

Формирование резонансного рассеяния на возбуждённых ионах атомов кислорода и азота в лидарных исследованиях атмосферы

В. В. Бычков

*Институт космических исследований и распространения
радиоволн ДВО РАН, Паратунка, 684034, Россия
E-mail: vasily.v.bychkov@gmail.com*

Представлены результаты анализа лидарных данных, полученных на Камчатке (53° с. ш., 158° в. д.) в 2008–2022 гг. Зондирование атмосферы проводилось в диапазоне высот 25–600 км на длинах волн 532 и 561 нм. Обнаружено появление повышенного рассеяния в области высот 200–400 км. Показано, что оно вызвано резонансным рассеянием на возбуждённых ионах атомов азота и кислорода. В ночных условиях такие ионы рождаются в процессе ионизации основных газовых компонент атмосферы при выпадениях энергичных электронов. Показано, что процесс возбуждения ионов в основном состоянии не играет сколь-нибудь заметной роли в формировании лидарного сигнала. Резонансное рассеяние на этих высотах появляется в процессе ионизации основных газовых компонент — N_2 , O_2 , O — и свидетельствует о появлении источников ионизации атмосферы. Предложен механизм формирования лидарного сигнала резонансного рассеяния на возбуждённых ионах. Предлагается общая схема оценки потенциальной эффективности излучения лазера при выборе длины волны для лидарного исследования атмосферы. Обсуждается смысл коэффициента рассеяния в термосфере.

Ключевые слова: атмосфера, ионосфера, лидар, рассеяние

Одобрена к печати: 08.07.2024

DOI: 10.21046/2070-7401-2024-21-4-263-274

Введение

Использование резонансного рассеяния при распространении лазерного излучения в верхней атмосфере было впервые предложено в 1964 г. История развития метода в последующие десять лет приведена, например, в обзоре (Костко, 1975). По работам разных авторов определены сечения резонансного рассеяния для переходов газовых компонент атмосферы He, NO, N_2^+ , N_2 с излучением в области 300–1100 нм и для переходов электронов в металлических атомах и ионах Na, K, Li и Ca с излучением в видимом диапазоне.

Для металлических ионов сечение резонансного рассеяния имеет порядок 10^{-13} м²·ср⁻¹, что на 13–14 порядков превышает сечения молекулярного рассеяния для основных газовых компонент атмосферы. Для газовых составляющих сечения резонансного рассеяния имеют значения от 10^{-12} до 10^{-21} м²·ср⁻¹ по разным переходам. Высокие значения сечения рассеяния дают возможность получать обратный лидарный сигнал от области высот термосферы. Большинство публикуемых сегодня работ используют рассеяние на металлических ионах, что объясняется их большим сечением и появлением на высотах 80–140 км. Созданы лидарные системы, позволяющие измерять содержание ионов, температуру, скорость ветра и их динамику в меняющихся геофизических условиях (Collins et al., 1996, 2015; Kawahara et al., 2017; Tsuda et al., 2013).

Лидарная станция на Камчатке в составе лазера Brilliant-B (532,08 нм) и телескопа Ньютона с диаметром зеркала 60 см начала работать осенью 2007 г. Исследовалось появление аэрозоля в области 25–80 км. Фоновый сигнал вычислялся по верхним стробам основного сигнала в области высот больше 100 км. Было обнаружено, что в некоторые дни наблюдалось «аномальное» поведение сигнала — суммарный лидарный сигнал сохранял наклон к оси высот до 500–600 км. В процессе исследования фонового сигнала и возможного эффекта последующего фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) в марте и сентябре 2008 г. были обнаружены корреляции лидарного сигнала от области 200–300 км с критической частотой foF2 ионосферы.

ры (Бычков, Шевцов, 2012). В этой же работе обнаружена корреляция положения максимума лидарного сигнала со значением действующей высоты слоя F2. На *рис. 1* приведены такие корреляции, построенные по результатам наблюдений 28.03.2008. Похожие корреляции получены и в период осеннего равноденствия 5 и 6 сентября 2008 г., (Bychkov et al., 2014)

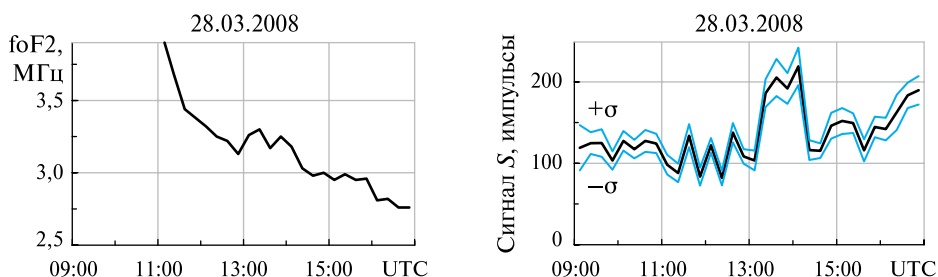


Рис. 1. Критическая частота слоя F2 ионосферы и лидарный сигнал, суммированный по области 200–300 км (Бычков, Шевцов, 2012).

Исследовалась динамика лидарных данных января – февраля 2008 г., суммарных по слоям ~5 км в области мезопаузы. Обнаружены странные корреляции лидарных сигналов с ионосферным параметром f_{\min} (Бычков и др., 2012), что означало корреляцию лидарного сигнала с содержанием свободных электронов на этих высотах.

Рост ионосферных параметров foF2 и f_{\min} означает рост содержания свободных электронов в области максимума слоя F2 (foF2) и мезопаузы (f_{\min}). Полученные результаты позволили сделать предположение, что наблюдалось резонансное рассеяние на ионах. Обнаружены линии возбуждённых ионов атома азота, попадающие в спектр излучения лазера. После модернизации лидара установкой лазера на красителях выбрана линия 561,106 нм возбуждённого иона атома кислорода как наиболее эффективная по энергии лазерного импульса.

Оборудование

В наблюдениях 2017 г. использовался двухчастотный лидар с лазером Nd:YAG для генерации излучения на длине волны 532,08 нм и лазером на красителе для генерации излучения на длине волны 561,106 нм на частоте 10 Гц. Основные параметры лидара, использованного в экспериментах, приведены в *таблице*. Схема лидара приведена в публикации (Бычков и др., 2020) и не воспроизводится.

Оборудование лидара

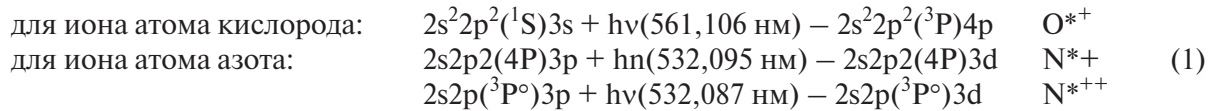
Передатчик 1	Передатчик 2	Приёмник
Лазер Nd:YAG Brilliant-B Энергия импульса 400 мДж Длина волны 532,08 нм Ширина спектра 0,040 нм Длительность импульса 5 нс Расходимость луча 0,5 мрад	Лазер на красителях TDL-90 Лазер накачки YG-982E Энергия импульса 100 мДж Длина волны 561,106 нм Ширина спектра 0,025 нм Длительность импульса 10 нс	Зеркало телескопа 60 см ФЭУ Н8259-01 Счётчики М8784-01 Шаг по высоте 1,5 км Полоса пропускания светофильтров 1 нм

Методы измерения и обработки сигналов

Для исключения засветок ФЭУ от сигналов ближней зоны в обоих приёмных каналах использовалось электронное запирающее ФЭУ импульсом длительностью 140 мкс. Это соответствует исключению данных на первых ~25 км. Полученные сигналы хранятся в виде бинарных файлов с 10-секундным накоплением, что позволяет производить дальнейшее суммирование за

любые интервалы времени. Обычно они составляют 15 мин в соответствии с режимом работы ионозонда.

Фоновый сигнал измерялся, начиная с 20-й мс после посылки каждого лазерного импульса в течение 4 мс с шагом 10 мкс. В 2017 г. зондирование проводилось на длинах волн 532,08 и 561,106 нм. При таких настройках в спектр излучения лазеров попадали три линии излучения. Этим линиям соответствуют дипольные переходы (Kramida et al., 2018):



Остальные параметры переходов легко найти по ссылке в справочнике спектроскопии. При обратном переходе может регистрироваться резонансное рассеяние.

Состояние ионосферы регистрировалось по результатам измерений ионозонда «Парус-А». Компьютеры, управляющие работой ионозонда и лидара, синхронизированы во времени по GPS (англ. Global Positioning System). Программа первичной обработки лидарных данных удаляет сигналы, полученные во время работы ионозонда, для исключения возможных наводок на приёмную систему лидара.

На *рис. 2* представлено расположение линий возбуждённых ионов (1) в спектрах лазеров (Бычков, Середкин, 2020, Vuchkov, 2023). Линии, изображённые на *рис. 2*, выбраны с учётом ширины полосы лазерного излучения и доплеровского уширения линии. На высоте 300 км температура равна ~800 К и уширение линий для ионов N^+ и O^+ равно ~0,004 нм. Пунктирные линии в правой части *рис. 2* показывают сдвиг спектра излучения лазера относительно линии излучения ионов кислорода из-за возможной ошибки в калибровке лазера TDL. Предполагается, что длина волны лазера установлена с точностью до 0,01 нм. Линия дважды ионизованного иона азота попадает в центр полосы излучения лазера, но содержание таких ионов мало. Основной вклад в лидарный сигнал вносят ионы N^{*+} и O^{*+} .

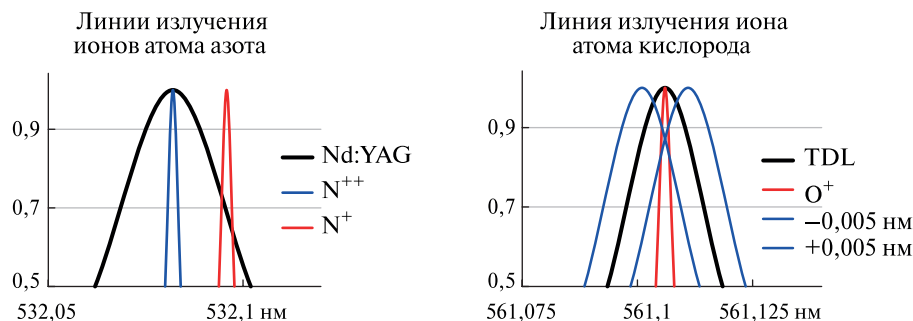


Рис. 2. Линии излучения возбуждённых ионов азота и кислорода в спектрах излучения лазеров Nd:YAG и TDL

Экспериментальные данные

Во введении приведены результаты регистрации резонансного рассеяния (см. *рис. 1*) на длине волны 532 нм в термосфере. Значения суммарного сигнала в области 200–300 км за 15 мин накопления имели порядок $\sim 10^2$. За период с августа по ноябрь 2017 г. было зарегистрировано семь случаев появления обратного рассеяния в термосфере на обоих лидарных каналах. Характерной особенностью данных, полученных за этот период, является рассеяние в области 200–400 км и его отсутствие на высотах 100–200 км. При этом значения суммарного лидарного сигнала в области 200–400 км более чем на порядок превышало значения, наблюдавшиеся в 2008 г.

На *рис. 3* (см. с. 266) представлено пространственно-временное распределение обратного сигнала, полученного 28 августа 2017 г. Фоновый сигнал вычтен. Профиль сглажен

по высоте методом скользящего среднего с окном 4,5 км. Значения сигнала умножены на коэффициент kH^2 , где H — высота (в км), $k = 10^{-4}$. Суммарный лидарный сигнал S , накопленный за ночь, и тот же сигнал S_n , нормированный на коэффициент kH^2 , представлены в нижней части *рис. 3*. Нормировка на квадрат высоты соответствует фактическому уменьшению реального сигнала с увеличением высоты. При выбранном значении коэффициента $k = 10^{-4}$ на высоте 100 км сигнал совпадает с фактически зарегистрированным сигналом, улучшая тем самым визуальное восприятие данных.

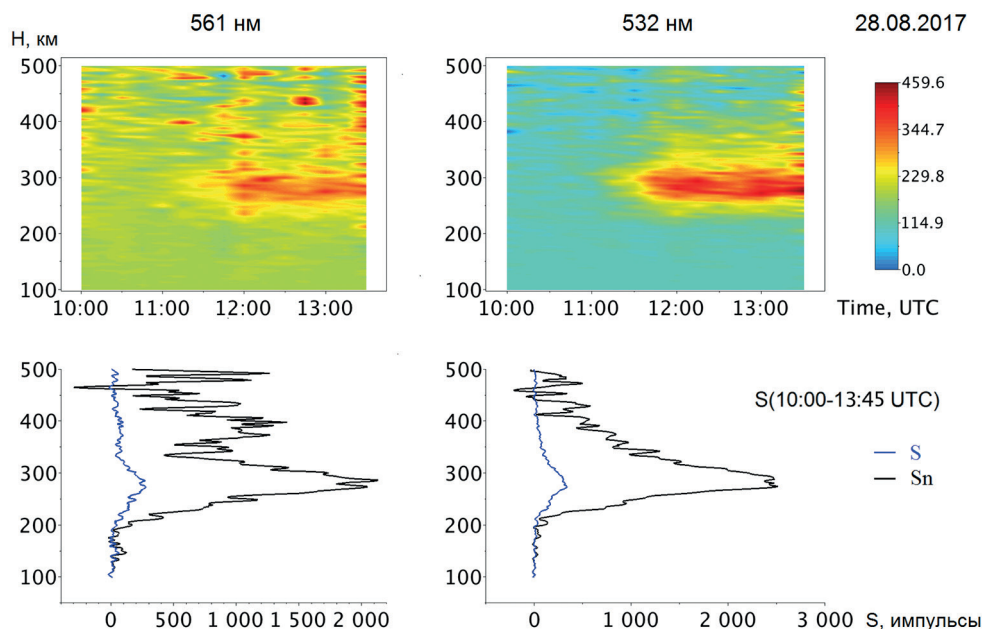


Рис. 3. Лидарный сигнал – фон в области 100–500 км (вверху), суммарный сигнал S и нормированный сигнал S_n (внизу), полученные 28 августа 2017 г.

Эти и другие события (Bychkov, 2023), наблюдавшиеся в августе – ноябре 2017 г., в визуальном представлении в термосфере схожи. Во всех случаях, за исключением 3 августа (первого зарегистрированного в 2017 г. появления слоя), геомагнитная обстановка была спокойной. По данным геомагнитной обсерватории «Паратунка», локальные трёхчасовые К-индексы были равны (2 1 1 0 1 2 2 1), (2 3 2 2 2 1 2 1) и (1 1 1 0 2 1 2 1) 28 августа, 5 и 23 сентября соответственно. Цифры, выделенные полужирным начертанием, отмечают значения, зарегистрированные во время лидарных измерений.

Фоновый сигнал был стабилен, составляя за 15 мин накопления 20–30 отсчётов в линии азота. В линии кислорода примерно в три раза выше, 60–90 отсчётов. Во всех случаях значения суммарного сигнала на длине волны 532 нм было на 20–30 % выше, чем на длине волны 561 нм. Появление светорассеивающих слоёв во всех случаях сопровождалось высыпаниями электронов в атмосферу. Что подтверждалось появлением F-рассеяния на ионограммах, ростом значений foF2 в ночных условиях, данными прямых измерений потоков электронов на метеорологических спутниках MetOp-1, MetOp-2, пролетавших восточнее и затем западнее Камчатки во время лидарных наблюдений.

Характерные особенности лидарных данных

Во всех данных лидарного зондирования, полученных в августе – ноябре 2017 г., можно отметить следующие основные особенности:

1. Ожидалось, что величина лидарного сигнала на длине волны 561 нм будет в несколько раз больше сигнала на длине волны 532 нм, поскольку содержание ионов O^+ на

- высотах 150–400 км примерно на два порядка выше, чем ионов N^+ (Richards, 2011). Лидарные наблюдения показали, что значения суммарного за ночь сигнала на длине волны 532 нм обычно были на 20–30 % больше, чем на длине волны 561 нм.
2. Высота максимумов сигналов рассеяния не совпадает с положением максимума слоя F2. Лидарный сигнал максимален на высотах 280–290 км во всех случаях. Согласно данным ионозонда, например, 5 сентября 2017 г. максимум слоя F2 при регистрации светорассеивающего слоя находился на высотах 300–350 км.
 3. Главный максимум сигнала хорошо аппроксимируется профилем скорости ионизации моноэнергетическим пучком высыпавшихся электронов с энергией 330 эВ (Бычков, Середкин, 2020; Rees, 1963).
 4. Повышенное рассеяние света, формирующее второй локальный максимум на высотах 350–450 км (см. рис. 3), отмечено для всех сигналов на длине волны 561 нм. Во всех случаях на длине волны 532 нм с увеличением высоты сигнал монотонно уменьшался от своего максимального значения.

Напомним основные свойства ионосферы, необходимые в дальнейшем. Основными процессами, определяющими образование ионосферы, являются реакции ионизации компонент N_2 , O_2 , O фотоном или электронным ударом с образование ионов N_2^+ , O_2^+ , O^+ . В исследовании (Richards, 2011) представлены результаты моделирования ионосферы в интервале высот 100–400 км. Параметры модели корректировались по данным измерений со спутника АЕ-С (англ. Atmosphere Explorer-C). В работе приведены схемы фотохимических процессов и скорости образования составляющих нижней термосферы. Наиболее важные для нас результаты этой работы можно сформулировать так:

- определяющим процессом, формирующим появление иона N^+ в основном состоянии, является ионизация молекулярного азота;
- основным процессом, формирующим ионы $O^+(^4S)$ в основном состоянии, является ионизация молекулярного и атомарного кислорода;
- скорость образования ионов O^+ примерно в 1,5 раза выше, чем ионов N^+ ;
- больше половины всех ионов N^+ и O^+ рождаются в возбуждённом состоянии.

Механизм формирования сигнала резонансного рассеяния

Формирование сигнала резонансного рассеяния заключается в поглощении фотона ионом, переходом иона на верхний уровень с последующим обратным переходом и излучением на той же частоте. Состояния нижнего уровня в переходах (1) также являются возбуждёнными. Время жизни возбуждённого иона τ определяется как:

$$\tau = 1/(\sum A_{ik} + \nu), \quad (2)$$

где A_{ip} — коэффициенты Эйнштейна для спонтанных переходов; ν — частота соударений ионов с нейтралами. Суммирование коэффициентов Эйнштейна A_{ik} производится для всех состояний, радиационные переходы в которые возможны (Шефов и др., 2006). Для области выше 100 км можно положить $\nu = 0$, так как частота ν соударений ионов на этих высотах $< 5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, что много меньше частот радиационных переходов. Поиском всех таких состояний в базе данных (Kramida et al., 2018) получаем значения τ , равные 1,06; 1,42 и 12,82 нс для O^+ , N^{++} и N^+ соответственно. Эти значения близки к значениям длительности импульсов лазеров T_{pulse} на длинах волн 532 и 561 нм, равным 5 и 10 нс соответственно.

В произвольном тонком слое атмосферы содержание возбуждённых ионов пропорционально скорости образования этих ионов, умноженной на время жизни τ этого состояния. Кроме того, во взаимодействии будут участвовать ионы, которые родились в этом слое за время нахождения в нём строга лазерного импульса, T_{pulse} . Сигнал должен быть пропорционален скорости образования ионов, помноженной на сумму длительности импульса и времени жизни возбуждённого иона.

В первом приближении можно проводить оценку сигнала N таким образом:

$$N \sim V(\tau + T_{pulse})P, \quad (3)$$

где P — вероятность взаимодействия иона с фотоном лазерного импульса; V — скорость образования ионов в нужном состоянии. Вероятность взаимодействия родившегося иона можно определить величиной $\sigma \cdot N\tau$, $N\tau$ — число «полезных» фотонов, пролетевших через единицу площади за время жизни иона τ , помноженной на величину сечения рассеяния σ . Полезными будем называть фотоны с длиной волны из области доплеровского уширения линии (см. рис. 2). Если $\sigma \cdot N\tau$ больше единицы, то вероятность поглощения фотона близка к единице, в противном случае она равна $\sigma \cdot N\tau$.

Сечение резонансного рассеяния в удобном для расчётов классическом представлении (Константинов, Матвеевцев, 2010) равно $\sigma = 3/(2\pi) \cdot \lambda^2$, где λ — длина волны. Подставляя значения 532 и 561 нм, получаем $1,35 \cdot 10^{-13}$ и $1,5 \cdot 10^{-13}$ м², соответственно. Использование коллиматоров уменьшает расхождение луча в 7–8 раз, до 0,08 мрад. Площадь засвеченной поверхности на высоте 300 км будет равна 350 м².

Значения энергии фотонов равны 2,33 и 2,3 эВ или $3,72 \cdot 10^{-19}$ и $3,68 \cdot 10^{-19}$ Дж для длин волн 532 и 561 нм. Число «полезных» фотонов $N\tau$ в импульсе с учётом данных таблицы и рис. 2 равно 40 и 15 мДж, или $\sim 1,0 \cdot 10^{17}$ и $0,4 \cdot 10^{17}$ фотонов, для ионов азота и кислорода соответственно. С учётом потерь в передающем тракте лидара (по 5–10 % на четырёх поверхностях двух линз коллиматора и выводного зеркала) и на рассеяние в атмосфере (20 %) число фотонов $N\tau$, проходящих через 1 м² за время жизни иона, составит $1,28 \cdot 10^{14}$ и $5,1 \cdot 10^{13}$ для 532 и 561 нм. Для оценки вероятности взаимодействия фотона с ионом получим значения $\sigma \cdot N\tau$, равные 17,2 и 0,75 для импульсов 532 и 561 нм. Подробнее, хотя и не в законченном виде, расчёт приведён в работе (Бычков, Середкин, 2020, Vuchkov, 2023).

При использовании лидара с параметрами, представленными в таблице, на высоте 300 км вероятность поглощения фотона возбуждённым ионом атомарного азота близка к единице с многократным (в 17 раз) запасом по энергии лазерного импульса. Для ионов кислорода вероятность абсорбции равна 0,75. Это означает, что все возбуждённые ионы в стробе будут участвовать в процессе абсорбции фотонов при энергиях импульса больше 100 мДж для ионов азота и больше ~ 150 мДж для ионов кислорода. С ростом энергии импульса сигнал не будет нарастать. Он будет зависеть только от скорости ионизации.

Если предположить, что скорости образования возбуждённых ионов O^+ и N^+ в состоянии нижнего уровня переходов (1) равны, то отношение числа поглощённых фотонов N_{561}/N_{532} , рассчитанное по формуле (3), будет равно 0,42. Это означает, что каждая пара импульсов лазеров будет поднимать на верхний уровень в 2,5 раза больше ионов азота, чем кислорода. Полученное экспериментально отношение сигналов равно $N_{561}/N_{532} \sim 0,8$. Это не означает, что скорость образования ионов кислорода должна быть приблизительно в два раза выше.

Лидарный сигнал определяется долей ионов, вернувшихся в исходное состояние нижнего уровня переходов (1) с излучением на резонансной длине волны. Для оценки этой доли нужно найти все состояния, радиационные переходы в которые с верхнего уровня возможны, и по значениям коэффициентов Эйнштейна оценить вероятность переходов. В диапазоне длин волн 50–1500 нм найдены 8 линий азота и 10 линий кислорода, соответствующих возможным переходам с верхних уровней в соотношении (1). Можно предположить, что доля ионов, уходящих с верхнего уровня, для каждого разрешённого перехода будет пропорциональна вкладу коэффициента Эйнштейна этого перехода в общую сумму, определяющую время жизни состояния в соответствии с формулой (2). Диаграмма энергетических уровней этих переходов показана на рис. 4 (см. с. 269).

Подсчёт показал, что в переходе с излучением на резонансных частотах будет участвовать около 2,5 % ионов кислорода и $\sim 0,6$ % ионов азота. Для соотношения 2,5:1 для числа поднятых на верхний уровень ионов азота к кислороду доля вернувшихся с резонансным излучением ионов азота должна быть уменьшена приблизительно в четыре раза. Для резонансных переходов получим соотношение $N_{532}/N_{561} = 0,625$. С учётом лидарных данных для скоростей появления состояний нижнего уровня переходов (1), получаем $V_N/V_O = 1/0,625/0,8 = 2$.

Скорость образования состояний нижнего уровня переходов (1) для ионов азота должна быть в два раза выше чем ионов кислорода. Такое отношение скоростей появления возбуждённых состояний является реалистичным и может объяснить наблюдаемое отношение сигналов на длинах волн 532,08 и 561,106 нм.

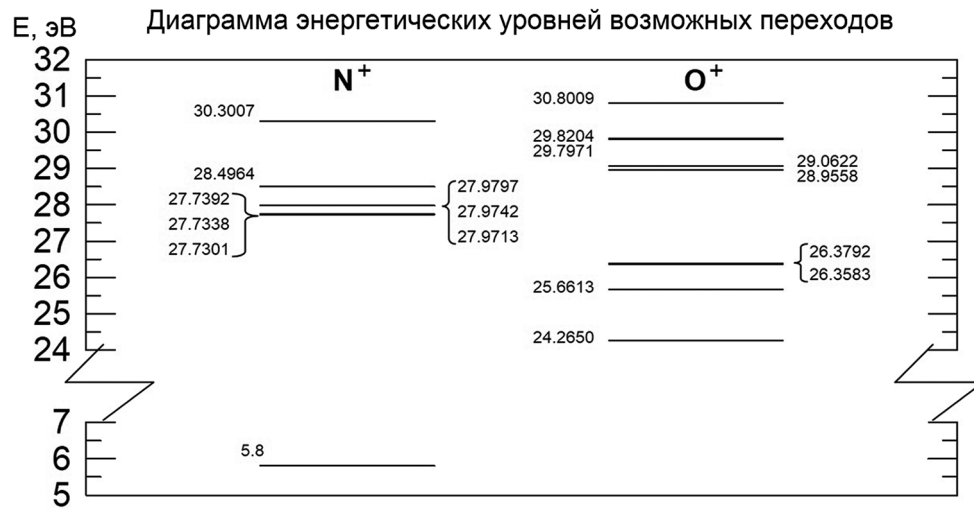


Рис. 4. Схема радиационных переходов возбуждённых ионов атомов кислорода и азота из состояний верхнего уровня в (1)

Ионы в состояниях нижнего уровня переходов (1) могут образоваться при возбуждении существующих ионов или при рождении в процессе ионизации нейтральных компонент атмосферы. На высоте 300 км содержание N₂, O₂, N и O равно 1,5·10⁸, 4·10⁶, 1,5·10⁷ и 6·10⁸ см⁻³, соответственно (Picone et al., 2001), ночное содержание N⁺ и O⁺ равно 10² и 10⁴ см⁻³. Сечения возбуждения ионов и ионизации атомов одного порядка (Авакян и др., 1997; Андреев, 2010). Только процесс ионизации атомарных компонент внесёт на порядки больший вклад в скорость образования N^{*+} и O^{*+}, чем процесс возбуждения существующих ионов. Основной вклад в формирование слоя F2 ионосферы вносит процесс ионизации N₂, O₂ и O. Атомарные N⁺ и O⁺ образуются в результате фотохимических превращений N₂⁺, O₂⁺, в том числе их диссоциации.

Второй максимум на профиле рассеяния на ионах кислорода (см. рис. 3) присутствует во всех зарегистрированных случаях появления слоя. Он появляется в результате ионизации атомарного кислорода. На высоте 400 км содержание O и O₂ порядка 10⁸ и 10⁵ см⁻³. Они составляют 90 и 0,1 % от общего содержания компонент атмосферы. Содержание O⁺ на 4–5 порядков меньше. Возбуждение существующих ионов не играет заметной роли в формировании лидарного сигнала на всех высотах F2-области ионосферы.

О роли процессов довозбуждения ионов

В общем случае уравнения для населённости возбуждённого уровня p имеют вид:

$$dN_p/dt = G_p - L_p, \tag{4}$$

где N_p — населённость уровня p ; G_p и L_p — скорости прихода и ухода ионов с соседних уровней.

Скорости перехода с уровня i на уровень p имеют вид: $k_{ip} N_e N_i + A_{ip} N_i$, где k_{ip} — константа скорости довозбуждения электронным ударом с уровня i на p ; N_e — концентрация электронов; N_i — концентрация ионов на уровне i .

Для выяснения влияния этих переходов необходимо решить систему уравнений вида (4). Также необходимо рассмотреть реакции ионизации и рекомбинации, добавить уравнения для электронной температуры и плотности. Для нашей цели нет необходимости решать эту задачу. Достаточно оценить влияние этих процессов на лидарный сигнал. Лидарный сигнал зависит как от содержания (населённости), так и скорости поступления возбуждённых ионов. Рассмотрим эволюцию дополнительной ионизации, «поднятой» на верхний уровень парой лазерных импульсов.

Время жизни состояний верхнего уровня переходов (1) определяется формулой (2) и составляет 0,22 и 15 нс для ионов азота и кислорода. За это время все ионы, «поднятые» импульсами лидара перейдут на нижележащие уровни (см. рис. 4). В том числе на исходный, в количестве 0,6 и 2,5 % ионов азота и кислорода. Для ионов, вернувшихся в исходное состояние, повторные переходы на верхний уровень по схеме (1) возможны, если строб импульса ещё находится в месте расположения иона. Но даже если все вернувшиеся ионы будут вновь подняты на верхний уровень, на исходный нижний уровень повторно вернуться 0,6 и 2,5 % от популяции вновь поднятых ионов. Причём 98,2 % ионов азота перейдёт в основное состояние с излучением на длине волны 50,6 нм. Этот процесс затухает каждый раз на два порядка, вкладом его в лидарный сигнал можно пренебречь.

В ночных условиях вклад довозбуждения ионов на нижних уровнях (см. рис. 4) излучением на длинах волн, резонансных для верхнего уровня, можно не учитывать.

Оценим также возможность довозбуждения за счёт столкновений со свободными электронами ионосферы. Частоту упругих соударений электронов с ионами можно оценить по формуле: $\nu_{ei} = 20(N_i/T_e^{3/2})$, где N_i — концентрация ионов; T_e — температура (<http://www.astrolyceum.lpi.ru/Seminar/Collision.pdf>). Для $N_i = 10^4 \text{ см}^{-3}$ и $T_e = 800 \text{ К}$ получим значение $\nu_{ei} = 10 \text{ Гц}$. Для ионов в состояниях с главным квантовым числом 3–4 значения времени жизни лежат в интервале 1 нс – 1 мкс. Полученная оценка частоты столкновений 10 Гц означает, что содержания ионов не хватает на 5–6 порядков для обеспечения процесса довозбуждения.

Что касается довозбуждения высыпавшимися электронами. В предыдущем разделе было показано, что как населённость, так и скорость поступления ионов на возбуждённые нижние уровни переходов (1) обеспечивается главным образом процессом ионизации N_2 , O_2 , O . Вклад процесса возбуждения существующих ионов на несколько порядков меньше. Это относится и к возбуждённым состояниям на нижних уровнях (см. рис. 4). Вклад в сигнал процесса довозбуждения высыпавшимися электронами можно не учитывать.

Таким образом, можно сделать общий вывод, что на высотах 100–500 км влиянием процессов довозбуждения на ионы азота и кислорода можно пренебречь. Доля ионов, вернувшихся в исходное состояние с излучением на резонансных частотах 532 и 561 нм, заметным образом не изменится. В общем случае, для других переходов и условий, такую оценку проводить необходимо.

О коэффициенте рассеяния

Под коэффициентом ослабления при распространении лазерного излучения понимают коэффициент $\alpha(\nu, H)$, в законе Бугера – Ламберта – Бэра в дифференциальной форме для плоской волны имеющий вид (Зуев, 2004): $dI(\nu) = -I(\nu)\alpha(\nu, H)dH$, где $I(\nu)$ — интенсивность излучения с частотой ν , Вт/см²; $\alpha(\nu, H) = \beta a + \beta m + \beta p$ — коэффициент ослабления; βp — коэффициент поглощения; $\beta a, \beta m$ — коэффициенты аэрозольного и молекулярного рассеяния.

Как уже отмечалось, на длине волны 532 нм, для энергий импульса больше 100 мДж и длительностью 5 нс, на высотах 300 км вероятность взаимодействия ионов с фотонами импульса близка к единице. Будет получен одинаковый сигнал резонансного рассеяния и, соответственно, одинаковое ослабление $dI(\nu)$ для разной интенсивности излучения $I(\nu)$.

Разница между аэрозольным и резонансным рассеянием состоит в том, что аэрозольная мишень может участвовать в нескольких актах рассеяния фотонов одного лазерного импульса. При резонансном рассеянии мишень уничтожается при первом взаимодействии с фото-

ном. На высоте больше 100 км, где $\beta a = \beta m = 0$, может наблюдаться резонансное рассеяние. Согласно закону Бугера – Ламберта – Бэра коэффициенты рассеяния для него будут разными для разной энергии излучения лазера, с определённого значения $I(\nu)$ обратный сигнал не зависит от энергии лазерного импульса.

Фактически, процесс формирования сигнала резонансного рассеяния на возбуждённых ионах кислорода и азота — это процесс поглощения излучения и рассеяния на той же длине волны только малой доли адсорбированного излучения. Выше 100 км $\beta m = 0$ и расчёт коэффициента рассеяния по любым приближениям средней атмосферы не имеет смысла.

Заключение

Проведён анализ лидарных данных и геофизической обстановки, сопровождавшей появление светорассеивающих слоёв в термосфере. Сделан вывод о резонансном рассеянии, предложен механизм формирования лидарного сигнала резонансного рассеяния. Можно сделать следующие выводы:

- резонансное рассеяние на длинах волн 532,095 и 561,106 нм происходит на возбуждённых ионах атомарного азота и кислорода, рождающихся в процессе ионизации молекул кислорода, азота и атомарного кислорода;
- процесс ионизации атомарного кислорода может проявляться в резонансном рассеянии на высотах больше 300 км. Ниже он маскируется вкладом молекулярных компонент;
- влияние на сигнал процесса возбуждения ионов O^+ и N^+ в основном состоянии ничтожно. Лидарные данные не содержат значимой информации об их содержании в атмосфере, лидар «не видит» ионов в основном состоянии. Резонансное рассеяние даёт информацию о появлении источников ионизации в атмосфере;
- предложенный механизм формирования лидарного сигнала может быть использован для оценки потенциальной эффективности лидара при выборе рабочей длины волны для лидарных исследований атмосферы.

Выражаю признательность за консультации по вопросам спектрометрии кандидату физико-математических наук Ильину Алексею Анатольевичу, старшему научному сотруднику Института автоматизации и процессов управления Института автоматизации и процессов управления ДВО РАН.

Работа выполнена на оборудовании Центра коллективного пользования (ЦКП) Института космических исследований и распространения радиоволн (ИКИР) ДВО РАН, ЦКП «Северо-восточный гелиогеофизический центр» 558279, Уникальной научной установке 351757.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ИКИР ДВО РАН (регистрационный номер темы 124012300245-2).

Литература

1. Авакян С. В., Воронин Н. А., Серова А. Е. Роль ридберговских атомов и молекул в верхней атмосфере // Геомагнетизм и аэрномия. 1997. Т. 37. № 3. С. 99–106.
2. Андреев Г. В. Расчет сечения ионизации электронным ударом для атомов водорода и азота // Физико-хим. кинетика в газовой динамике. 2010. Т. 9. С. 263–264. <http://chemphys.edu.ru/issues/2010-9/articles/161/>.
3. Бычков В. В., Середкин И. Н. Резонансное рассеяние на возбуждённых ионах как индикатор выпадений сверхтепловых электронов в термосферу // Оптика атмосферы и океана. 2020. Т. 33. № 10. С. 774–781. DOI: 10.15372/AOO20201005.
4. Бычков В. В., Шевцов Б. М. Динамика лидарных отражений верхней атмосферы Камчатки и ее связь с явлениями в ионосфере // Геомагнетизм и аэрномия. 2012. Т. 52. № 6. С. 837–844.

5. Бычков В. В., Пережогин А. С., Пережогин А. С., Шевцов Б. М., Маричев В. Н., Матвиенко Г. Г., Белов А. С., Черемисин А. А. Лидарные наблюдения появления аэрозолей в средней атмосфере Камчатки в 2007–2011 г. // *Оптика атмосферы и океана*. 2012. Т. 25. № 1. С. 87–93.
6. Бычков В. В., Середкин И. Н., Маричев В. Н. Резонансное рассеяние как причина регистрации мнимого аэрозоля в средней атмосфере // *Оптика атмосферы и океана*. 2020. Т. 33. № 11. С. 867–873. DOI: 10.15372/AOO20201107.
7. Зуев В. В. Лидарный контроль стратосферы. Новосибирск: Наука, 2004, 306 с.
8. Константинов О. В., Матвеевцев А. В. Гигантское сечение резонансного рассеяния электромагнитных волн электроном в металлическом или полупроводниковом кластере // *Письма в Журн. техн. физики*. 2010. Т. 36. № 22. С. 17–20.
9. Костко О. К. Использование лазерной локации в исследованиях атмосферы // *Квантовая электроника*. 1975. Т. 2. № 10. С. 2133–2162.
10. Шефов Н. Н., Семенов А. И., Хомич В. Ю. Излучение верхней атмосферы — индикатор ее структуры и динамики. М.: ГЕОС, 2006. 740 с.
11. Bychkov V. V. Resonant scattering by excited gaseous components as an indicator of ionization processes in the atmosphere // *Atmosphere*. 2023. V. 14. No. 2. P. 271–287. <https://doi.org/10.3390/atmos14020271>.
12. Bychkov V. V., Nepomnyachiy Y. A., Perezhogin A. S., Shevtsov B. M. Lidar returns from the upper atmosphere of Kamchatka on observations in 2008–2014 // *Earth, Planets and Space*. 2014. V. 66. Article 150. 4 p. DOI: 10.1186/s40623-014-0150-6.
13. Collins R., Hallinan T., Smith R., Hernandez G. Lidar observations of a large high-altitude sporadic Na layer during active aurora // *Geophysical Research Letters*. 1996. V. 23. No. 24. P. 3655–3658. <https://doi.org/10.1029/96GL03337>.
14. Collins R., Li J., Martus C. First lidar observation of the mesospheric nickel layer // *Geophysical Research Letters*. 2015. V. 42. No. 2. P. 665–671. <https://doi.org/10.1002/2014GL062716>.
15. Kawahara T., Nozawa S., Saito N. et al. Sodium temperature/wind lidar based on laser-diode-pumped Nd:YAG lasers deployed at Tromsø, Norway (69.6° N, 19.2° E) // *Optics Express*. 2017. V. 25. No. 2. P. A491–A501. <https://doi.org/10.1364/OE.25.00A491>.
16. Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J. et al. NIST atomic spectra database (ver. 5.5.2) / National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. 2018. <https://physics.nist.gov/asd>.
17. Rees M. H. Auroral ionization and excitation by incident energetic electrons // *Planetary Space Science*. 1963. V. 11. No. 10. P. 1209–1218. [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(63\)90252-6](https://doi.org/10.1016/0032-0633(63)90252-6).
18. Picone M., Hedin A. E., Drob D. NRLMSISE-00 Model. 2001. <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/atmos/nrlmsise00.html>.
19. Richards P. J. Reexamination of ionospheric photochemistry // *J. Geophysical Research*. 2011. V. 116. Iss. A8. Article A08307. 14 p. DOI: 10.1029/2011JA016613.
20. Tsuda T., Nozawa S., Kawahara T. et al. Decrease in sodium density observed during auroral particle precipitation over Tromsø, Norway // *Geophysical Research Letters*. 2013. V. 40. No. 17. P. 4486–4490. <https://doi.org/10.1002/grl.50897>.

Formation of resonant scattering on excited ions of oxygen and nitrogen atoms in lidar studies of the atmosphere

V. V. Bychkov

*Institute of Cosmophysical Research and Radio Wave Propagation FEB RAS
Paratunka 684034, Russia
E-mail: vasily.v.bychkov@gmail.com*

The results of the analysis of lidar data obtained in Kamchatka (53° N, 158° E) in 2008–2022 are presented. Atmospheric sounding was carried out in the altitude range of 25–600 km at wavelengths 532 and 561 nm. The appearance of increased scattering in the altitude range of 200–400 km was detected. It is shown that it is caused by resonant scattering on excited ions of nitrogen and oxygen atoms. Under night conditions, such ions are created in the process of ionization of the main gas components of the atmosphere during the precipitation of energetic electrons. It is shown that the process of ex-

citation of ions in the ground state does not play any significant role in the formation of the lidar signal. Resonant scattering at these altitudes appears in the process of ionization of the main gas components — N_2 , O_2 , O . A mechanism for the formation of a lidar signal of resonant scattering on excited ions is proposed. A general scheme is proposed for assessing the potential efficiency of laser radiation when choosing a wavelength for lidar research of the atmosphere. The meaning of the scattering coefficient in the thermosphere is discussed.

Keywords: atmosphere, ionosphere, lidar, scattering

Accepted: 08.07.2024

DOI: 10.21046/2070-7401-2024-21-4-263-274

References

1. Avakyan S. V., Voronin N. A., Serova A. E., The role of Rydberg atoms and molecules in the upper atmosphere, *Geomagnetizm i Aeronomiya*, 1997, Vol. 37, No. 3, pp. 331–335.
2. Andreev G. V., Calculation of the ionization cross-section for electron impact of hydrogen and nitrogen atoms, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2010, Vol. 9, pp. 263–264 (in Russian), <http://chemphys.edu.ru/issues/2010-9/articles/161/>.
3. Bychkov V. V., Seredkin I. N., Resonance scattering in the thermosphere as an indicator of superthermal electron precipitation, *Atmospheric and Oceanic Optics*, 2021, Vol. 34, Issue 1, pp. 26–33, DOI: 10.1134/S1024856021010048.
4. Bychkov V. V., Shevtsov B. M., Dynamics of lidar reflections of the Kamchatka upper atmosphere and its connection with phenomena in the ionosphere, *Geomagnetizm i Aeronomiya*, 2012, Vol. 52, pp. 797–804, DOI: 10.1134/S0016793212060047.
5. Bychkov V. V., Perezhogin A. S., Perezhogin A. S. et al., Observations of aerosol occurrence in the middle atmosphere of Kamchatka in 2007–2011, *Atmospheric and Oceanic Optics*, 2012, Vol. 25, Issue 3, pp. 228–235, DOI: 10.1134/S1024856012030037.
6. Bychkov V. V., Seredkin I. N., Marichev V. N., Scattering on excited ions as a reason for detecting imaginary aerosols in the middle atmosphere, *Atmospheric and Oceanic Optics*, 2021, Vol. 34, Issue 2, pp. 104–111, DOI: 10.1134/S1024856021020032.
7. Zuev V. V., *Lidarnyi kontrol' stratosfery* (Lidar control of the stratosphere), Novosibirsk: Nauka, 2004, 306 p. (in Russian).
8. Konstantinov O. V., Matveentsev A. V., Giant resonant scattering cross sections of electromagnetic wave by an electron in a metal or semiconductor cluster, *Technical Physics Letters*, 2010, Vol. 36, Issue 11, pp. 1032–1033, DOI: 10.1134/S1063785010110179.
9. Kostko O. K., Use of laser radar in atmospheric investigations (review), *Soviet J. Quantum Electronics*, 1975, Vol. 5, No. 10, pp. 1161–1189, DOI: 10.1070/QE1975v005n10ABEH011998.
10. Shefov N. N., Semenov A. I., Chomich V. Y., *Radiation of the upper atmosphere — an indicator of its structure and dynamics*, Moscow: GEOS, 2006, 740 p.
11. Bychkov V. V., Resonant scattering by excited gaseous components as an indicator of ionization processes in the atmosphere, *Atmosphere*, 2023, Vol. 14, Issue 2, pp. 271–287, <https://doi.org/10.3390/atmos14020271>.
12. Bychkov V. V., Nepomnyachiy Y. A., Perezhogin A. S., Shevtsov B. M., Lidar returns from the upper atmosphere of Kamchatka on observations in 2008–2014, *Earth, Planets and Space*, 2014, Vol. 66, Article 150, DOI: 10.1186/s40623-014-0150-6.
13. Collins R., Hallinan T., Smith R., Hernandez G., Lidar observations of a large high-altitude sporadic Na layer during active aurora, *Geophysical Research Letters*, 1996, Vol. 23, Issue 24, pp. 3655–3658, <https://doi.org/10.1029/96GL03337>.
14. Collins R., Li J., Martus C., First lidar observation of the mesospheric nickel layer, *Geophysical Research Letters*, 2015, Vol. 42, Issue 2, pp. 665–671, <https://doi.org/10.1002/2014GL02716>.
15. Kawahara T., Nozawa S., Saito N. et al., Sodium temperature/wind lidar based on laser-diode-pumped Nd: YAG lasers deployed at Tromsø, Norway (69.6° N, 19.2° E), *Optics Express*, 2017, Vol. 25, Issue 12, pp. A491–A501, <https://doi.org/10.1364/OE.25.00A491>.
16. Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J. et al., *NIST atomic spectra database (ver. 5.5.2)*, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 2018, <https://physics.nist.gov/asd>.
17. Rees M. H., Auroral ionization and excitation by incident energetic electrons, *Planetary Space Science*, 1963, Vol. 11, Issue 10, pp. 1209–1218, [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(63\)90252-6](https://doi.org/10.1016/0032-0633(63)90252-6).
18. Picone M., Hedin A. E., Drob D., *NRLMSISE-00 Model*, 2001, <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/atmos/nrlmsise00.html>.

19. Richards P.J., Reexamination of ionospheric photochemistry, *J. Geophysical Research*, 2011, Vol. 116, Issue A8, Article A08307, 14 p., DOI: 10.1029/2011JA016613.
20. Tsuda T., Nozawa S., Kawahara T. et al., Decrease in sodium density observed during auroral particle precipitation over Tromsø, Norway, *Geophysical Research Letters*, 2013, Vol. 40, Issue 17, pp. 4486–4490, <https://doi.org/10.1002/grl.50897>.