков рассеивающих сред  $[r_1, r_2]$ ,  $[r_1, r_3]$  практически во всех ситуациях  $m$  с большой точностью равно единице, даже в случае границы раздела сред на  $[r_1, r_2]$ . Сложнее обстоит дело с выбором участков  $[r_1, r_2]$ ,  $[r_1, r_3]$  с равными средними значениями лидарных отношений для двух соседних участков трассы. Однако в рамках используемых известными методами предположений, что  $g_\pi(r) = \text{const}$  или медленно изменяющаяся от точки к точке функция,  $n$  также равно единице. Выражение (33) для прозрачности участка  $[r_1, r_2]$  в этом случае принимает вид

$$T(r_1, r_2) = \sqrt{\frac{I_2 - I_1}{I_2 - I_1 I_4 / I_5}}, \quad (34)$$

И (34) можно использовать для определения опорного (калибровочного) значения в методиках с интегральной калибровкой.

**Вариант 3.** В данном варианте модели среды предполагается, что  $a_1 \approx a_2$ , которому наиболее соответствует расположение функционалов, изображенное на рис. 3,е.

Участки  $[r_1, r_2]$ ,  $[r_2, r_3]$ , соответствующие функционалам  $I_1, I_5$ , должны быть при этом малыми  $(r_2 - r_1) \rightarrow 0$ ,  $(r_3 - r_2) \rightarrow 0$ . Решается система уравнений:

$$\begin{cases} I_1 = Bx_1 a_0 (1 - a_1), \\ I_2 = Bx_2 a_0 (1 - a_1 a_2), \\ I_3 = Bx_3 a_0 a_1 (1 - a_2 a_3), \\ I_4 = Bx_4 a_0 a_1 a_2 (1 - a_3), \\ I_5 = Bx_5 a_0 a_1 (1 - a_2) \end{cases} \quad (35)$$

относительно  $a_1, a_3$ .

В рамках используемого известными методами предположения, что  $g_\pi(r) = \text{const}$  или медленно изменяется от точки к точке, решение системы уравнений (35) имеет вид

$$T(r_3, r_4) = \sqrt{\frac{(I_4 - I_3 I_5 / I_1)}{(I_4 - I_3) \cdot (I_5 / I_1)}}. \quad (36)$$

Таким образом, с помощью выражения (36) можно также осуществлять интегральную калибровку в методах восстановления оптических характеристик, предполагающих постоянство лидарного отношения по исследуемой трассе. В то же время (36) можно применять при определении прозрачности по глассаде, так как полученное только что выражение устойчиво к границам раздела сред на участке  $[r_3, r_4]$ .

Все полученные выше алгоритмы (во всех трёх вариантах) как для локальной, так и для интегральной калибровки не содержат аппаратных констант и не зависят от энергии зондирующих импульсов. Это в свою очередь означает устойчивость алгоритмов к разбросу энергии зондирующих импульсов от одной посылки к другой, отсутствие необходимости абсолютной калибровки системы, исключение погрешности определения аппаратных констант. Более того, работоспособность алгоритмов получения опорных (калибровочных) значений по вариантам 2, 3 не нарушается и при резком перепаде в значениях оптических характеристик на границах раздела сред. Например, для сложных рассеивающих сред типа «атмосфера–промышленный выброс–атмосфера», «атмосфера–водная среда», «атмосфера–облачность» и т. п.

Таким образом, как видно из вышеизложенного, практически для любой атмосферной и гидросферной ситуации можно выбрать алгоритм определения опорного (калибровочного) значения оптической характеристики из измеряемого сигнала обратного рассеяния и исключить нежелательные дополнительные независимые измерения калибровочных значений  $T$  или  $\varepsilon$ . При этом используется тот сигнал обратного рассеяния, который измеряется для определения оптических характеристик по исследуемой трассе.

## 6 Определение микрофизических характеристик атмосферы

Относительно недавно был предложен новый подход к решению обратной задачи оптики рассеивающих сред на основе установления регрессионных соотношений между определяемыми параметрами и измеряемыми оптическими характеристиками. Регрессионный подход к решению обратных задач оптики аэродисперсных сред начал развиваться в работах [30–38]. Методы измерений, основанные на данном подходе, позволяют использовать произвольную математическую модель рассеивающей среды и, наряду с простотой, обладают такими важными достоинствами, как экспрессность и оперативность обработки измерительной информации. При этом следует отметить, что в [30–38] интерпретация измерительной информации основана на установлении регрессионных соотношений между измеряемыми спектральными и угловыми оптическими характеристиками (ОХ) и их определяемыми микрофизическими параметрами (МФП) для сфер или сфероидов.

Теоретические и экспериментальные исследования, а также анализ литературных данных показывают, что связь коэффициента рассеяния с массовой концентрацией аэрозоля проявляется статистически [12]. Причём для однотипного аэрозоля коэффициент корреляции увеличивается, а для аэрозоля от разнородных источников уменьшается. Очевидно, что в каждом конкретном случае должны учитываться специфика аэрозоля, присущего данной местности, и метеорологические условия региона. Поэтому создание

средств контроля должно сопровождаться исследованием оптических и микрофизических свойств аэрозоля, характерных для района, в котором они устанавливаются.

Таким образом, и установление регрессионных соотношений между определяемыми параметрами и измеряемыми оптическими характеристиками требует учитывать как характер рассеивающей среды, так и её измеряемые параметры, что, в свою очередь, предполагает планирование эксперимента.

### ***Планирование эксперимента***

Систематические измерения различных параметров аэрозолей, как в натуральных, так и в лабораторных условиях ведутся рядом научных коллективов десятилетия. Получено огромное количество экспериментального материала, выявлены многочисленные статистические зависимости между различными аэрозольными характеристиками. Однако получение надёжных данных для требуемых практикой и научными задачами аэрозольных параметров в большинстве случаев продолжает оставаться проблематичным: аэрозоли чрезвычайно разнообразны и изменчивы по микроструктуре и физико-химическим свойствам, проведение микрофизических измерений требует больших временных затрат, использования дорогостоящих приборов и систем. Косвенные методы определения микрофизических параметров аэрозоля (МФП) требуют измерения его оптических характеристик (ОХ), использования априорной информации при интерпретации результатов измерений и её адекватности конкретной атмосферной ситуации, что далеко не всегда выполнимо.

Априорная информация может быть сформирована в виде общей микрофизической модели, содержащей основные сведения об исследуемых аэрозолях и позволяющей варьировать её характеристики во всём диапазоне возможных изменений. При этом важнейшим является вопрос о возможности отражения этих изменений в измеряемых оптических характеристиках, то есть вопрос об информативности оптических измерений и о том, какие микрофизические параметры аэрозоля могут быть в принципе получены с использованием существующих измерительных систем. Для планирования различных аэрозольных оптических измерений необходимо также решать задачу выбора набора измеряемых ОХ для определения конкретных МФП аэрозоля и оценки потенциальной точности определения последних.

Решение задач оценок информативности исходных оптических измерений предлагается путём получения ансамбля реализаций оптических и микрофизических характеристик рассеивающей среды с использованием априорной информации содержащейся в [39–42].

Данный ансамбль может быть получен при наличии достаточного большого объёма экспериментальных данных по одновременным оптическим и микрофизическим измерениям. Однако проведение комплекса оптических и микрофизических измерений в полном объёме в атмосфере практически не осуществимо и, к тому же, не наблюдается достаточного соответствия оптических и микрофизических данных ввиду сложности интерпретации оптических характеристик относительно микрофизических.

Другой подход основывается на экспериментальных сведениях о возможных реальных вариациях микрофизических параметров частиц и последующем расчете необходимых оптических характеристик с «отсеиванием» тех реализаций, которые соответствуют не встречающимся в действительности значениям расчетных оптических и задаваемых микрофизических параметров среды [12]. Преимуществом такого подхода является возможность получения расчётных данных практически обо всех необходимых оптических параметрах аэрозоля в любом спектральном и угловом диапазонах. Далее рассчитываются ковариационные матрицы оптических и микрофизических характеристик —  $D_{xx}$  и  $D_{yy}$  соответственно, и кроссковариационная матрица  $D_{xy}$  между этими

характеристиками [43]. Используя данные матрицы, можно оценивать погрешности восстановления МФП с использованием метода линейных регрессий:

$$\mathbf{x} = \bar{\mathbf{x}} + \mathbf{D}_{xy} (\mathbf{D}_{yy} + \mathbf{I} \delta^2)^{-1} (\mathbf{y} - \bar{\mathbf{y}}), \quad (37)$$

где  $\mathbf{x}$  — вектор искоемых МФП,  $\mathbf{y}$  — вектор измерений ОХ,  $\mathbf{I}$  — единичная матрица,  $\delta$  — погрешность измерения ОХ. Влияние имеющейся априорной информации на точность интерпретации данных оптических измерений (сопутствующих микрофизических измерений) можно учитывать путём добавления в вектор  $\mathbf{y}$  компонент, соответствующих измеряемым МФП [43].

Выражение (37) используется в численных экспериментах по замкнутой схеме для восстановления МФП для множества реализаций параметров модели. Для каждой реализации по регрессионной формуле (37) для заданного набора измеряемых оптических характеристик  $Y$ , с учётом добавления в их расчётные значения заданных погрешностей измерения, рассчитываются значения МФП которые сравниваются с их заданными значениями. После перебора всех реализаций вычисляются средние погрешности восстановления МФП.

Данный подход позволяет ранжировать измерения по информативности, решать задачи выбора конкретного набора измерений и оценки их требуемых точностей для определения конкретного МФП, а также оценивать потенциальную точность восстановления МФП с учётом особенностей реальной аппаратуры и имеющейся априорной информации.

Разработан программный пакет для анализа информативности оптических измерений различных типов аэрозоля (континентальный — фоновый и городской; морской; дымовой и пылевой), основанный на вышеизложенных принципах [44]. Универсальность программы обеспечивается возможностью рассмотрения любых комбинаций аэрозольных ОХ, реально осуществляемых на практике. В качестве указанных характеристик рассматривались: объёмные коэффициенты ослабления, обратного рассеяния, направленного рассеяния и степень линейной поляризации при рассеянии. Причём указанные характеристики могут измеряться в любой области спектрального диапазона от 0,3 до 15 мкм, как на конкретных длинах волн, так и в заданных спектральных диапазонах. Для индикатрисы и степени поляризации могут быть выбраны любые углы или диапазоны углов. Задавая конкретные измерения, включая их точность, пользователь получает коэффициенты регрессионных соотношений между измеряемыми ОХ и определяемыми МФП аэрозоля и оценки потенциальной точности восстановления последних из оптических измерений, на основе которых можно делать выводы о требованиях к измерениям ОХ.

Для получения указанных регрессий используется база данных, включающая: 1) ансамбли МФП для основных типов (моделей) аэрозолей с использованием известных экспериментальных данных; 2) результаты расчётов ОХ и интегральных МФП для данных ансамблей.

В используемом пакете оптические характеристики аэрозоля рассчитываются в приближении сферических частиц по известным формулам Ми [45–47]. Такое упрощение обусловлено несколькими причинами. Во-первых, объём экспериментальных данных по форме и внутренней структуре аэрозольных частиц явно недостаточен для построения соответствующих реальности моделей. Во-вторых, методики и алгоритмы расчёта оптических характеристик несферических и неоднородных рассеивателей громоздки и имеют лишь ограниченную область применимости. Однако, для хаотически ориентированных сфероидов и цилиндров с умеренным параметром формы  $k$  (от 0,5 до 2,0) возникающая при замене разница укладывается в несколько процентов. Отметим

также, что для несферических частиц эквивалентные по площади и по объёму радиусы не совпадают, однако для умеренно вытянутых (сплюснутых) сфероидов и цилиндров (с параметром асимметрии  $0,5 \leq \kappa \leq 2$ ) эта разница не превышает 5 %, что позволяет рассчитывать объёмную концентрацию, не учитывая форму частиц. В [42] также отмечается, что использование  $\varepsilon_a(\lambda)$  вместо  $\sigma_{pa}(\lambda)$  имеет существенные преимущества при решении обратных задач лазерного зондирования атмосферы в случае несферического аэрозоля вследствие их меньшей чувствительности к форме данных частиц.

Для численного моделирования в отмеченном выше программном пакете вариаций оптических аэрозольных характеристик за исходную выбрана модель [41]. В основе данной модели лежит идея блочного моделирования: оптические характеристики аэрозолей получаются как сумма характеристик различных фракций. В [48] констатируется, что по данным экспериментальных измерений в приземном слое всегда присутствуют частицы трех основных фракций с модальными радиусами  $r_{m1} \cong 0,02 \div 0,04$  мкм,  $r_{m2} \cong 0,1 \div 0,3$  мкм,  $r_{m3} \cong 1 \div 4$  мкм, где  $i = 1$  соответствует аэрозолям естественного конденсационного происхождения, 2 — фотохимическим аэрозолям, в основном антропогенного происхождения, 3 — аэрозолям дисперсного происхождения. Реальные микрофизические данные для этих фракций в получены на основе обобщения многочисленных экспериментальных измерений, что является основным достоинством модели, определившим её выбор. В частности, в [41] приведены результаты сравнения коэффициентов аэрозольного ослабления, выдаваемых моделью, с данными реальных натурных измерений и показано их хорошее совпадение (с точностью 10–15 % в видимой и ближней ИК областях спектра). Причем важно, что совпадение имеет место для измерений, проведенных в различных местах, что говорит о достаточной универсальности модели.

В исходной версии [41] модель представлена как готовая оптическая модель, позволяющая непосредственно (без расчётов по теории Ми) получать аэрозольные оптические характеристики как функции всего двух параметров — метеорологической дальности видимости и относительной влажности воздуха. Однако для установления корреляционных связей между измеряемыми и определяемыми характеристиками исследуемой среды необходима микрофизическая часть модели, также приведенная в [41], плюс модель вариаций микрофизических параметров.

Модель определяется пятнадцатью микрофизическими параметрами (по пять для каждой из трёх фракции: вещественная и мнимая части комплексного показателя преломления, модальный радиус и полуширина функции распределения частиц по размерам, счётная концентрация частиц фракции). Таким образом, для превращения её в статистическую, необходимо задать модели вариаций указанных пятнадцати параметров, считая эти вариации независимыми друг от друга. Приписав параметрам модели свойства случайных величин с равномерными распределениями, требующими лишь указания диапазона возможных вариаций параметров, модель [41] преобразована в статистическую [12]. При каждом конкретном акте её использования по известным правилам моделирования равномерно распределённых случайных величин для каждого из 15 параметров получают конкретные значения, по которым затем рассчитываются требуемые оптические аэрозольные характеристики. Однако при получении выборки микрофизических параметров модели путём их случайных вариаций в заданных диапазонах могут получаться физически абсурдные (не встречающиеся в действительности) значения как оптических, так и некоторых интегральных микрофизических характеристик, например, аномальные значения объёмных концентраций, эффективных размеров  $r_{32}$ , лидарного отношения, коэффициента

ослабления, его спектрального хода и т. д. Чтобы «отфильтровать» выборку, т. е. исключить нефизичные комбинации микрофизических параметров, накладывались ограничения на значения [12]:

- 1) коэффициента ослабления —  $0,005 \leq \varepsilon(0,55 \text{ мкм}) \leq 1 \text{ км}^{-1}$ ;
- 2) отношения коэффициентов обратного рассеяния —  $0,7 \leq \sigma_{\pi}(0,55)/\sigma_{\pi}(1,02) \leq 2,5$ ;
- 3) лидарного отношения —  $20 \leq \varepsilon(0,55)/\sigma_{\pi}(0,55) \leq 100 \text{ ср}$ ;
- 4) параметра Ангстрема — 
$$v = \frac{\ln \varepsilon(\lambda_1) - \ln \varepsilon(\lambda_2)}{\ln \lambda_2 - \ln \lambda_1}, \quad 0,7 \leq v \leq 2,2;$$
- 5) эффективного размера частиц 
$$r_{32} = \frac{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^3 \frac{dN(r)}{d \ln r} d \ln r}{\int_{r_{\min}}^{r_{\max}} r^2 \frac{dN(r)}{d \ln r} d \ln r},$$
  
 $0,1 \leq r_{32} \leq 1$ ;
- 6) отношения объёмных концентраций «крупных» (дисперсионного происхождения) и «мелких» (конденсационного происхождения) частиц — 
$$0,05 \leq C_{V3} / \sum_{i=1}^2 C_{Vi} \leq 20$$

Данные ограничения выбраны на основании анализа литературных, систематизированных в [49–50], и данных сети глобального мониторинга на основе сканирующих солнечных фотометров AERONET.

Таким образом, варьируя микрофизические параметры модели (эффективные размеры и полуширины функций распределения по размерам, комплексные показатели преломления частиц аэрозольных фракций и их концентрации) и рассчитывая соответствующие им оптические характеристики, можно получить необходимый объём расчётного материала по оптическим и микрофизическим характеристикам аэрозоля и отследить наличие или отсутствие устойчивых корреляций между ними.

## 7 Примеры использования регрессионного подхода в методах определения оптических характеристик аэрозолей

Как отмечено выше, интерпретация измерительной информации относительно оптических характеристик атмосферы требует знания опорных (локальных или интегральных) значений. Рассмотрим возможность установления локальных опорных значений (коэффициентов ослабления) с использованием регрессионного подхода.

Будем считать, что в составе аэрозоля присутствуют частицы трёх основных фракций – мелко-, средне- и грубодисперсной, для обозначения которых в дальнейшем используются индексы  $j = 1, 2, 3$  соответственно. Каждая фракция характеризуется концентрацией

частиц в единице объёма  $N_j$ , комплексным показателем преломления  $m_j = n_j + i\chi_j$  и нормированной на единицу функцией распределения частиц по размерам  $f_j(r)$ . Зная длину волны света  $\lambda$ , можно по известным формулам Ми вычислить объёмные коэффициенты ослабления и направленного рассеяния [46]:

$$\begin{aligned}\varepsilon_a(\lambda) &= \pi \sum_{i=1}^3 N_j \int_0^{\infty} K_\varepsilon(m_j, a, \lambda) a^2 f_j(a) da, \\ \beta_{\theta a}(\lambda) &= \pi \sum_{i=1}^3 N_j \int_0^{\infty} K_\theta(m_j, a, \lambda) a^2 f_j(a) da,\end{aligned}\quad (38)$$

где  $K_\varepsilon(m_j, a, \lambda)$  и  $K_\theta(m_j, a, \lambda)$  — факторы эффективности ослабления и рассеяния излучения под углом  $\theta$  частицей с радиусом  $a$ .

Таким образом, задача определения спектральных значений коэффициента ослабления сводится к задаче получения регрессионных соотношений между  $\varepsilon_a(\lambda)$  и  $\beta_{\theta a}(\lambda)$ , величины которых рассчитываются по формулам (38). Несмотря на то, что задача установления подобных взаимосвязей и их статистического обоснования давно привлекает внимание исследователей, объём экспериментальных данных по связи между коэффициентом ослабления и коэффициентом рассеяния под углом явно недостаточен для выбора наиболее оптимальной регрессионной зависимости между указанными характеристиками. Поэтому, ввиду сложности и неопределённости в выборе данной взаимосвязи нами использовалась линейная регрессия. Для широко используемого в зондировании атмосферы Nd:YAG- лазера с тремя длинами волн уравнение множественной регрессии имеет вид:

$$\lg \varepsilon_a(\lambda_i) = c_{i0} + \sum_{k=1}^3 c_{ik} \cdot \lg \beta_{\theta a}(\lambda_k), \quad (39)$$

в котором используются логарифмы величин  $\varepsilon_a$ ,  $\beta_{\theta a}$ , т. к. в этом случае мы имеем дело с числами одного порядка, а абсолютная ошибка логарифма даёт оценку относительной ошибки самой величины. Численные значения коэффициентов  $c_{ik}$  определяются на основе используемой выборки  $\varepsilon_a(\lambda)$  и  $\beta_{\theta a}(\lambda)$  методом наименьших квадратов:

$$\min \sum_{n=1}^S \left[ \lg \varepsilon_a^n(\lambda_i) - c_{i0} - \sum_{k=1}^3 c_{ik} \cdot \lg \beta_{\theta a}^n(\lambda_k) \right]^2, \quad (40)$$

где  $n = 1, 2, \dots, S$  — номер реализации микрофизических параметров аэрозоля, с соответствующими им оптическими характеристиками  $\varepsilon_a^n(\lambda_i)$  и  $\beta_{\theta a}^n(\lambda_i)$ ;  $S$  — объём выборки;  $\lambda_1 = 355$ ;  $\lambda_2 = 532$  и  $\lambda_3 = 1064$  нм.

Для получения ансамбля расчётных данных, состоящего из  $S = 1500$  реализаций  $\varepsilon_a(\lambda)$  и  $\beta_{\theta a}(\lambda)$ , использовалась описанная выше модель аэрозоля. Реальные микрофизические данные для аэрозольных фракций получены на основе обобщения многочисленных экспериментальных измерений, что является основным достоинством модели, определившим её выбор.

Ансамбль расчётных данных  $\varepsilon_a(\lambda)$  и  $\beta_{\theta a}(\lambda)$  получен путем независимых равномерных вариаций параметров модели  $S_m$  и  $q$  в диапазонах 5...70 км и 10...99 % соответственно.

С целью выбора оптимального угла приёма рассеянного излучения (в плане точности получения значений  $\varepsilon(\lambda_i)$ ) проведён расчёт средней по выборке значений  $\varepsilon_a^n(\lambda_i)$  и  $\beta_{\theta a}^n(\lambda_k)$  погрешности определения  $\varepsilon_a(\lambda_i)$  ( $i = 1, 2, 3$ ) из уравнения (39) для углов в диапазоне  $\theta = 1^\circ \div 180^\circ$  при наложении на значения  $\beta_{\theta a}(\lambda_i)$  случайного разброса  $\delta\beta$  в

пределах 2,5 % (что учитывает чувствительность соответствующих регрессионных уравнений к погрешностям измерения  $\beta_{\theta a}(\lambda_i)$ ):

$$\delta \varepsilon_a(\theta) = \frac{1}{S} \sum_{n=1}^S \left[ \sum_{i=1}^3 \frac{1}{\varepsilon_a^n(\lambda_i)} \left| \varepsilon_a^n(\lambda_i) - c_{i0} - \sum_{k=1}^3 c_{ik} \cdot (\beta_{\theta a}^n(\lambda_k) \pm \delta \beta) \right| \right] \quad (41)$$

При каждом  $\theta$  коэффициенты  $c_{ik}$  определялись методом наименьших квадратов (40). Анализ зависимости  $\delta \varepsilon_a(\theta)$  показывает, что наименьшие погрешности определения  $\varepsilon_a(\lambda_i)$  ( $i = 1, 2, 3$ ) соответствуют углу  $\theta = 33^\circ$ . Коэффициенты уравнения множественной регрессии (39) для  $\varepsilon_a(\lambda_i)$  и  $\beta_{\theta a}(\lambda_i)$  под указанным углом приведены в таблице.

О точности определения  $\varepsilon_a(\lambda_i)$  из спектральных значений коэффициента рассеяния под углом  $33^\circ$  можно судить по гистограммам погрешностей

$$\delta \varepsilon_a(\lambda_i) = \frac{|\varepsilon_a(\lambda_i) - \varepsilon_a^*(\lambda_i)|}{\varepsilon_a(\lambda_i)}, \quad (42)$$

где  $\varepsilon_a(\lambda_i)$  и  $\varepsilon_a^*(\lambda_i)$  – соответственно точное и полученное с использованием регрессионного уравнения (39) значения аэрозольного коэффициента ослабления.

Таблица

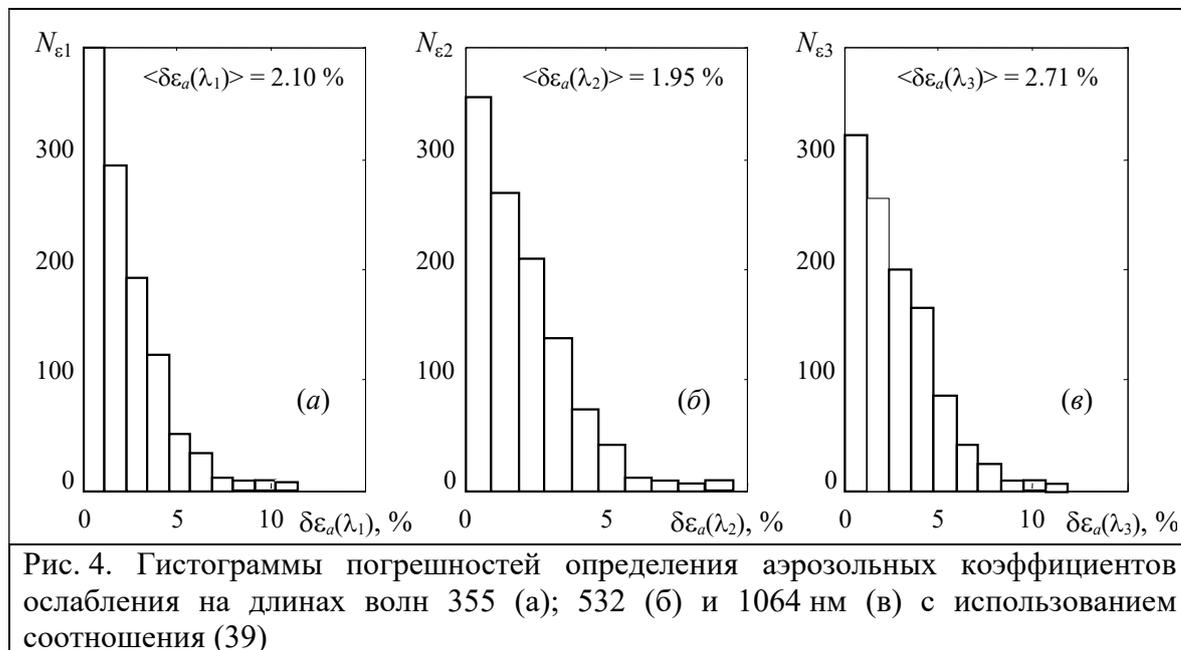
Коэффициенты уравнения множественной регрессии (39) для спектральных значений коэффициентов аэрозольного ослабления и рассеяния под углом  $33^\circ$

Определяемая характеристика	$c_{i0}$	$c_{i1}$	$c_{i2}$	$c_{i3}$
$\varepsilon_a(\lambda_1), \text{км}^{-1}$	0.8051	0.5414	0.1446	0.3132
$\varepsilon_a(\lambda_2), \text{км}^{-1}$	0.7851	0.0240	0.5190	0.4662
$\varepsilon_a(\lambda_3), \text{км}^{-1}$	0.7533	0.1392	-0.2836	1.1823

Данные гистограммы, полученные в рамках используемой модели для выборки  $\varepsilon_a^n(\lambda_i)$  и  $\beta_{\theta a}^n(\lambda_k)$  ( $n = 1, \dots, S = 1500$ ), представлены на рис. 4, где  $N_{ei}$  – число реализаций комплекса микрофизических параметров модели при которых получены погрешности  $\delta \varepsilon_a(\lambda_i)$ ,  $i = 1, 2, 3$  соответствует длинам волн 355, 532 и 1064 нм. На рисунках также указаны значения средних по выборке погрешностей  $\langle \delta \varepsilon_a(\lambda_i) \rangle$ . Гистограммы получены с учетом 2,5 % погрешностей измерения  $\beta_{\theta a}(\lambda_i)$ . Такие погрешности легко достигаются с использованием разработанного нефелометра-прозрачномера [51], исключаяющего влияния загрязнения оптики, изменения аппаратурных констант и мощности излучателя в процессе эксплуатации на результат измерения  $\beta_{\theta a}(\lambda_i)$ . При этом, как видно из рисунка, ошибки определения  $\varepsilon_a(\lambda_i)$  не превышают (или превышают несущественно) суммарную погрешность измерения  $\beta_{\theta a}(\lambda_i)$ , равную 7,5 %, что свидетельствует о слабой чувствительности регрессионных уравнений к ошибкам  $\delta \beta_{\theta a}(\lambda_i)$ .

Таким образом, измеряя коэффициенты рассеяния под углом  $33^\circ$  можно определять значения коэффициента ослабления. При этом важно отметить, что определять опорные значения  $\varepsilon_a(\lambda_i)$  через измеряемые значения коэффициентов рассеяния можно непосредственно на пути прохождения зондирующего импульса, т. е. на исследуемой

трассе зондирования. Для этого следует организовать измерение рассеянных под углами  $33^\circ$  сигналов, разместив в непосредственной близости от лидара дополнительные фотоприёмные устройства.



## 8 Примеры использования регрессионного подхода в методах определения микрофизических характеристик аэрозолей

### Спектронефелометр

Проведён анализ информативности данных поляризационного спектронефелометра, использованного в исследованиях микрофизических параметров континентального аэрозоля [52–54]. Проводились измерения коэффициента направленного рассеяния под углом  $45^\circ$  на трёх длинах волн полупроводниковых лазерных источников (0,41; 0,63 и 0,98 мкм) и его ортогональных поляризационных составляющих под углом  $90^\circ$  на двух длинах волн (0,41 и 0,63 мкм) с погрешностями  $\sim 10\%$ .

Проведённые с использованием программного пакета [44] расчёты для только что указанных данных показывают [12], что оптические измерения оказываются весьма информативными относительно восстановления параметров субмикронной фракции (с погрешностями примерно 24; 8 и 10 % соответственно для счётной  $N$ , объёмной  $C_V$  концентраций и эффективного размера частиц  $r_{eff}$ ). Это легко объяснимо физически, т. к. известен факт максимально сильного взаимодействия с излучением частиц в диапазоне размеров, близких к длине волны. Для грубодисперсных фракций погрешности восстановления параметров  $N$ ,  $C_V$  и  $r_{eff}$  составляют соответственно 44; 45; 16 %. Из приведённых оценок следует, что погрешность восстановления полной счётной концентрации аэрозольных частиц практически соответствует её априорному разбросу.

С высокой точностью восстанавливается вещественная часть комплексного показателя преломления (КПП) всех трёх фракций аэрозоля (с погрешностями примерно 1,8 % для мелко- и среднедисперсной фракций, и 2,8 % для грубодисперсной). Мнимая же часть КПП восстанавливается хуже (погрешность порядка 50 %), что объясняется существенно более слабой зависимостью от неё параметров аэрозольного рассеяния в видимом

диапазоне спектра (ввиду малости мнимой части КПП основных аэрозольных веществ, за исключением сажи).

### AERONET

Регрессионные уравнения между измеряемыми ОХ и отмеченными выше микрофизическими параметрами: действительная часть комплексных показателей преломления и эффективные размеры частиц трех аэрозольных фракций; счетная и объемная концентрации частиц средне- и грубодисперсной фракций опробованы на массиве экспериментального и расчётного материала AERONET. Поскольку оптические характеристики, получаемые на станциях AERONET на основе измерений угловой зависимости яркости неба, являются интегральными по всему слою атмосферы, то имеет смысл проводить сравнение лишь для независящих от полной концентрации частиц аэрозоля параметров и работать с безразмерными комбинациями оптических характеристик (например, с отношениям спектральных значений коэффициентов рассеяния под углами –  $\sigma_{45(0,41)}/\sigma_{45(0,63)}$ ;  $\sigma_{45(0,63)}/\sigma_{45(0,98)}$ ;  $\sigma_{90(0,41)}/\sigma_{90(0,63)}$ ). Сравнение производилось по следующим микрофизическим параметрам: относительное содержание «мелких» частиц в объёме аэрозоля  $V_f/V_t$  и эффективный размер частиц

$$r_{eff} = \int_{r_{min}}^{r_{max}} r^3 \frac{dN}{d \ln r} d \ln r \bigg/ \int_{r_{min}}^{r_{max}} r^2 \frac{dN}{d \ln r} d \ln r$$

. Регрессионные уравнения для этих параметров, полученные с использованием вышеописанного программного пакета, имеют вид [12]:

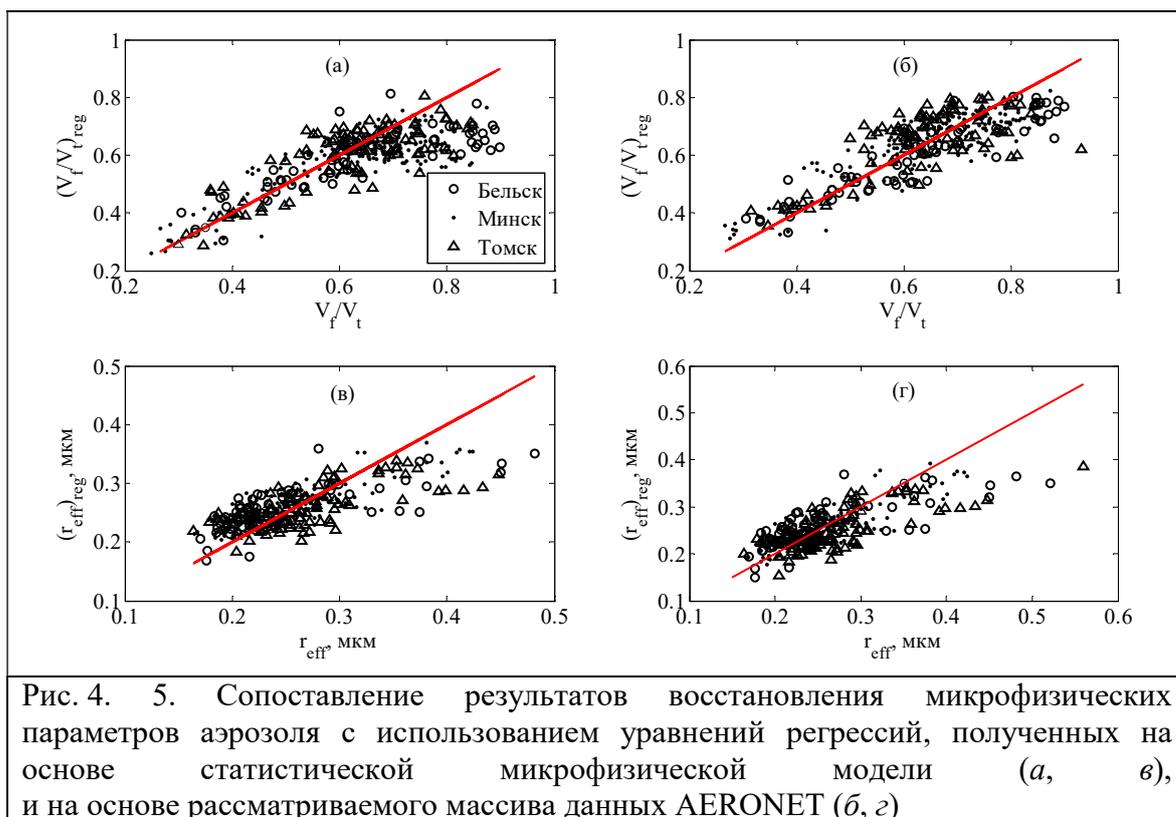
$$\frac{V_f}{V_t} = -0,462 + 0,1279 \frac{\sigma_{45(0,41)}}{\sigma_{45(0,63)}} + 0,382 \frac{\sigma_{45(0,63)}}{\sigma_{45(0,98)}} - 0,0175 \frac{\sigma_{90(0,41)}}{\sigma_{90(0,63)}}$$

,

$$r_{eff} = 0,721 - 0,1127 \frac{\sigma_{45(0,41)}}{\sigma_{45(0,63)}} - 0,1037 \frac{\sigma_{45(0,63)}}{\sigma_{45(0,98)}} - 0,048 \frac{\sigma_{90(0,41)}}{\sigma_{90(0,63)}} \quad (43)$$

На рис. 5,а, в представлены результаты восстановления  $V_f/V_t$  и  $r_{eff}$  с использованием данных уравнений по оптическим характеристикам, полученным на следующих станциях AERONET: г. Минск, г. Томск (городской аэрозоль) и г. Бельск (аэрозоль, ввиду малой антропогенной нагрузки региона, близок по своим физико-химическим свойствам к фоновому).

Для сравнения на рис. 5,б,г показаны результаты восстановления данных параметров с использованием уравнений регрессий, полученных для массива данных, взятых из AERONET. Из рисунков видно хорошее соответствие результатов — средние погрешности восстановления параметров  $V_f/V_t$  и  $r_{eff}$  составляют, соответственно, 12,7; 12,3 % при использовании уравнений (40) и 11,2; 10,5 % при использовании уравнений, полученных по выборке характеристик аэрозоля из AERONET. Данные результаты подтверждают достоверность точностных оценок и уравнений регрессии, получаемых на основе численных расчётов.



### Nd:YAG-лазер

Для восстановления микрофизических параметров атмосферного аэрозоля из значений его оптических характеристик на трёх длинах волн Nd:YAG-лазера получены регрессионные зависимости между спектральными коэффициентами ослабления  $\varepsilon_a(\lambda)$ , коэффициентами обратного рассеяния  $\beta_{pa}(\lambda)$  и интегральными микрофизическими параметрами трёхфракционных атмосферных аэрозолей: В качестве интегральных микрофизических параметров рассматривались объёмные концентрации аэрозольных фракций –  $C_{Vi}$  ( $\text{мм}^3/\text{м}^3$ ),  $i = 1, 2, 3$ . Данные зависимости получались следующим образом [55]:

1) случайным образом задавалось  $10^3$  модельных состояний аэрозольных фракций, характеризующихся параметрами их функций распределения по размерам

$$f(r) = ar^{-\nu} \exp\left(-b\frac{1}{r^\gamma}\right), \text{ при } \nu = 6 \pm 0.6 \text{ и } \gamma = 1 \pm 0.1,$$

где  $a$  – нормировочный множитель,  $b = \nu r_m^\gamma / \gamma$ ,  $r_m$  – модальный (наивероятнейший) радиус частиц, комплексными показателями преломления  $m_i(\lambda, q)$  и счётными концентрациями  $N_i$  из вышеуказанных диапазонов;

2) при каждой комбинации микрофизических параметров аэрозоля по теории Ми рассчитывались  $\varepsilon_a(\lambda)$  и  $\beta_{pa}(\lambda)$ , а также соответствующие им интегральные микрофизические параметры, и по стандартным формулам математической статистики проводился расчёт коэффициентов корреляции в спектральном диапазоне  $0.3 \leq \lambda \leq 1.5$  мкм:

Уравнения связи для  $C_{Vi}$  и  $\varepsilon_a(\lambda_j)$ ,  $\beta_{pa}(\lambda_j)$  в матричном виде [43], удобном при автоматизированной обработке данных оптических измерений, представлены как :

$$\mathbf{C}_V = \mathbf{A} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}, \quad (44)$$

$$C_V = B \cdot \beta_\pi, \quad (45)$$

где  $C_V = (\lg C_{V1} \lg C_{V2} \lg C_{V3})^T$ ,  $\varepsilon = (1 \lg \varepsilon_a(\lambda_1) \lg \varepsilon_a(\lambda_2) \lg \varepsilon_a(\lambda_3))^T$  и  $\beta_\pi = (1 \lg \beta_{\pi a}(\lambda_1) \lg \beta_{\pi a}(\lambda_2) \lg \beta_{\pi a}(\lambda_3))^T$  —

векторы с элементами, соответствующими объёмным концентрациям трёх фракций аэрозоля, спектральным значениям коэффициентов ослабления и обратного рассеяния;

$$A = (a_{ij}) = \begin{bmatrix} -1.527 & 3.706 & -2.523 & -0.210 \\ -0.713 & -0.896 & 0.982 & 0.764 \\ -0.134 & 2.596 & -4.522 & 3.207 \end{bmatrix},$$

$$B = (b_{ij}) = \begin{bmatrix} -0.639 & 3.327 & -3.639 & 0.913 \\ 0.156 & 1.513 & -0.608 & 0.054 \\ 0.793 & 1.231 & -3.204 & 2.882 \end{bmatrix}.$$

матрицы вариационных коэффициентов, полученных методом наименьших квадратов для выборки модельных оптико-микрофизических параметров аэрозоля:

$$\begin{aligned} \min_{(a_{ij})} \sum_{n=1}^S \left[ C_{Vi}^{(n)} - \sum_{j=1}^3 a_{ij} \varepsilon^{(n)}(\lambda_j) \right]^2, \\ \min_{(b_{ij})} \sum_{n=1}^S \left[ C_{Vi}^{(n)} - \sum_{j=1}^3 b_{ij} \beta_{\pi a}^{(n)}(\lambda_j) \right]^2. \end{aligned} \quad (33)$$

Объём используемой выборки  $S$  составлял  $\sim 10^3$  состояний аэрозоля, что является вполне достаточным для получения статистически значимых результатов. Так увеличение объёма выборки с  $10^3$  до  $1,5 \cdot 10^3$  состояний приводит к изменению коэффициентов в регрессионных уравнениях на доли процента.

Уравнения (44) и (45) использовались в численных экспериментах по замкнутой схеме для восстановления объёмных концентраций частиц фракций атмосферного аэрозоля для 1500 реализаций его состояния. Для каждой реализации по регрессионным формулам (44) и (45) (с учётом добавления в расчётные значения оптических характеристик случайных погрешностей измерения 10 %), рассчитывались значения  $C_{Vi}$  которые сравнивались с «точными» значениями. После перебора всех реализаций вычислялись среднеквадратичные по ансамблю характеристик погрешности восстановления

$$\langle \delta C_{Vi} \rangle = \frac{1}{S} \sum_{n=1}^S \delta C_{Vi}^{(k)}$$

Как следует из результатов расчёта погрешностей, спектральные значения  $\varepsilon_a(\lambda_j)$  более информативны относительно объёмных концентраций мелко- и среднedisперсной фракций аэрозоля (ввиду меньших значений  $\langle \delta C_{V1} \rangle$  и  $\langle \delta C_{V2} \rangle$  ( $\sim 25\%$ ) по сравнению с  $\langle \delta C_{V3} \rangle$ ). Несмотря на то, что при некоторых комбинациях параметров микроструктуры аэрозоля  $C_{V1}$  и  $C_{V2}$  могут определяться со значительными

погрешностями, средние погрешности  $\langle \delta C_{11} \rangle$  и  $\langle \delta C_{12} \rangle$  не превышают суммы погрешностей задания  $\varepsilon_a(\lambda_j)$  на 3-х  $\lambda_j$  (~ 30 %). Для грубодисперсной фракции погрешности несколько больше. Значения же  $\beta_{\pi a}(\lambda_j)$ , напротив, содержат больше информации о  $C_{13}$ . В этом отношении данные об  $\varepsilon_a(\lambda_j)$  и  $\beta_{\pi a}(\lambda_j)$  являются взаимодополняющими при определении фракционных концентраций аэрозоля.

## 9 Заключение

Рассмотренные выше результаты показывают возможности интерпретации измерительной информации в оптико–физических измерениях аэродисперсных сред (атмосферы, водные среды). Обозначены проблемы обработки сигналов обратного рассеяния в лазерно–локационных измерениях атмосферы относительно её оптических и микрофизических характеристик. Отмечено, что в данных измерениях интерпретация измерительной информации относительно оптических характеристик требует использования априорной информации (опорных значений определяемых параметров и индикатрисы обратного рассеяния  $g_{\pi a}$ ) и допущений об исследуемой среде ( $g_{\pi a} = \text{const}$  по всей трассе зондирования или мало изменяющаяся). Показаны возможности: повышения точности известных методов: за счёт исключения «краевого эффект» в методе асимптотического сигнала; коррекции регистрируемых сигналов на степень изменения качественного состава среды; установления опорных значений (локальных, интегральных) из самих измеряемых сигналов.

Для локационных и базисных методов рассмотрены и оценены возможности регрессионного подхода в решении обратных задач оптики рассеивающих сред как при интерпретации сигналов обратного рассеяния относительно оптических характеристик атмосферы, так и определении микрофизических параметров из измеряемых оптических характеристик. Оценки проводились как для результатов, полученных экспериментально, так и путём численного моделирования.

## Конфликт интересов

Автор статьи заявляет, что у него нет конфликта интересов по материалам данной статьи с третьими лицами, на момент подачи статьи в редакцию журнала, и ему ничего не известно о возможных конфликтах интересов в настоящем со стороны третьих лиц.

## Список литературы

1. Манойлов В. Е. и др. Приборы контроля окружающей среды. М.: Атомиздат, 1980. 215 с.
2. Привалов В. Е., Фотиади А. Э., Шеманин В. Г. Лазеры и экологический мониторинг атмосферы. СПб.: Изд. Лань. 2012. 288 с.
3. Кугейко М. М. Лазерные системы (в условиях априорной неопределенности). Минск: БГУ, 1999. 196 с.
4. Кугейко М. М., Оношко Д. М. Теория и методы оптико–физической диагностики неоднородных рассеивающих сред. Минск: БГУ, 2003. 186 с.
5. Кугейко М. М. О «бескалибровочных» оптико-физических измерениях // Измерительная техника. 1997. № 9. С. 35–38.
6. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. М: Сов. радио, 1970. 495 с.

7. Захаров В. М., Костко О. К. Метеорологическая лазерная локация, Л.: Гидрометеиздат, 1997. 222 с.
8. Кугейко М. М. Лазерная диагностика и спектроскопия. Минск: БГУ, 2002. 276 с.
9. Зуев В. Е. [и др.]. Лазерное зондирование промышленных аэрозолей. Новосибирск: Наука, 1986. 192 с.
10. Кугейко М. М. Лазерная диагностика и спектроскопия (в условиях априорной неопределенности). Минск: БГУ, 2019. 260 с.
11. Креков Г. М., Кавкянов С. И., Крекова М. М. Интерпретация сигналов оптического зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. 184 с.
12. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Лазерная спектрофелометрия аэродисперсных сред. Минск: БГУ. 2012. 208 с.
13. Хмелевцов С. С. [и др.]. Многоволновое и поляризационное лидарное зондирование аэрозольных промышленных выбросов // *Опт. атмосф. и океана*. 2005. Т. 18, № 3. С. 232–237.
14. Klett J. D. Stable analytic inversion solution for processing lidar returns // *Appl. Opt.* 1981. V. 20, N 2. P. 211–220.
15. Klett J. D. Lidar inversion with variable backscatter/extinction ratios // *Appl. Opt.* 1985. V. 24, N 11. P. 1638–1643.
16. Kovalev V. A. Stable near-end solution of the lidar equation for clear atmospheres // *Appl. Opt.* 2003. V. 42, N 3. P. 585–591.
17. Fernald F. G. Analysis of atmospheric lidar observation: some comments / *Appl. Opt.* 1984. V. 23, N 5. P. 652–653.
18. Rocadenbosch F., Comeron A. Error analysis for the lidar backward inversion algorithm // *Appl. Opt.* 1999. V. 38, N 21. P. 4461–4473.
19. Bissonnette L. R. Sensitivity analysis of lidar inversion algorithms // *Appl. Opt.* 1986. V. 25, N 13. P. 2122–2125.
20. Зуев В. Е., Креков Г. М., Крекова М. М. Лазерное зондирование атмосферного аэрозоля. Дистанционное зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1978. 270 с.
21. Kovalev V. A. Stable near-end solution of the lidar equation for clear atmospheres // *Appl. Opt.* 2003. V. 42, N 3. P. 585–591.
22. Kovalev V. A. Distortion of particulate extinction profiles measures with lidar in two-component atmosphere // *Appl. Opt.* 1994. V. 33, № 27. P. 6499–6507.
23. Kovalev V. A. Distortion of particulate extinction profiles measures with lidar in two-component atmosphere // *Appl. Opt.* 1994. V. 33, № 27. P. 6499–6507.
24. Лазерный контроль атмосферы / Под. ред. Э. Д. Хинкли, русск. Перевод под ред. В. Е. Зуева. М: Мир, 1979. 416 с.
25. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М: Мир, 1987. 550 с.
26. Кугейко М. М. Методические аспекты восстановления оптических характеристик атмосферы из результатов лазерно-локационных измерений // *Оптика атмосферы и океана*. 2006. Т. 19, № 5. С. 435–440.
27. Белобровик И. И., Сергеев Н. М., Кугейко М. М., Ашкинадзе Д. А., К расчёту объёмных коэффициентов ослабления света. *Известия АН СССР, ФАО*, 1980. Т. 16, № 9. С. 968–973.
28. Креков Г. М., Кавкянов С. И., Крекова М. М.. Интерпретация сигналов оптического зондирования атмосферы. Новосибирск: Наука, 1987. 184 с.
29. Кугейко М. М. Методические аспекты восстановления оптических характеристик атмосферы из результатов лазерно-локационных измерений // *Оптика атмосферы и океана*. 2006. Т. 19, № 5. С. 435–440.

30. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Многопараметрическая корреляционная спектрофелометрия в лазерной диагностике микрофизических характеристик аэродисперсных сред // Лазерная физика и оптические технологии: сб. материалов VI междунар. науч. конф., / Гродно, 2006. Ч. 2. С. 223–225.
31. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Многопараметрическая корреляционная спектрофелометрия в мониторинге загрязнений окружающей среды // Медэлектроника-2007: сб. материалов V междунар. науч.-технич. конф., / Минск, 2007. С. 70–73.
32. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Корреляционная спектрофелометрия рассеивающих сред на основе полупроводниковых лазеров // Полупроводниковые лазеры и системы на их основе: сб. материалов VI Белорусско-Российского семинара, / Минск, 2007. С. 98–101.
33. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Определение фракционных концентраций атмосферного аэрозоля из спектральных измерений сигналов обратного рассеяния // Приладобудування: стан і перспективи: матеріали VI междунар. науч.-технич. конф., / Киев, 2007. С. 173.
34. Способ определения концентрации фоновое атмосферного аэрозоля: пат. 10845 Респ. Беларусь / М. М. Кугейко, С. А. Лысенко // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлект. уласнасці. 2008. № 3. С. 150–151.
35. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Определение параметров атмосферных аэрозолей по данным Раман-лидара // Лазерная физика и оптические технологии: сб. науч. трудов VII Междунар. науч. конф. / Минск, 2008. С. 235–238.
36. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Уравнения множественной регрессии для фракционных концентраций атмосферного аэрозоля и спектральных значений коэффициента ослабления // Журн. прикл. спектр. 2006. Т. 73, № 6. С. 807–812.
37. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Спектральный метод измерения фракционного состава аэрозольных сред // Лазеры. Измерения. Информация: материалы междунар. науч.-технич. конф. / СПбПУ им. Петра Великого. Санкт-Петербург, 2006 С. 30.
38. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Определение интегральных микрофизических параметров многокомпонентных аэрозолей по данным зондирования атмосферы локационными системами на основе Nd:YAG-лазера // Оптика и спектроскопия. 2009. Т. 107, № 1. С. 165–172.
39. Креков Г. М., Рахимов Р. Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1982. 196 с.
40. Зуев В. Е., Креков Г. М. Оптические модели атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 256 с.
41. Андреев С. Д., Ивлев Л. С. Моделирование оптических характеристик аэрозолей приземного слоя атмосферы в области 0,3–15 мкм. Ч. I. Принципы построения модели. Ч. II. Выбор параметров модели. Ч. III. Результаты моделирования // Опт. атмосфер. и океана. 1995. Т. 8. № 5. С. 788–795; № 8. С. 1227–1235; 1236–1243.
42. Ивлев Л. С., Андреев С. Д. Оптические свойства атмосферных аэрозолей. Ленинград: ЛГУ, 1986. 359 с.
43. Колемаев В. А., Калинина В. Н. Теория вероятностей и математическая статистика – Москва: ИНФРА–М, 1997. 300 с.
44. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Программный пакет для анализа данных аэрозольных оптических измерений // Электроника–инфо. № 6, 2009. С. 49–50.
45. Мак-Картни Э. Оптика атмосферы. М: Мир, 1979. 422 с.
46. Борен К. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. Пер. с англ. М: Мир, 1986. 660 с.
47. Дейрменджан Р. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.

48. Ивлев Л. С., Довгалюк Ю. А. Физика атмосферных аэрозольных систем. СПб: ЛГУ. 1999. 100 с.
49. Кондратьев К. Я., Ивлев В. Ф., Крапивин В. Ф. Свойства, процессы образования и последствия воздействий атмосферного аэрозоля: от нано-до глобальных масштабов. СПб: ВВМ, 2007. 807 с.
50. Иванов В. П. Прикладная оптика атмосферы в тепловидении. Казань: Новое Знание, 2000. 357 с.
51. Нефелометр-прозрачномер: пат. РБ № 4004 на полезную модель, МПК (2006) G 01N 21/00 / М. М. Кугейко, С. А. Лысенко, С. В. Кваченок; заявитель Белорус. гос. ун-т. – № и 20070166; заявл. 06.03.07; опубл. 01.08.07 // Афіцыйны бюл. / Нац. цэнтр інтэлектуал. уласнасці. – 2007. – № 5. – С. 219.
52. Панченко М. В. [и др.]. Активная спектронефелометрия в исследовании микрофизических характеристик субмикронного аэрозоля // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17, № 5–6. С. 428–435.
53. Sviridenkov M. A. [et al.]. Fifteenth ARM Science Team Meeting Proceedings // Dayton a Vech, Florida, March 14–18, (2005).
54. Панченко М. В., Свириденков М. А., Терпугова С. А., Козлов В. С. // Оптика атмосферы и океана. 2004. Т. 17, № 5–6. С. 428–435.
55. Кугейко М. М., Лысенко С. А. Уравнения множественной регрессии для фракционных концентраций атмосферного аэрозоля и спектральных значений коэффициента ослабления // Журн. прикл. спектр. 2006. Т. 73, № 6. С. 807–812..

### **Interpretation of measurement information in optical-physical measurements**

Kugeiko M. M.

*Belarusian State University  
220030, Belarus, Minsk, Independence Ave. 4*

The review considers the problems of interpretation of measurement information in optical-physical measurements of aerodisperse media (atmosphere). The possibilities of improving the accuracy of known methods are shown: by eliminating the "edge effect" in the asymptotic signal method; correction of recorded signals for the degree of change in the qualitative composition of the medium; establishing reference values (local, integral) from the measured signals themselves. The possibilities of the regression approach in solving inverse problems of the optics of scattering media are estimated both in the interpretation of backscattering signals with respect to optical ones and in determining microphysical characteristics from the measured optical characteristics. Estimates were made both for the results obtained experimentally and by numerical simulation.

*Key words:* optical-physical measurements, backscattering signals, atmosphere, aerosol, interpretation of measurement information, optical characteristics, microphysical parameters of aerosol, inverse problems, regression approach for solving inverse problems.

## ЛАЗЕРНЫЕ И ОПТИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

doi: 10.51639/2713-0568\_2023\_3\_1\_74  
УДК 551.510  
ГРНТИ 47.35.31  
ВАК 01.3.19

### Лидарные измерения концентрации молекул фторгидрида в атмосферном пограничном слое

<sup>1\*</sup> Шеманин В. Г., <sup>2</sup> Воронина Э. И., <sup>2</sup> Авдонькин А. С.

<sup>1</sup> *Филиал Белгородского государственного технологического университета им. В. Г. Шухова в Новороссийске, 353919, Новороссийск, ул. Мысхакское шоссе, 75*  
<sup>2</sup> *Новороссийский политехнический институт (филиал) Кубанского государственного технологического университета, 353900, Новороссийск, ул. К. Маркса, 20*

e-mail: \* [shemanin-v-g@nb-bstu.ru](mailto:shemanin-v-g@nb-bstu.ru)

Выполнена оценка возможности измерения концентраций молекул фторгидрида в диапазоне  $10^{13} \dots 10^{17} \text{ см}^{-3}$  в атмосфере лидаром комбинационного рассеяния света при зондировании на расстояниях до 1,5 км. Получено, что на длине волны лазерного излучения 405 нм на расстоянии зондирования 100 м можно получить минимальное значение концентрации молекул фторгидрида  $1,88 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , а для расстояния зондирования 1500 м – уже  $7,64 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  для нашего варианта лидара. Кроме того, на этой длине волны лазерного излучения за 100 с можно измерить концентрацию на уровне  $1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  на расстоянии зондирования до 600 м, а для измерения такой же концентрации на расстоянии 1500 м требуется почти 17 мин.

*Ключевые слова:* лидар комбинационного рассеяния света, молекула фторгидрида, концентрация, время измерения, расстояние зондирования.

### Введение

Загрязнение атмосферного воздуха молекулами фторгидрида представляет большую проблему в связи с его высокой токсичностью и низким уровнем предельно-допустимых концентраций (ПДК) –  $0,02 \text{ мг/м}^3$  или порядка  $1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  [1–3]. Разработка новых дистанционных методов измерения концентрации молекул HF с таким уровнем концентраций в атмосферном пограничном слое на базе лидара комбинационного рассеяния света требует оценки точности решения такой измерительной задачи. Теоретический анализ методов лазерного зондирования молекул углеводородов в атмосфере был выполнен в работах [1, 4–8] и было получено, что лидар комбинационного рассеяния света может использоваться для дистанционного измерения концентрации молекул на уровне десятков и сотен ПДК.

В работах [9, 10] было предложено лидарное уравнение для комбинационного рассеяния света газовыми молекулами в атмосфере в направлении назад с учетом конечной ширины линии генерации. Эти работы показали, что учёт конечной ширины линии генерации реального лазера, полуширин полос комбинационного рассеяния света и аппаратной

функции лидара позволяет уточнить решение такого лидарного уравнения [11], особенно для случая малых концентраций исследуемых молекул [10].

Поэтому целью работы является оценка диапазона концентраций и времени измерения таким лидаром комбинационного рассеяния света молекул фторгидрида в атмосферном пограничном слое на уровне концентрации порядка ПДК и выше в диапазоне высот до 1,5 км в режиме синхронного счёта фотонов и выбор оптимальных и параметров лидара комбинационного рассеяния света.

### Экспериментальный лидар комбинационного рассеяния света

Оптическая схема лидара комбинационного рассеяния света для решения такой задачи построена на основе [1, 7] и приведена на рис. 1.

В качестве зондирующего излучения используется излучение второй гармоники YAG Nd-лазера с накачкой полупроводниковым лазером с длиной волны 532 нм и полупроводниковых лазеров с длинами волн 405 и 650 нм с длительностью импульсов 10 нс и энергиями в импульсе до 1 мДж при частоте следования лазерных импульсов  $f$  до 1 МГц [6]. Излучение лазера 7 направлялось вдоль оси приёмного телескопа как и в [7], а излучение комбинационного рассеяния молекулами фторгидрида в атмосферном пограничном слое в направлении назад собиралось приёмным телескопом типа Ньютона со сферическим зеркалом 1 диаметром 400 мм и фокусировалось линзовым объективом 9 в волоконный ввод 2 микроспектрометра 8 типа FSD-8, работающего на линии с ПК.

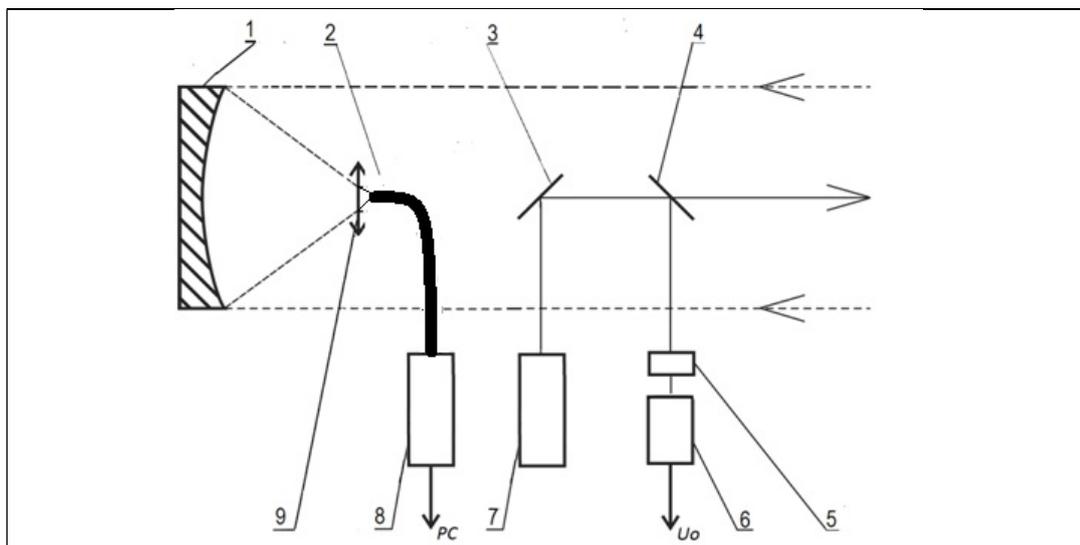


Рис. 1. Оптическая схема лидара комбинационного рассеяния света: 1 – сферическое зеркало приёмного телескопа, 2 – волоконный ввод, 3 – глухое зеркало, 4 – стеклянная пластина, 5 – интерференционный светофильтр, 6 – фотоприёмник, 7 – лазер, 8 – микроспектрометр, 9 – линзовый объектив

Часть лазерного излучения направлялось стеклянной пластиной 4 через интерференционный светофильтр 5 на фотодиод 6, напряжение  $U_0$  с которого записывалось платой сбора данных в ПК, для контроля энергии лазерного импульса и формирования начала отсчёта времени измерения.

Лазер лидара будем характеризовать числом фотонов  $n_0$  в импульсе посылаемого в атмосферу лазерного излучения длительностью  $\tau_0$ , а линию генерации лазера будем считать Гауссовой с максимумом на частоте  $\nu_0$  и полушириной  $\Gamma_0$ . Тогда число фотонов

$n(\nu, z)$  излучения комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами фторгидрида с концентрацией  $N(z)$  на фотоприёмнике лидара можно получить из лидарного уравнения в направлении назад в режиме счёта фотонов в виде [9, 10] как интеграл в интервале от  $(\nu_0 - \Gamma_0)$  до  $(\nu_R + \Gamma_a)$  [7]:

$$n(\nu, z) = n_0 c \tau_1 G(z) f t_d S_0 N(z) (d\sigma / d\Omega) \int_{\nu_0 - \Gamma_0}^{\nu_R + \Gamma_a} T_0(\nu_0, z) \cdot T(\nu_R, z) \cdot \Phi(\nu) A(\nu) d\nu / 2z^2 \quad (1)$$

где  $n(\nu, z)$  – число фотонов, зарегистрированное фотодетектором лидара на частоте  $\nu_R$  комбинационного рассеяния света с расстояния зондирования  $z$ ;  $n_0$  – число фотонов на частоте  $\nu_0$  лазерного излучения. Кроме того, обозначены  $S_0$  – площадь приемной апертуры телескопа;  $G(z)$  – геометрическая функция лидара [1, 12]. Эта функция полностью определяется параметрами оптической схемы лидара и количественно характеризует степень виньетирования потока рассеянного назад излучения, поступающего на фотоприёмник из рассеивающего объёма атмосферы с расстояния  $z$  [12] и лежит в пределах  $0 < G(z) < 1$ . Следующие величины  $N(z)$  – концентрация исследуемых молекул;  $t_d$  – время измерения или накопления сигнала и  $(d\sigma/d\Omega)$  – дифференциальное сечение комбинационного рассеяния света исследуемыми молекулами: два сомножителя – пропускание атмосферы – равны соответственно [1, 12]:

$$T_0(\nu_0, z) = \exp\left[-\int_0^z \alpha(\nu_0, r) dr\right] \quad \text{и} \quad T(\nu_R, z) = \exp\left[-\int_0^z \alpha(\nu_R, r) dr\right]$$

где  $\alpha(\nu_0, r)$  и  $\alpha(\nu_R, r)$  – коэффициенты ослабления на частотах лазерного излучения и комбинационного рассеяния света молекулами фторгидрида. Учитывая эти выражения, перепишем уравнение (1) в виде:

$$n(\nu, z) = \frac{c \tau_0}{2z^2} n_0 S_0 G(z) N(z) f t_d (d\sigma / d\Omega) \int_{\nu_0 - \Gamma}^{\nu_R + \Gamma_a} \Phi(\nu') \exp\left[-\int_0^z \{\alpha(\nu_0, r) + \alpha(\nu_R, r)\} dr\right] A(\nu') d\nu' \quad (2)$$

где  $\Phi(\nu)$  – функция распределения фотонов лазерного излучения в линии генерации [13] и для Гауссовой формы этой линии может быть представлена в виде

$$\Phi(\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Gamma_0} \exp\left\{-\frac{(\nu - \nu_0)^2}{2\Gamma_0^2}\right\} \quad (3)$$

Кроме того, будем считать, что аппаратная функция или спектральный коэффициент пропускания приемной системы лидара  $A(\nu)$  [5, 7, 12] имеет Лоренцеву и настроена точно на частоту  $\nu_R$  полосы комбинационного рассеяния света молекулами фторгидрида с полушириной  $\Gamma_a$ , которая больше чем  $\Gamma_R$  и  $\Gamma_0$ :

$$A(\nu) = \frac{K_1 \xi(\nu) \Gamma_a}{\pi} \frac{1}{\Gamma_a^2 + (\nu - \nu_R)^2} \quad (4)$$

где  $K_1$  – лидарная константа на частоте  $\nu_0$  лазерного излучения, измеренная экспериментально в [14] и  $\xi(\nu_R)$  – относительная спектральная чувствительность фотоприёмника на частоте  $\nu_R$  излучения комбинационного рассеяния света [15]. С учётом этого перепишем уравнение (2) в виде

$$n(\nu, z) = \frac{B}{z^2} N(z) t_d I(\nu, z) \quad (5)$$

в этом выражении обозначена константа  $B$  как

$$B = \frac{c \tau_0}{2} S_0 f \quad (6)$$

и некоторая функция  $I(\nu, z)$ , имеющая вид

$$I(\nu, z) = G(z)n_0 \int_{\nu_0 - \Gamma}^{\nu_R + \Gamma_a} (d\sigma / d\Omega) \exp\left[-\int_0^z \{\alpha(\nu_0, r) + \alpha(\nu_R, r)\} dr\right] A(\nu') d\nu' \quad (7)$$

при условии, что  $\Phi(\nu) = 1$ , когда полуширина линии генерации много меньше, чем полуширина аппаратной функции лидара, что вполне допустимо для промышленных лазеров [1]. Сделаем некоторые преобразования, вынеся дифференциальное сечение комбинационного рассеяния света (оно выступает как молекулярная константа) и экспоненту из-под интеграла по частоте и получим

$$I(\nu, z) = G(z)n_0 (d\sigma / d\Omega) \exp\left[-\int_0^z \{\alpha(\nu_0, r) + \alpha(\nu_R, r)\} dr\right] \int_{\nu_0 - \Gamma}^{\nu_R + \Gamma_a} A(\nu') d\nu' \quad (8)$$

Последний интеграл от функции Лоренца в выбранном диапазоне интегрирования будет равен 0,5, поэтому значение  $K_1\xi(\nu)$  надо умножить на это число. Тогда выражение (8) перепишем в виде

$$I(\nu, z) = G(z)n_0 (d\sigma / d\Omega) 0,5 K_1 \xi(\nu) \exp\left[-\int_0^z \{\alpha(\nu_0, r) + \alpha(\nu_R, r)\} dr\right] \quad (9)$$

Теперь из уравнения (5) выразим концентрацию  $N(z)$  в виде

$$N(z) = \frac{n(\nu, z) z^2}{B t_d I(\nu, z)} \quad (10)$$

с учётом (6) и (9).

## Результаты моделирования

Будем рассматривать однократное комбинационное рассеяние света и однородную атмосферу [1, 12, 16]. Значение максимума полосы валентных HF колебаний молекулы фторгидрида взято из [1, 3, 9, 17] и равно  $3959 \text{ см}^{-1}$  или частоты 118,77 ГГц. Значения дифференциального сечения колебательного комбинационного рассеяния света молекулы фторгидрида ( $d\sigma / d\Omega$ ) для выбранных длин волн лазерного излучения 405, 532 и 650 нм были оценены по данным [17] и получено значение  $2,98 \times 10^{-30} \text{ см}^2$ , а рассчитанные с учётом зависимости  $1/\lambda^4$  для интересующих нас длин волн значения приведены в табл. 1. Значения коэффициентов ослабления для этих частот  $\alpha(\nu_0, z)$  и  $\alpha(\nu, z)$  из [14, 15] также собраны в табл. 1.

Поперечное сечение зеркала приемного телескопа лидара было  $0,12 \text{ м}^2$ . а шаг по расстоянию – 7,5 м для времени одного измерения 50 нс, за которое может быть зарегистрировано 200 фотонов.

На первом этапе рассмотрим численное решение уравнения (10) полагая, что  $G(z)$  в нашем случае равно 1 и время измерения для нашей экспериментальной ситуации  $t_d = 100 \text{ с}$ .

Для такого случая выполним численное решение уравнения (10) для трех значений длин волн лазерного излучения 405, 532 и 650 нм и диапазона расстояния зондирования от 100 до 1500 м. Результаты решения уравнения (10) для этого случая представлены на рис. 2.

На графике рис. 2 видно увеличение концентрации исследуемых молекул гидрофторида в ряду длин волн лазерного излучения 405–532–650 нм за счёт сильной спектральной зависимости величин, входящих в уравнение (10), при этом величина концентрации резко нарастает за первые 500 м примерно на 1,5 порядка. Минимальное значение концентрации молекул фторгидрида  $1,88 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  можно получить на длине волны 405 нм для 100 м, для расстояния зондирования 500 м это значение –  $5,56 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , для 1000 м –  $2,74 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , а

для 1500 м –  $7,64 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при частоте следования лазерных импульсов 1 МГц и времени одного измерения 50 нс или шага по высоте  $\Delta z = 7,5$  м.

Таблица 1

Длины волн и частоты лазерного излучения и полос комбинационного рассеяния света молекул фторгидрида, дифференциальные сечения колебательного комбинационного рассеяния света для этих полос, коэффициенты ослабления в атмосфере на этих длинах волн и относительная спектральная чувствительность фотоприемника

Длина волны, $\lambda$ , нм	Частота, $\nu$ , ГГц	Дифференциальное сечение КРС ( $d\sigma/d\Omega$ ) $10^{30} \text{ см}^2$	Коэффициент ослабления $\alpha(\nu_0, r)$ , $\text{км}^{-1}$	Коэффициент ослабления $\alpha(\nu_R, r)$ , $\text{км}^{-1}$	Относительная спектральная чувствительность фотоприемника $\xi(\nu)$
650	461,54	0.60	0.14		
875.2	342.78			0.12	0.2
532	563.91	1.34	0.16		
673.9	445.17			0.14	0.5
405	740.74	4.00	0.24		
482.3	622.02			0.18	0.8

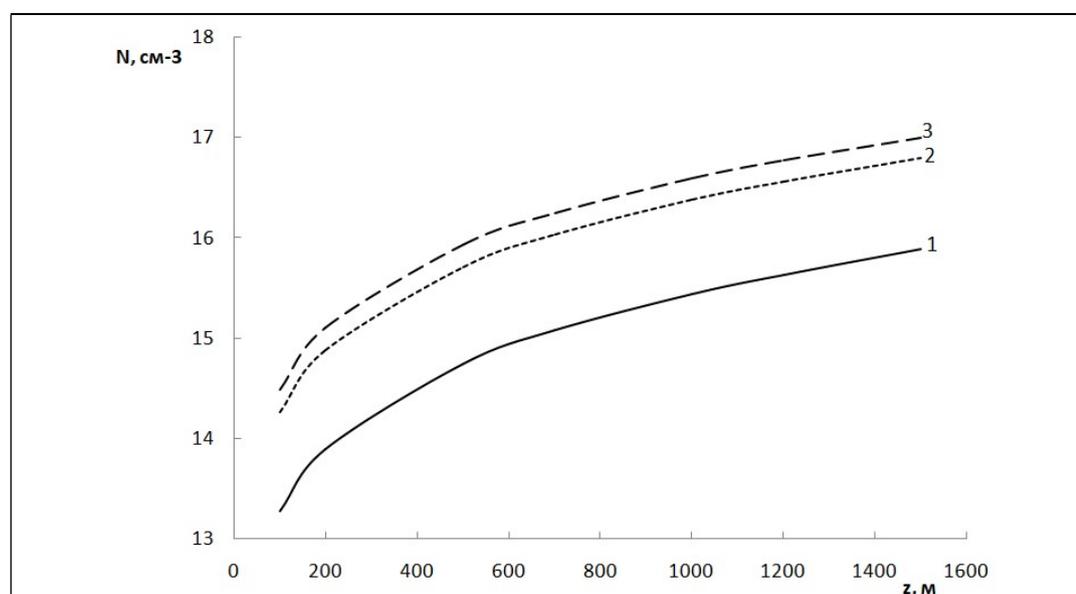


Рис. 2. Графики рассчитанной по уравнению (10) зависимости концентрации молекул фторгидрида  $N(z)$  (в логарифмическом масштабе, в  $\text{см}^{-3}$ ) от расстояния  $z$  (в м) для длин волн лазерного излучения 405 (1), 532 (2) и 655 (3) нм при зондировании в атмосфере лидаром комбинационного рассеяния света

Очевидно, что дальнейшее уменьшение величины концентрации исследуемых молекул возможно за счёт увеличения времени измерения  $t_d$  и частоты следования лазерных импульсов  $f$  или увеличения их энергии  $E_0$ .

Далее, решая уравнение (10) относительно времени измерения  $t_d$ , промоделируем его зависимость от длины волны лазерного излучения для концентрации исследуемых молекул на уровне ПДК  $N=1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Результаты моделирования представлены на рис. 3.

Как видно из графиков рисунка 3 минимальное время измерения получено для длины волны 405 нм лазерного излучения и всех расстояний зондирования. Причём концентрацию на уровне ПДК можно измерить до расстояния зондирования 600 м, а для измерения такой же концентрации на расстоянии 1500 м требуется почти 17 мин. На длине волны 532 нм можно измерить за время порядка 100 с только до 200 м, а на 650 нм – 150 м.

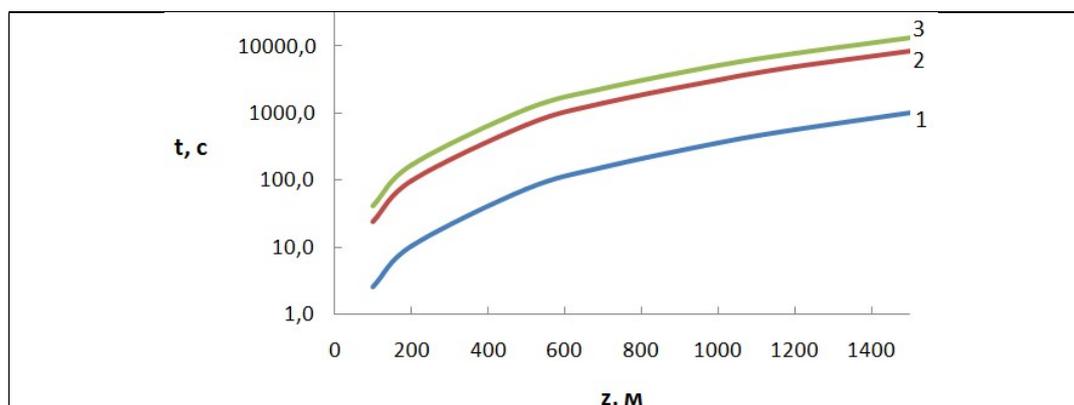


Рис. 3. Графики рассчитанной по уравнению (10) зависимости времени измерения  $t$  (в логарифмическом масштабе, в с) от расстояния  $z$  (в м) для длин волн лазерного излучения 405 (1), 532 (2) и 655 (3) нм при зондировании в атмосфере лидаром комбинационного рассеяния света исследуемых молекул с концентрацией на уровне ПДК.

Таким образом, результаты компьютерного моделирования позволяют выбрать длину волны лазерного излучения и минимальное время для измерения заданной концентрации молекул фторгидрида.

### Заключение

Следовательно, при зондировании молекул фторгидрида в атмосферном пограничном слое лидаром комбинационного рассеяния света можно выбрать параметры лазерного излучения и лидара для измерения заданной концентрации молекул на уровне порядка ПДК или  $1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .

Причём на длине волны лазерного излучения 405 нм на расстоянии зондирования 100 м можно получить минимальное значение концентрации молекул фторгидрида  $1,88 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , а для расстояния зондирования 1500 м – уже  $7,64 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  для нашего варианта лидара.

На этой длине волны лазерного излучения за время 100 с можно измерить концентрацию на уровне ПДК на расстоянии зондирования до 600 м, а для измерения такой же концентрации на расстоянии 1500 м требуется почти 17 мин. На длине волны 532 нм можно измерить за время порядка 100 с только до 200 м, а на 650 нм – 150 м, соответственно.

Таким образом, результаты компьютерного моделирования позволяют выбрать оптимальную длину волны лазерного излучения для получения минимального времени и измерения заданной концентрации молекул фторгидрида.

### **Конфликт интересов**

Авторы статьи заявляют, что у них нет конфликта интересов по материалам данной статьи с третьими лицами, на момент подачи статьи в редакцию журнала, и им ничего не известно о возможных конфликтах интересов в настоящем со стороны третьих лиц.

### **Список литературы**

1. Привалов В. Е., Фотиади А. Э., Шеманин В. Г. Лазеры и экологический мониторинг атмосферы. С-Пб.: Лань. 2013
2. Гигиенические нормативы ГН 2.1.6.3492-17 (с изменениями на 31 мая 2018 года). Предельно допустимые концентрации (ПДК) загрязняющих веществ в атмосферном воздухе городских и сельских поселений.
3. Privalov V. E., Voronina E. I., Shemanin V. G. // *Optical Memory & Neural Networks (Information Optics)* / 2008. V. 17. No. 1. P. 43–51.
4. Privalov V. E., Shemanin V. G. // *Proceedings of SPIE. 3rd International Workshop on Nondestructive Testing and Computer Simulation in Sciences and Engineering. 2000. P.2–11.*
5. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. // *Оптика и спектроскопия. 2017. Т. 123.-№ 6. С. 941–946.*
6. Dyachenko V. V., Privalov V. E., Shemanin V. G. // *Optical Memory and Neural Networks. 2022. V. 31. No. 1. P. 36–45.*
7. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. // *Оптика и спектроскопия. 2022. Т. 130.№ 3. С. 395–399*  
DOI: 10.21883/OS.2022.03.52168.2707-21
8. Privalov V. E., Shemanin V. G. // *Russian Physics Journal. 2022. V. 65. No. 2. P. 365–374.*  
DOI 10.1007/s11182-022-02644-y
9. В. Е. Привалов, В. Г. Шеманин. *Фотоника. 2011. № 4. С. 44–47.*
10. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. // *Известия РАН. Серия физическая. 2015. Т. 79. № 2. С. 170–180.*
11. Креков Г. М., Крекова М. М., Суханов А. Я., Лысенко А. А. // *Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. вып. 15. С. 8–15.*
12. Межерис Р. *Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир. 1987. 550 с.*
13. Долгих Г. И., Привалов В. Е. *Лазеры. Лазерные системы. Владивосток: Изд. Дальнаука. 2009. 202 с.*
14. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. *Параметры лидаров для дистанционного зондирования газовых молекул и аэрозоля в атмосфере. С-Пб.: Балт. ГТУ. 2001. С. 23, 30–32.*
15. *Справочник по лазерам. / Под ред. А. М. Прохорова Т. I. М.: Советское Радио.1978. С. 380–382.*
16. Привалов В. Е., Шеманин В. Г. // *Оптика и спектроскопия. 2018. Т. 125. № 4. С. 568–571.*
17. *Лазерный контроль атмосферы / Под. ред. Э. Д. Хинкли. М.: Мир. 1979.*

## **Lidar measurements of the concentration of fluorohydride molecules in the atmospheric boundary layer**

<sup>1\*</sup> Shemanin V. G., <sup>2</sup> Voronina E. I., <sup>2</sup> Avdonkin A. S.

<sup>1</sup> *Branch of the Belgorod State Technological University named after V. G. Shukhov in Novorossiysk, 353919, Novorossiysk, st. Myskhakskoe highway, 75, Russian Federation*  
<sup>2</sup> *Novorossiysk Polytechnic Institute (branch) of the Kuban State Technological University, 353900, Novorossiysk, st. K. Marx, 20, Russian Federation*

The possibility of measuring concentrations of fluorohydride molecules in the range of  $10^{13} \dots 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  in the atmosphere with a Raman lidar during sounding at distances of up to 1.5 km was performed. It was found that at a laser radiation wavelength of 405 nm at a probing distance of 100 m, one can obtain the minimum concentration of fluorohydride molecules of  $1.88 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ , and for a probing distance of 1500 m – already  $7.64 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  for our version of the lidar. In addition, at this wavelength of laser radiation, a concentration of  $1.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  can be measured in 100 s at a probing distance of up to 600 m, and it takes almost 17 minutes to measure the same concentration at a distance of 1500 m.

*Key words:* Raman lidar, fluorohydride molecule, concentration, measurement time, probing distance.

Научное издание

**Лазеры. Измерения. Информация**  
**(ЛИИ-2023. Т. 3, № 1)**

Периодическое сетевое научное издание

Гл. редактор Привалов В. Е.  
Отв. редактор Шеманин В. Г.  
Науч. редактирование и корректура Мкртычев О. В.  
Тех. поддержка Сарычев П. И.

Подписано к публикации 29.05.23.

Опубликовано в режиме доступа для зарегистрированных пользователей.

URL: <https://lasers-measurement-information.ru/ojs/index.php/laser/index>

Издательство филиала федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Белгородский государственный технологический университет им. В. Г. Шухова» в г. Новороссийске.  
353919, г. Новороссийск, Мысхакское шоссе, 75.