

УДК 551.501.42

Исследование возможностей лидарных измерений температуры атмосферы Земли из космоса

В.Н. Маричев^{1,2}, Д.А. Бочковский^{1,2*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 16.08.2013 г.

Выполнен анализ возможности лидарных измерений температуры атмосферы в УФ-области спектра с борта международной космической станции. В качестве передатчика лидара был взят твердотельный Nd:YAG-лазер с излучением на 3-й и 4-й гармониках с длинами волн 355 и 266 нм.

Показано, что с излучением на длине волны 355 нм лидаром с доступными параметрами на уровне 10% погрешности измерений в ночное время можно охватить диапазон высот измерений в среднем от 20 до 70 км (ниже расчеты не проводились). При малом поле зрения приемной антенны около 0,1 мрад и узких полосах пропускания светофильтров порядка 1 нм измерения температуры реализуемы в интервале высот от 20 до 40 км днем и 20–70 км, начиная с сумеречного времени суток.

Несмотря на большие сигналы, получаемые лазером с длиной волны 266 нм, его использование в лидаре невозможно из-за влияния поглощения излучения озоном. Последнее при расчете температуры по измеренным лидарным сигналам за счет систематической ошибки приводит к ее ложным отклонениям от реальных значений.

Ключевые слова: космос, атмосфера, космический аппарат, лидар, вертикальное распределение температуры; space, atmosphere, space apparatus (spacecraft), lidar, vertical distribution of temperature.

Введение

Температура, наряду с плотностью, давлением, влажностью и скоростью ветра, является одной из главных физических величин, характеризующих состояние атмосферы. Знание температурных полей необходимо для изучения динамических процессов, происходящих в атмосфере, отслеживания ее термического режима, включая радиационный баланс, выявления климатических изменений. Для исследования крупномасштабных пространственно-временных характеристик температурных полей важно охватить наблюдениями весь земной шар. В настоящее время это делается с помощью глобальной наземной сети аэрологических метеостанций (<http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>).

Недостаток получаемых на этой сети данных заключается в неравномерной сетке размещения станций на планете и в ограниченности высоты подъема радиозондов (до 20–30 км). По этой причине из наблюдений выпадают значительные территории, большая часть стратосферного слоя и вся мезосфера до высот 90 км. Указанный недостаток снимается зондированием атмосферы из космоса, когда установленные на космических аппаратах (КА) специальные

приборы обеспечивают глобальный охват территории наблюдений. Например, со спутника «Аура» с помощью микроволнового лимбового зонда с 2004 г. проводятся регулярные измерения вертикальных профилей температуры в верхней тропосфере и средней стратосфере до высот 100 км от уровня Земли [1].

Для сравнения в качестве альтернативного варианта рассмотрим потенциальные возможности измерений вертикального распределения температуры лидаром, установленным на борту космического аппарата, в данном случае на борту международной космической станции. Следует заметить, что NASA с 2005 г. уже проводит зондирование средней атмосферы и тропосферы с КА CALIPSO лидаром CALIOP, но относится оно только к исследованию аэрозоля и облаков ([http://ccplot.org/pub/resources/CALIPSO/Status and performance of the CALIOP lidar.pdf](http://ccplot.org/pub/resources/CALIPSO/Status_and_performance_of_the_CALIOP_lidar.pdf)).

В настоящее время еще не созданы лидары для измерений температуры в атмосфере Земли из космоса. Тем не менее подобные измерения широко проводятся наземными стационарными лидарами и лидарами, установленными на подвижные платформы (автомобили, корабли, самолеты). Поскольку принцип лидарного зондирования атмосферы не зависит от места установки прибора, то целесообразно сравнить известные лидарные методы измерений температуры и выбрать тот, который позволил бы принять наиболее мощные сигналы обратного рассеяния света

* Валерий Николаевич Маричев (marichev@iao.ru); Дмитрий Андреевич Бочковский (moto@iao.ru).

при взаимодействии лазерного излучения с атмосферой. Величина мощности принимаемого сигнала важна при зондировании из космоса по причине большой удаленности КА от исследуемого объекта.

Известно четыре лидарных метода измерений температуры в атмосфере, основанных на использовании:

- 1) упругого молекулярного рассеяния света;
- 2) спонтанного комбинационного рассеяния света;
- 3) дифференциального поглощения света;
- 4) резонансного рассеяния света.

Резюмируем кратко достоинства и недостатки этих методов.

Метод упругого молекулярного рассеяния света [2–5]. Формирование мощных лидарных сигналов и простота реализации. Недостаток – влияние аэрозоля, из-за которого остаются неохваченными вся тропосфера и нижняя стратосфера до высот 20–30 км (т.е. область вертикального распространения аэрозоля). Кроме того, при извержении вулканов в слоях локализации эруптивного аэрозоля измерения температуры становятся проблематичными.

Метод спонтанного комбинационного рассеяния света [6–13]. Отсутствие влияния аэрозоля на точность расчета температуры по лидарным сигналам, поэтому возможны измерения в высотных интервалах, где может присутствовать аэрозоль. Недостаток – лидарные сигналы на 2–3 порядка слабее, чем в первом методе. По этой причине их мощности будет недостаточно, чтобы охватить высотный интервал аэрозольного наполнения «тропосфера – нижняя стратосфера».

Метод дифференциального поглощения света [14, 15]. Измерения температуры не зависят от присутствия аэрозольного компонента. Недостаток – трудность реализации метода, из-за которой он не нашел применения в наземных лидарах.

Метод резонансного рассеяния света [16, 17]. Высокая мощность лидарных сигналов. Недостаток – более сложная реализация по сравнению с первым методом, ограниченность измерений температуры высотным интервалом, в котором локализованы атомы металлов (80–110 км).

Каждый из рассмотренных методов требует применения отдельных лазерных источников. Перспективно было бы объединить первый и четвертый методы, но реализовать одновременно установку и функционирование двух лидаров на борту КА нереально. Поэтому первоначально выбор падает на использование на борту КА рэлеевского лидара, который, в принципе, позволяет охватить наибольший высотный интервал измерений температуры «стратосфера – мезосфера».

1. Определение температурной стратификации по молекулярному (рэлеевскому) рассеянию света

Приведем лидарное уравнение, определяющее величину принимаемого сигнала, которое в приближении однократного упругого рассеяния имеет вид

$$N(H) = CF(H)P^2(H)[\beta_a(H) + \beta_m(H)]H^{-2}, \quad (1)$$

где H – высота (в обобщенном случае – расстояние); $N(H)$ – эхосигнал с высоты H ; $\beta_a(H)$, $\beta_m(H)$ – коэффициенты обратного аэрозольного и молекулярного рассеяния; C – аппаратная постоянная лидара, включающая площадь приемного телескопа, пропускание приемопередающего тракта, энергию лазерного импульса, квантовую эффективность фотодетектора; $F(H)$ – геометрический фактор лидара, учитывающий перекрытие луча и поля зрения антенны; $P(H)$ – прозрачность слоя атмосферы от лидара до текущей высоты H на зондируемой длине волны.

Лидарные измерения вертикального распределения температуры по рэлеевскому рассеянию света основаны на однозначной связи между коэффициентом обратного молекулярного рассеяния $\beta_m(H)$ и плотностью атмосферы $q(H)$ для высоты H . В свою очередь, согласно лидарному уравнению (1), эхосигналы пропорциональны величине $\beta_m(H)$, тогда как плотность атмосферы связана с температурой $T(H)$ через давление $p(H)$ известным законом состояния идеального газа:

$$p(H) = R^* q(H) T(H), \quad (2)$$

где R^* – удельная газовая постоянная.

При условии выполнения гидростатического равновесия

$$dp(H) = -q(H)g(H)dH \quad (3)$$

и отсутствия на зондируемом интервале аэрозольных слоев может быть установлена связь между температурой и лидарными сигналами. Нами в [2] было получено следующее выражение для температуры:

$$T(H) = \frac{P^2(H)}{N(H)H^2} \times \left[\frac{N(H_m)H_m^2 T(H_m)}{P^2(H_m)} + \frac{1}{R^*} \int_{H_m}^H \frac{N(h)h^2 g(h) dh}{P^2(h)} \right], \quad (4)$$

где H_m – максимальная высота, с которой регистрируются достаточно надежные для обработки сигналы [так называемая высота калибровки, на которой задаются граничные значения температуры $T(H_m)$]. Ранее в [3] было получено выражение для температуры в виде

$$T(H) = \frac{g(H)\Delta H}{R^* \ln(1+x)}, \quad (5)$$

$$x = \frac{p(H)g(H)\Delta H}{p\left(H + \frac{\Delta H}{2}\right)}, \quad (6)$$

где ΔH – пространственное разрешение (толщина выбранного слоя). Приведенная в формуле (6) величина x пропорционально связана с лидарным сигналом через плотность атмосферы (более подробно см. [3]).

Очевидное отличие формул (4) и (5) объясняется выбором начальных условий для их вывода: формула (4) получена по давлению массы интегрального столба плотности атмосферы на высоте H , а (5) – по отличию давления на нижней и верхней границах выбранного слоя ΔH . Кроме того, в (4) было учтено ослабление сигнала за счет молекулярного рассеяния, вклад которого становится заметным при измерениях в нижней стратосфере и верхней тропосфере, особенно для ультрафиолетового диапазона длин волн. Тем не менее, несмотря на формальное отличие выражений, проведенный по ним расчет температуры по одним и тем же лидарным сигналам, как и ожидалось, привел к совпадению профилей при условии близости молекулярной прозрачности слоя атмосферы $H \div H_m$ к единице. Последнее, как отмечалось выше, не всегда является корректным, поэтому формула (4) является более точной.

Рассматривая в целом влияние прозрачности атмосферы, включая ее аэрозольную составляющую, необходимо обратить внимание на следующие обстоятельства. Считается, что, начиная с уровня $H = 25 \div 30$ км, формируются эхосигналы исключительно за счет рэлеевского рассеяния света, поскольку выше этого уровня в стратосфере отсутствует аэрозоль [3–5]. Для освоения нижнего диапазона высот ($H < 25 \div 30$ км) рекомендуется переход в более коротковолновую область спектра – на длину волны 355 нм. По сравнению с длиной волны 532 нм, как правило, используемой в подобных целях, получается выигрыш в молекулярном рассеянии света более чем в 5 раз, что позволяет примерно в соответствующее количество раз подавить влияние аэрозольной компоненты.

2. Исследование принципиальных возможностей измерений температурных полей в стратосфере из космоса

Ранее нами в работах [18, 19] при моделировании лидарных измерений плотности атмосферы из космоса было показано, что использование в лидах лазеров ультрафиолетового диапазона длин волн имеет преимущество в формировании более мощных сигналов по сравнению с использованием лазеров видимого диапазона. УФ-диапазон интересен тем, что в нем происходит сильное взаимодействие излучения с молекулярной атмосферой как рассеивающей средой пропорционально четвертой степени отношения видимой и ультрафиолетовой длин волн. Для выбранных длин волн 355 и 266 нм (это третья и четвертая гармоники Nd:YAG-лазера) усиление взаимодействия, в данном случае рассеяния, будет в 5 и 16 раз больше, чем для длины 532 нм. Следовательно, во столько же раз мощнее будут лидарные сигналы. Но вместе с тем нужно учитывать, что и молекулярное ослабление лидарных сигналов в УФ-диапазоне за счет молекулярного рассеяния будет сказываться ослабление за счет поглощения озоном.

2.1. Оценка погрешности измерений температуры: лидарный сигнал и шумовые компоненты

Распишем более подробно уравнение лазерного зондирования, которое в приближении однократного упругого рассеяния света и при приеме излучения в режиме счета фотонов имеет следующий вид:

$$N(H, \Delta H) = \eta \frac{E_0}{h\nu} T_{\text{пт}} F(H) \frac{A \Delta H}{H^2} \times \\ \times P_m^2(H) P_a^2(H) [\beta_{\text{мк}}(H) + \beta_{\text{ат}}(H)], \quad (7)$$

где $N(H, \Delta H)$ – число преобразованных в одноэлектронные импульсы фотонов, принимаемых с высоты H в интервале ΔH ; E_0 – энергия излучаемого лазерного импульса; $h\nu$ – энергия одного фотона на длине волны лазера; η – квантовая эффективность фотоприемника; $T_{\text{пт}}$ – пропускание приемопередающего оптического тракта лидара; A – площадь приемной апертуры лидара; $P_m^2(H)$, $P_a^2(H)$ – пропускание излучения слоем атмосферы до зондирующего объема на расстоянии H и назад за счет молекулярного рассеяния и поглощения и аэрозольного рассеяния. При зондировании из космоса под высотой H следует иметь в виду разницу между высотой орбиты космического аппарата и высотой над уровнем Земли $H_{\text{ор}} - H$.

В случае, когда на трассе зондирования отсутствует аэрозоль, что характерно для высот более 20–30 км, лидарный сигнал будет пропорционален величине обратного молекулярного рассеяния, а следовательно, и плотности воздуха. Таким образом, в чистой молекулярной атмосфере непосредственно по лидарным сигналам можно отслеживать изменение плотности атмосферы на разных высотах, а следовательно, и температуру.

На выходе с фотоприемника формируется сигнал, который кроме лидарного сигнала $N_{\text{л}}$ содержит шумовые компоненты $N_{\text{ф}}$ и $N_{\text{т}}$, возникающие за счет фоновых засветок и собственных темновых шумов:

$$N_{\Sigma}(H, \Delta H) = N_{\text{л}}(H, \Delta H) + N_{\text{ф}} + N_{\text{т}}. \quad (8)$$

Здесь

$$N_{\text{ф}} = T_{\text{п}} \eta \frac{B S_{\text{пт}} \Omega_i}{h\nu} \frac{2\Delta H}{c} \Delta\lambda_i P(H_{\text{ор}} - H), \quad (9)$$

где $T_{\text{п}}$ – пропускание приемной системы; $P(H_{\text{ор}} - H)$ – прозрачность слоя атмосферы $H_{\text{ор}} - H$; $\Delta\lambda_i$ – полоса пропускания светофильтра; $S_{\text{пт}}$ – площадь пятна на поверхности, выделяемой полем зрения антенны лидара; Ω_i – телесный угол поля зрения от поверхности Земли на приемную антенну лидара;

$$B = EA_3/\pi$$

– яркость земной поверхности в направлении на лидар; E , A_3 – освещенность и альbedo подстилающей поверхности Земли;

$$S_{pi} = \pi \gamma_i^2(H) H_{op}^2;$$

γ_i – линейный угол поля зрения приемной системы;

$$\Omega_i = \pi R_i^2 / (2\pi H_{op}^2);$$

R_i – радиус приемного зеркала лидара;

$$N_T = \frac{2\Delta H}{c} f_T,$$

f_T – частота поступления импульсов темнового тока.

При проведении серийных наблюдений суммарный сигнал с фотоприемника запишется как

$$N_{\Sigma}(H, \Delta H, \Delta t) = [N_L(H, \Delta H) + N_{\Phi} + N_T] f_n \Delta t,$$

где Δt – время измерения; f_n – частота посылки лазерных импульсов.

Полная ошибка измерения лидарного сигнала будет определяться суммарным вкладом собственных дробовых шумов, шумов фона и темнового тока по статистике Пуассона согласно формуле

$$\frac{\delta N(H)}{N(H)} = \frac{(N(H) + N_{\Phi} + N_T)^{1/2}}{N(H)}.$$

Процедура оценки точности измерения температурных профилей проводилась следующим образом. Вначале рассчитывался профиль температуры по формуле (4) по модельному лидарному сигналу при нулевых значениях шумовых компонент. Этот профиль принимался как контрольный (реперный). Затем к лидарному сигналу последовательно добавлялись его собственный шум $N^{1/2}$, темновой шум и шум от фона со знаками плюс-минус ($N^{1/2} + N_{\Phi} + N_T$). Все полученные кривые наносились на один рисунок, по которому можно было проследить величину отклонения профилей, вызванных шумами, от контрольного.

Относительно шумовых компонент следует отметить, что собственный дробовой шум сигнала изменяется по трассе зондирования (высоте), темновой остается постоянным, а фоновый, оставаясь также постоянным по высоте, значительно изменяется в зависимости от освещенности земной поверхности (день, ночь) и является доминирующим в ограничении точностных характеристик измерений.

2.2. Зондирование на длинах волн 355 и 266 нм

Расчеты лидарных сигналов проводились для двух апертур радиусом 0,3 и 0,5 м в интервале высот 20–100 км при следующих входных параметрах для 355 нм: квантовая эффективность фотоприемника $\eta = 0,2$, энергия лазерного импульса $E_0 = 0,4$ Дж, энергия $h\nu$ фотона на длине волны 355 нм равна $5,636 \cdot 10^{-22}$ Дж, пропускание приемопередающего тракта 0,2, пространственное разрешение $\Delta H = 1$ км, частота посылки импульсов $f = 20$ Гц, время накопления сигнала $\Delta t = 60$ с. Лидар установлен на бор-

ту КА с высотой орбиты вращения 414 км. Расчет лидарных сигналов (рассеяние, ослабление) проводился по модели атмосферы [20].

Значения фонового сигнала рассчитывались для пропускания приемной системы $T_{\text{пр}} = 0,3$ при трех значениях ширин интерференционных фильтров и двух полей зрения приемного телескопа: $\Delta\lambda_1 = 10$ нм, $\Delta\lambda_2 = 1$ нм, $\Delta\lambda_3 = 0,5$ нм и $\gamma_1 = 1$ мрад, $\gamma_2 = 0,1$ мрад.

При оценке фоновых засветок, согласно работе [21], освещенность поверхности в дневное время задавалась величиной $E = 0,5$ Вт \cdot м⁻² \cdot нм⁻¹. Для альбедо вводились значения 0,9; 0,5; 0,1; 0,01 и 0,001, имитирующие измерения в дневное, сумеречное и вечернее время суток. Для ночных условий, согласно работе [22], лунная освещенность определялась значением 0,0002–0,0003% от солнечной (соответствующие имитирующие значения альбедо $3 \cdot 10^{-6}$, $1,5 \cdot 10^{-6}$, $1 \cdot 10^{-6}$). При расчете темновой компоненты шума частота поступления темновых фотоимпульсов выбиралась как типичная для фотоприемников с $f_T = 50$ имп \cdot с⁻¹.

Погрешности измерений температуры космическим лидаром с радиусом приемного зеркала 0,3 и 0,5 м для поля зрения 1 мрад и разных ширин световых фильтров приведены на рис. 1.

Центральная кривая представляет собой профиль температуры, рассчитанный по лидарному сигналу в отсутствие шумов (контрольная кривая), а остальные сплошные кривые – среднеквадратическое отклонение при расчете температуры по лидарным сигналам с учетом влияния фоновых засветок от дневных до вечерних значений (дневные (кривая 1, 2), сумеречные (3), вечерние (4, 5) условия). Штрихпунктирными кривыми обозначен 10%-й коридор отклонений. Все кривые рассчитаны для высоты калибровки $H_m = 60$ км. Из рис. 1 видно, что измерения температуры в дневное и сумеречное время при поле зрения 1 мрад невыполнимы во всем диапазоне высот 20–60 км для лидаров с зеркалами радиусом 0,3 и 0,5 м. В этом диапазоне высот измерения возможны только в ночное время, а также при узких полосах светофильтров 1 и 0,5 нм в вечернее время.

Аналогичные результаты расчетов получены для поля зрения приемного телескопа 0,1 мрад (рис. 2). Здесь ситуация выглядит значительно лучше. Так, для обоих лидаров при ширине полос светофильтров 1 и 0,5 нм измерения с уровнем погрешности 10% практически реализуемы во всем интервале высот (20–60 км) с сумеречного ($A_3 = 0,1$) по ночное время, а также в интервале высот 20–35 км в дневное время. При ширине полосы 10 нм измерения можно начинать с вечернего времени ($A_3 = 0,01; 0,001$).

Расчеты погрешностей также были выполнены для высоты калибровки $H_m = 70$ км. Принципиальных отличий этих расчетов и расчетов для высоты калибровки $H_m = 60$ км выявлено не было.

Поскольку ночные профили температуры на рис. 1 и 2 (освещенность Луной, $A_3 = 3 \cdot 10^{-6}$, $1,5 \cdot 10^{-6}$, $1 \cdot 10^{-6}$) практически накладываются на контрольный, то они выведены на рис. 3 в расширенном

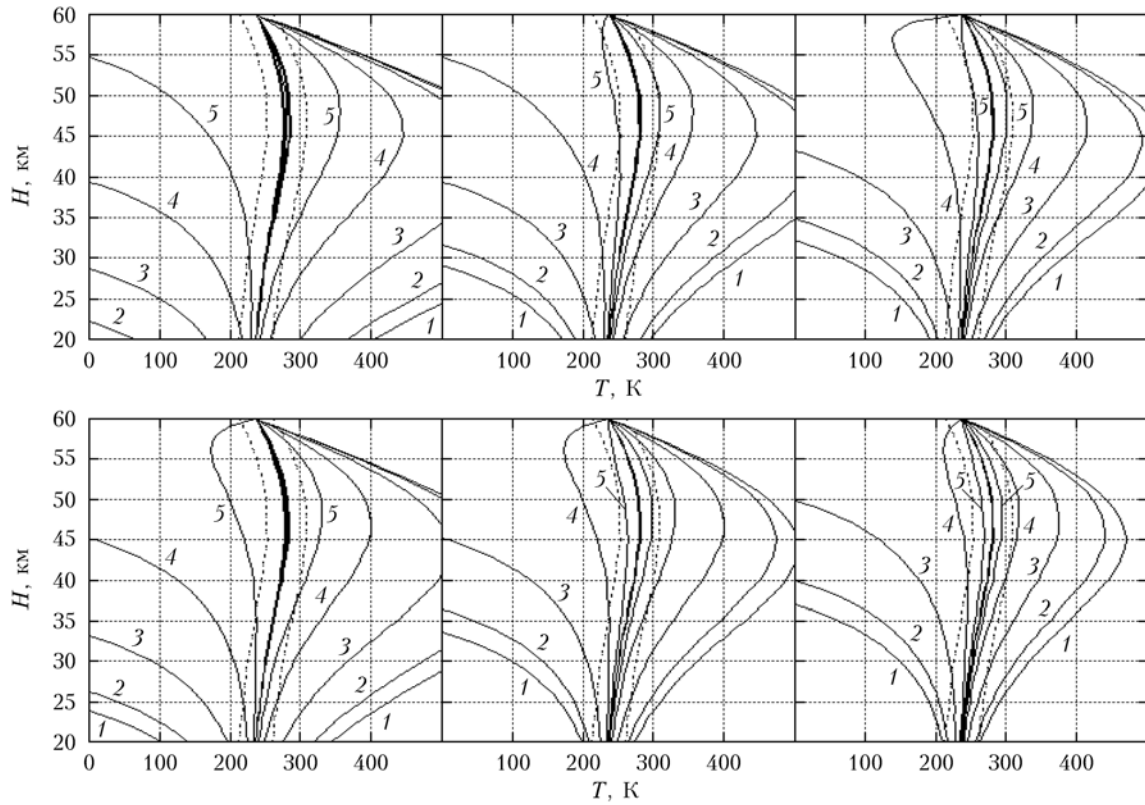


Рис. 1. Отклонения рассчитанных по лидарным сигналам профилей температуры от контрольного, возникающие за счет фоновых шумов. Параметры расчета: радиусы приемных зеркал $R_1 = 30$ см, $R_2 = 50$ см; $H_m = 60$ км; $\gamma_1 = 1$ мрад; $\Delta\lambda_1 = 10$ нм, $\Delta\lambda_2 = 1$ нм, $\Delta\lambda_3 = 0,5$ нм; $A_3 = 0,9; 0,5; 0,1; 0,01$ и $0,001$ (кривые 1–5). Для $A_3 = 3 \cdot 10^{-6}, 1,5 \cdot 10^{-6}, 1 \cdot 10^{-6}$ (ночь) все кривые сливаются с контрольной

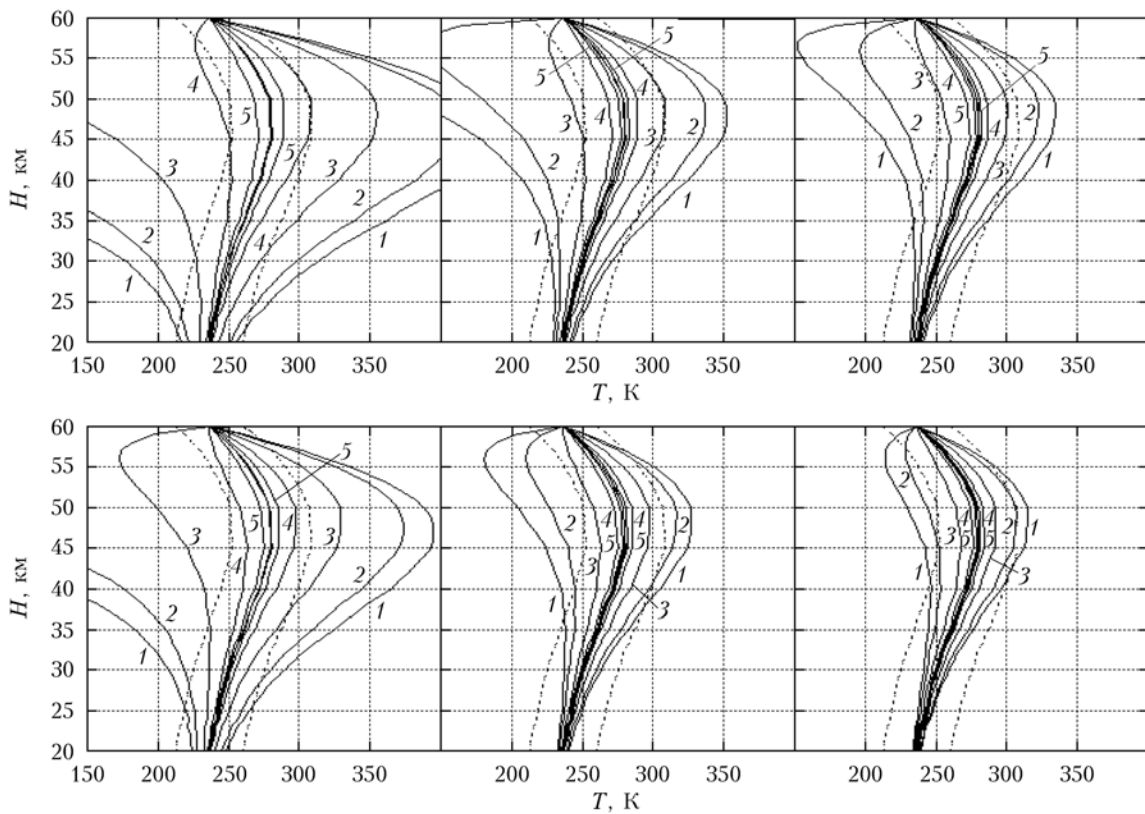


Рис. 2. Аналогично рис. 1 для $\gamma_2 = 0,1$ мрад

масштабе для обоих зеркал ($R = 0,3$ м – слева, $R = 0,5$ м – справа) с наилучшими параметрами приемной системы $\Delta\lambda_1 = 10$ нм и $\gamma_1 = 1$ мрад. Все кривые профилей температур входят в 10%-й интервал отклонений. По максимальному отклонению, составляющему для зеркала радиусом 0,3 м около $\pm 5\%$ и для зеркала радиусом 0,5 м – более $\pm 3\%$, можно судить, что вклад фоновых засветок от Луны в погрешность измерений небольшой и проявляется в ограниченном диапазоне высот 50–60 км.

Отдельно были рассчитаны профили температуры по лидарным сигналам с учетом вклада собственных и темновых шумов (рис. 4). Видно, что кривые, рассчитанные для зеркал радиусом 0,3 (слева) и 0,5 м (справа), практически сливаются с кривой, полученной для идеального сигнала (контрольной). Таким образом, показано, что собственные дробовые и темновые шумы на точность измерений температуры практического влияния не имеют. Определяющим фактором в ограничении точностных характеристик измерений являются фоновые шумы.

При зондировании атмосферы на длине волны 266 нм исходные параметры были аналогичны параметрам лидара с лазером, работающим на длине волны 355 нм. Исключение составляли нулевая освещенность, энергия импульса излучения и энергия кванта, которые задавались величинами $E_0 = 0,2$ Дж и $h\nu = 7,4 \cdot 10^{-22}$ Дж. Преимуществом зондирования на длине волны 266 нм, как отмечалось ранее, является более интенсивное взаимодействие излучения с молекулярной атмосферой как рассеивающей средой. Оно в 16 раз больше по сравнению с длиной волны 532 нм и дает пропорциональное увеличение лидарных сигналов. Кроме того, что не менее важно, этот диапазон спектра является «солнечно-слепым», т.е. отсутствуют фоновые засветки и исчезают проблемы с использованием узкого поля зрения. Но есть и существенный недостаток при работе с этим излучением. Длина волны 266 нм попадает почти в центр сильной полосы поглощения озона Хартли, поэтому при зондировании средней стратосферы, где находится озоновый слой, следует ожидать сильного ослабления лидарных сигналов за счет поглощения озоном. Расчеты лидарных сигналов проводились по атмосферной модели [20]. Для учета поглощения лазерного излучения озоном использовались данные по высотному распределению его концентрации, заимствованные из [23]. Сечение поглощения озона на длине волны 266 нм было взято равным $947 \cdot 10^{-20}$ см² · молек.⁻¹ [24].

ценность, энергия импульса излучения и энергия кванта, которые задавались величинами $E_0 = 0,2$ Дж и $h\nu = 7,4 \cdot 10^{-22}$ Дж. Преимуществом зондирования на длине волны 266 нм, как отмечалось ранее, является более интенсивное взаимодействие излучения с молекулярной атмосферой как рассеивающей средой. Оно в 16 раз больше по сравнению с длиной волны 532 нм и дает пропорциональное увеличение лидарных сигналов. Кроме того, что не менее важно, этот диапазон спектра является «солнечно-слепым», т.е. отсутствуют фоновые засветки и исчезают проблемы с использованием узкого поля зрения. Но есть и существенный недостаток при работе с этим излучением. Длина волны 266 нм попадает почти в центр сильной полосы поглощения озона Хартли, поэтому при зондировании средней стратосферы, где находится озоновый слой, следует ожидать сильного ослабления лидарных сигналов за счет поглощения озоном. Расчеты лидарных сигналов проводились по атмосферной модели [20]. Для учета поглощения лазерного излучения озоном использовались данные по высотному распределению его концентрации, заимствованные из [23]. Сечение поглощения озона на длине волны 266 нм было взято равным $947 \cdot 10^{-20}$ см² · молек.⁻¹ [24].

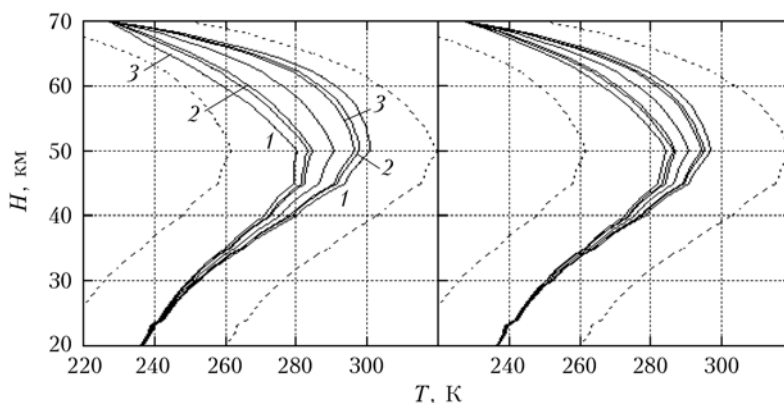


Рис. 3. Отклонения рассчитанных по лидарным сигналам профилей температуры от контрольного, возникающие за счет фоновых шумов от лунного освещения (кривые 1, 2, 3 для $A_3 = 3 \cdot 10^{-6}$; $1,5 \cdot 10^{-6}$; $1 \cdot 10^{-6}$) в коридоре $\pm 10\%$ (пунктирные линии)

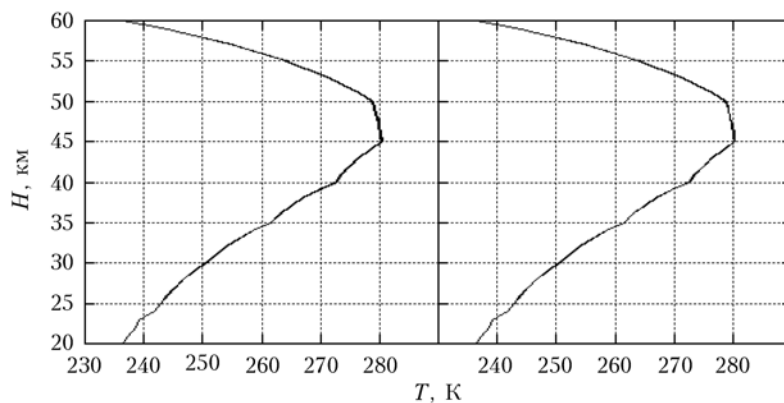


Рис. 4. Оценка вклада собственных и темновых шумов при расчете температуры по лидарным сигналам для $R_1 = 0,3$ м (слева), $R_2 = 0,5$ м (справа)

Результаты оценки точности восстановления температуры по лидарным сигналам для двух приемных зеркал демонстрируются на рис. 5.

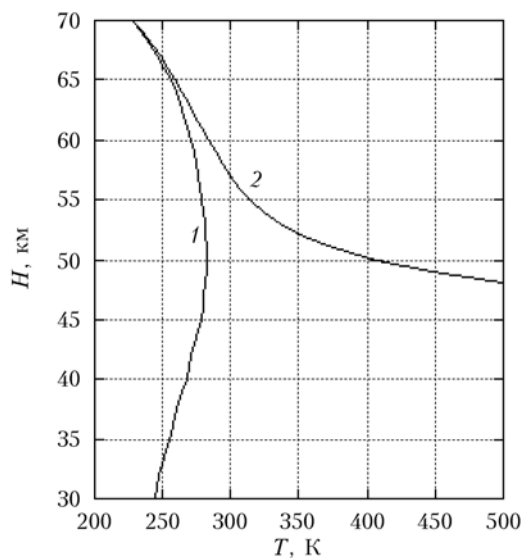


Рис. 5. Профили температуры, рассчитанные по лидарным сигналам на длине волны 266 нм, без учета (кривая 1) и с учетом (кривая 2) поглощения озоном

Здесь отсутствуют такие параметры, как величина полосы пропускания фильтра и поле зрения приемной антенны, так как они не влияют на ошибку измерений. Профили температуры рассчитаны для лидарных сигналов при нулевых шумах без учета (кривая 1) и с учетом поглощения озоном (кривая 2). В данном случае из-за малой среднеквадратической ошибки, вызванной собственными и темновыми шумами, кривые 1 и 2 для зеркал радиусом 0,3 и 0,5 м сливаются. Из рис. 5 видно, что, начиная с высоты 65 км, кривые 1 и 2 резко расходятся. Это означает, что систематическая ошибка, возникающая из-за поглощения излучения озоном, в принципе не поз-

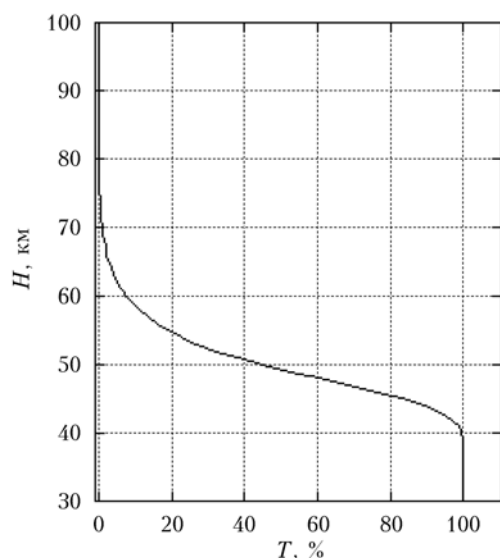


Рис. 6. Пропускание лазерного излучения с длиной волны 266 нм за счет его поглощения в атмосфере озоном

воляет использовать казалось бы перспективный УФ-диапазон в области 266 нм для измерения температуры. Хотя при отсутствии озона достигалась бы очень хорошая точность измерений, не превышающая среднеквадратическую погрешность нескольких градусов Кельвина в диапазоне высот 20–70 км.

Эффект поглощающего влияния озона хорошо просматривается на рис. 6, на котором приведен высотный профиль квадрата функции поглощения излучения озоном. Уже с высоты 70 км становится заметным ослабление сигнала, которое на высоте 60 км составляет примерно 8% и далее, стремительно возрастая с убыванием высоты, доходит до полного поглощения сигнала на высоте 40 км.

Заключение

Сравнение результатов моделирования лидарных измерений температуры из космоса показало, что для этих целей лучше всего подходит Nd:YAG-лазер, работающий только на 3-й гармонике (355 нм). Использование в лидаре лазера, работающего на 4-й гармонике (266 нм), невозможно из-за влияния поглощения излучения озоном. Учесть его нельзя, поскольку озон — это газовый компонент с реальной пространственно-временной изменчивостью, которая при расчете температуры по лидарным сигналам приводит к ее ложным отклонениям от реальных значений.

Космический лидар на основе передатчика на длине волны 355 нм с достаточно доступными параметрами (см. выше) позволяет:

- проводить надежные измерения температуры в интервале высот 20–70 км над затемненной поверхностью земного шара;

- при уменьшении поля зрения приемной системы до 0,1 мрад и достаточно узкой полосе пропускания светофильтров порядка 1 нм вести измерения, начиная с сумеречного времени суток в интервале высот 20–70 км и в любое время суток на высотах от 20 до 35–40 км.

Авторы благодарят сотрудников ИОА СО РАН В.П. Галилейского и А.М. Морозова за любезно предоставленные данные по освещенности земной поверхности и яркости неба в ночное время.

Работа выполнена при финансовой поддержке интеграционного проекта СО РАН № 106, гранта РФФИ № 13-05-01036а и гранта Президента РФ НШ-4714.2014.5.

1. Schoeberl M.R., Douglass A.R., Hilsenrath E., Bharthia P.K., Beer R., Waters J.W., Gunson M.R., Froidevaux L., Gille J.C., Barnett J.J., Levelt P.F., DeCola P. Overview of the EOS Aura Mission // IEEE Trans. Geosci. Remote Sens. 2006. N 5. P. 1066–1074.
2. Зуев В.В., Маричев В.Н., Бондаренко С.Л. Лидарные измерения температуры по рэлеевскому рассеянию света в нижней стратосфере за период май–декабрь 1995 г. // Оптика атмосф. и океана. 1996. Т. 9, № 10. С. 1386–1393.
3. Hauchecorne A., Chanin M.-L. Density and temperature profiles obtained by lidar between 35 and 75 km // Geophys. Res. Lett. 1980. V. 7, N 8. P. 565–568.

4. *Thomas L.* Laser structure and compositions // *Phil. Trans. Roy. Soc. London. A.* 1987. V. 323. P. 597–609.
5. *Russell Ph.C.* Lidar profiles of atmospheric structure properties // *Proc. SPIE.* 1991. V. 1492. P. 76–83.
6. *Hinkley E.D.* Laser monitoring the atmosphere. Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1976. 380 p.
7. *Cooney J.A.* Measurements on the Raman component of laser atmospheric backscatter // *Appl. Phys. Lett.* 1968. V. 12, N 40. P. 40–42.
8. *Аршинов Ю.Ф.* Измерение температуры атмосферы лидаром по вращательным спектрам КР N₂ и O₂ // *Спектроскопические методы зондирования атмосферы.* Новосибирск: Наука, 1985. С. 94–107.
9. *Strauch R.G., Derr V.E., Cupp R.E.* Atmospheric temperature measurement using Raman backscattering // *Appl. Opt.* 1971. N 10. P. 2665–2669.
10. *Melfi S.H.* Comparison of raman lidar and radiosonde measurements of atmospheric moisture and temperature profiles // *Ibid.* P. 230–233.
11. *Third International Lidar Researchers Directory* / Compiled by M.P. McCormick. NASA Langley Research Center. Hampton Virginia, 23681-0001. 1993.
12. *Зуев В.В., Маричев В.Н., Бондаренко С.Л., Долгий С.И., Шарабарин Е.В.* Предварительные результаты зондирования температуры в тропосфере СКР-лидаром на первом колебательно-вращательном переходе молекул азота // *Оптика атмосфер. и океана.* 1996. Т. 9, № 12. С. 1609–1611.
13. *Зуев В.В., Маричев В.Н., Долгий С.И., Шарабарин Е.В.* Лидарный комплекс для измерения составляющих и параметров атмосферы // *Краткие тезисы докл. III Межреспубл. симпози. «Оптика атмосферы и океана».* Томск, 1996. С. 211–212.
14. *Mason J.* Lidar measurement of temperature. A new approach // *Appl. Opt.* 1975. V. 14, N 1. P. 76–78.
15. *Самохвалов И.В., Копытин Ю.Д., Зуев В.В.* Лазерное зондирование тропосферы и подстилающей поверхности. Новосибирск: Наука, 1987. 262 с.
16. *Bills R.E., Gardner C.S., Franke S.J.* Na Doppler/temperature lidar: initial mesopause region observations and comparison with the urbana medium frequency radar // *J. Geophys. Res. D.* 1991. V. 96, N 12. P. 22701–22707.
17. *Gelbwachs J.A.* Iron Boltzman Factor LIDAR: proposed new remote-sensing technique for mesospheric temperature // *Appl. Opt.* 1994. V. 33, N 30. P. 7151–7156.
18. *Маричев В.Н., Бочковский Д.А.* Лидарные измерения плотности воздуха в средней атмосфере. Часть 1. Моделирование потенциальных возможностей при зондировании в видимой области спектра // *Оптика атмосфер. и океана.* 2013. Т. 26, № 7. С. 553–563.
19. *Маричев В.Н., Бочковский Д.А.* Лидарные измерения плотности воздуха в средней атмосфере. Часть 2. Моделирование потенциальных возможностей при зондировании в УФ-области спектра // *Оптика атмосфер. и океана.* 2013. Т. 26, № 8. С. 701–704.
20. *Ипполитов И.И., Комаров В.С., Мицель А.А.* Оптикометеорологическая модель атмосферы для моделирования лидарных измерений и расчета распространения радиации // *Спектрометрические методы зондирования атмосферы.* Новосибирск: Наука, 1985. С. 4–44.
21. *Dozier J.* A clear-sky spectral solar radiation model for snow-covered mountainous terrain // *Water Recour. Res.* 1980. V. 16, N 4. P. 709–718.
22. *URL:* <http://about-space.ru/rasseyanset?start=41>
23. *Зуев В.Е., Комаров В.С.* Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы. Л.: Гидрометеондат, 1986. 264 с.
24. *Molina L.T., Molina M.J.* Absolute absorption cross sections of ozone in the 185–150 nm wavelength range // *J. Geophys. Res.* 1986. V. 91, N 13. P. 14501–14508.

V.N. Marichev, D.A. Bochkovskii. The study of possibilities of lidar measurements of the Earth atmosphere temperature from the space.

In the article, the analysis of lidar measurements of atmospheric temperature in the UV spectral region from the international space station was performed. As a lidar transmitter, a solid Nd:YAG laser with 3 and 4 harmonics radiation (wavelengths of 355 and 266 nm) was taken. Using a lidar operating at 355 nm with the available parameters at the 10% level of measurement error, the altitude range from 20 to 70 km at night (the calculations were not carried out below) can be covered. For a small field of view of a receiving aperture of about 0.1 mrad and narrow-bandwidth filters of about 1 nm, temperature measurements are implementable in the range 20–40 km during the day and 20–70 km at twilight time.

Despite the large signals obtained at a wavelength of 266 nm, its use is not possible due to the influence of lidar radiation absorption by ozone. The latter, when calculating the temperature from the measured lidar signals due to the systematic errors, leads to its false deviations from the actual values.