Двадцать четвертая международная конференция «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса»
ИКИ РАН
9 – 13 ноября 2026 г.

Регулярные измерения температуры в области верхней мезосферы–нижней термосферы по наблюдениям полосы излучения OH(3-1) в Звенигороде

В.И. Перминов[1], Н.Н. Перцев[1], П.А. Далин[2], В.А. Суходоев[1], Ю.А. Железнов[3], В.А. Семенов[1]

[1] Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, 119017 Москва, Россия
[2] Swedish Institute of Space Physics, SE-98128 Kiruna, Sweden
[3] Институт электрофизики и электроэнергетики РАН, Санкт-Петербург, Россия

1. ВВЕДЕНИЕ

С целью исследований верхней мезосферы–нижней термосферы (ВМНТ) широко используются наземные ночные спектрофотометрические измерения ее собственного излучения. К ее эмиссиям относятся полосы излучения колебательно-возбужденного гидроксила, возникающего в основном в результате озоно-водородной реакции, возбуждающей колебательные уровни OH($X^2\Pi$) вплоть до девятого, в слое с максимумом на высоте около 87 км и с полушириной 7–9 км. Спектральная область всех полос OH простирается от 0.5 до 5 мкм. Их общая интенсивность в ночное время составляет около 1 МРл (1 Рл = 10^6 фотон $см^{-2}$ $с^{-1}$) [Khomich et al., 2008]. На основе измерений гидроксильного излучения исследуются вариации различного временного масштаба. К ним относятся: (1) внутренние гравитационные волны и их активность; (2) внутрисуточные приливы; (3) межсуточные вариации, вызванные планетарными волнами, короткопериодической солнечной активностью, лунными гравитационными приливами; (4) сезонные вариации; (5) межгодовые и многолетние изменения; (6) отклики на различные геофизические события: геомагнитная активность, внезапные стратосферные потепления и т.д.

В научно-исследовательской практике для определения вращательной температуры наиболее часто используются спектры полос OH (6-2) и (3-1). Как правило, выбор полосы зависит от возможностей спектрального прибора и детектора для регистрации ночного излучения неба в той или иной спектральной области. С начала 2000 г. на Звенигородской научной станции (ЗНС) ИФА им. А.М. Обухова РАН (56° с.ш., 37° в.д.) для регулярных наблюдений температуры в области ВМНТ используется полоса (6-2) 0.84 мкм, спектры которых, получаемые спектрографическим способом с 10-минутной экспозицией, позволяют определять вращательную температуру с точностью до 3 К [Pertsev and Perminov, 2008]. В конце 2008 г. с помощью подобного метода начались измерения полосы (3-1) 1.52 мкм, носящие нерегулярный характер по 2017 г. К концу этого года работа спектрографа была полностью автоматизирована, и с начала 2018 г. на нем начались регулярные наблюдения.

В настоящей работе описана (1) спектральная аппаратура, (2) методики определения вращательной температуры по полосе OH(3-1), (3) представление температурных данных, полученных с начала 2018 г. по июнь 2026 г. и (4) их анализ и сравнение с вращательной температурой, измеренной по спектру полосы OH (6-2).



2. СПЕКТРАЛЬНЫЙ ПРИБОР ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ ГИДРОКСИЛЬНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БЛИЖНЕЙ ИК-ОБЛАСТИ

Основой спектрального прибора стал спектрограф СП-50 (см. фотографию слева) [Khomich et al., 2008]. Для измерения спектра в области 1.5–1.6 мкм спектрограф был оснащен цифровой регистрирующей камерой *iDus InGaAs 1.7 μm* с термоохлаждаемым детектором ИК-излучения (модель *DU-490A* производителя *Andor Technology Ltd*, https://andor.oxinst.com). Детектор представляет собой линейку, состоящую из 512 элементов (пикселов) размером 25×500 мкм. Хотя их спектральная чувствительность охватывает область от 0.6 до 1.7 мкм однако наибольший квантовый выход (≥80%) приходится на спектральную область 0.95–1.6 мкм. Для уменьшения теплового шума элементов детектора и тем самым для улучшения соотношения сигнал/шум при измерениях, они охлаждались до –50° С за счет эффекта Пельтье. Основные характеристики спектрального прибора представлены в таблице 1. Спектральная привязка элементов детектора по длинам волн была выполнена с помощью газоразрядной лампы, заполненной смесью аргона с неоном. Длины волн спектральных линий лампы были взяты согласно NIST Standard Reference Database 78 (https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database). Цифровая регистрация спектров позволила автоматизировать процесс их наблюдения. Компьютер с помощью программного обеспечения выполняет ежедневно рутинную работу аппаратуры, включающую измерения темнового тока элементов детектора вначале ночных спектральных наблюдений и последующей серии спектров атмосферного излучения. Измерения осуществляются в ночное время с 2-минутной экспозицией накопления сигнала. На рис. 1 представлен образец спектра интенсивности атмосферного излучения с идентификацией основных линий гидроксильного излучения после вычитания темнового тока элементов детектора (рис. 2) и последующей коррекции отсчетов интенсивности на спектральную чувствительность детектора (рис. 3). Последнее осуществлялось на основе предварительно полученных коэффициентов-множителей ($K(PN)$, где PN – номер элемента детектора) для каждого элемента детектора. Данные коэффициенты были определены путем измерения интенсивности излучения кварцево-вольфрамовой галогенной лампы с ее известным спектральным распределением (https://www.newport.com/p/63358) по формуле

$$K(PN) = \frac{I_L(\lambda(PN))}{I_D(PN)} \frac{I_D(PN{=}256)}{I_L(\lambda(PN{=}256))}, \quad (1)$$

где $I_L(\lambda(PN))$ – интенсивность излучения лампы согласно ее спецификации от производителя на длине волны $\lambda(PN)$, регистрируемой PN-элементом детектора; $I_D(PN)$ – отклик PN-элемента детектора на излучение лампы; $I_D(PN = 256) / I_L(\lambda(PN = 256))$ – отношение отклика 256-го элемента к излучению лампы на длине волны $\lambda(PN = 256)$. Формула (1) дает $K(PN)$-распределение относительное к его значения для центрального элемента ($PN = 256$) детектора.

Для наблюдений поле зрения прибора (⁓9°) было направлено на северо-запад при зенитном угле 53°, чтобы его совместить с направлением поля зрения другого спектрографа, целью которого являются измерения полос OH(6-2) 0.84 мкм и O_2A(0-1) 0.865 мкм [Pertsev and Perminov, 2008].

Таблица 1. Основные характеристики спектрального прибора

Щель прибора, высота×ширина	16×0.2 мм
Объектив коллиматора:	
фокусное расстояние	820 мм
относительное отверстие	1:6.8
Объектив камеры:	
фокусное расстояние	135 мм
относительное отверстие	1:1.5
Дифракционная решетка (плоская):	
число штрихов на 1 мм	600
размер рабочей части, высота×ширина	90×120 мм
Спектральное разрешение на длине волны 1530 нм	1.6 нм

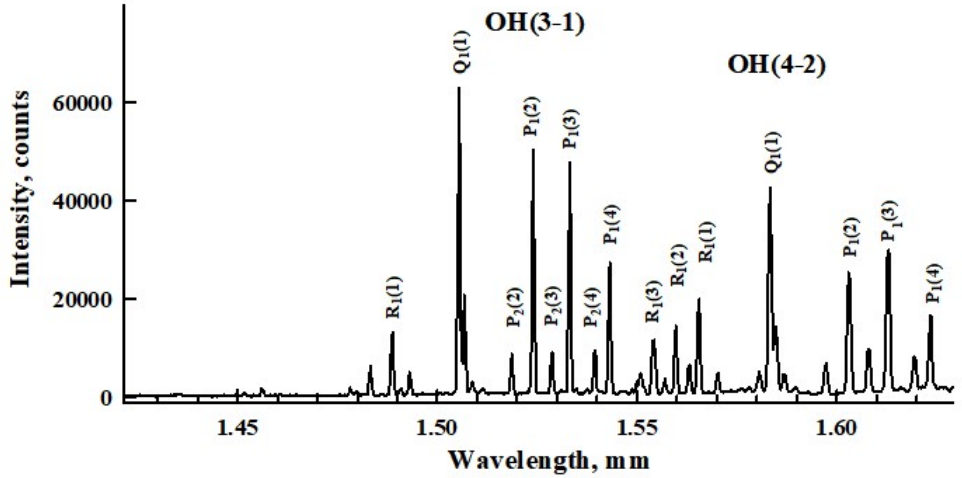


Рис. 1. Ночной спектр излучения атмосферы с идентификацией линий полос OH (3-1) и (4-2), полученный в 19:29–19:31 UT 01.08.2018 г., после вычитания темнового тока элементов детектора и последующей коррекции на их спектральную чувствительность.

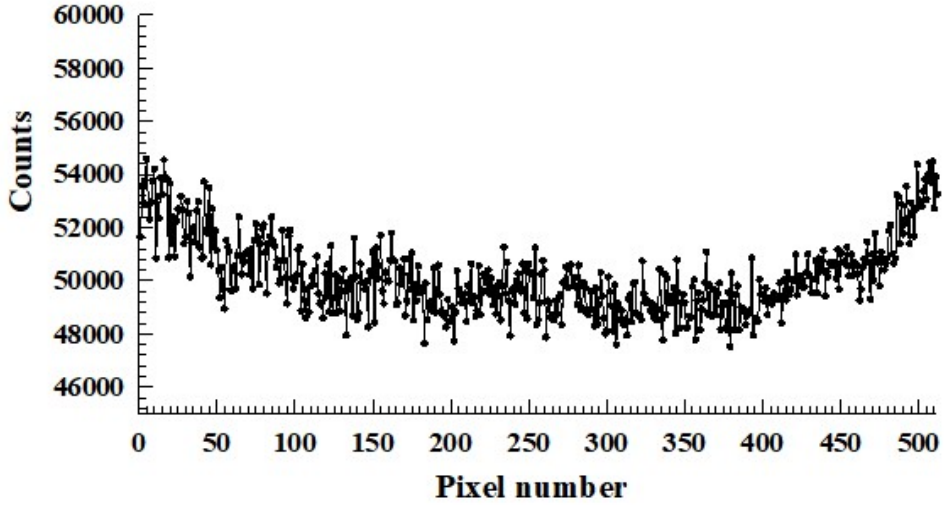


Рис. 2. Темновой ток элементов детектора при его охлаждении –50°С, записанный с экспозицией 2 мин перед наблюдениями 01.08.2018.

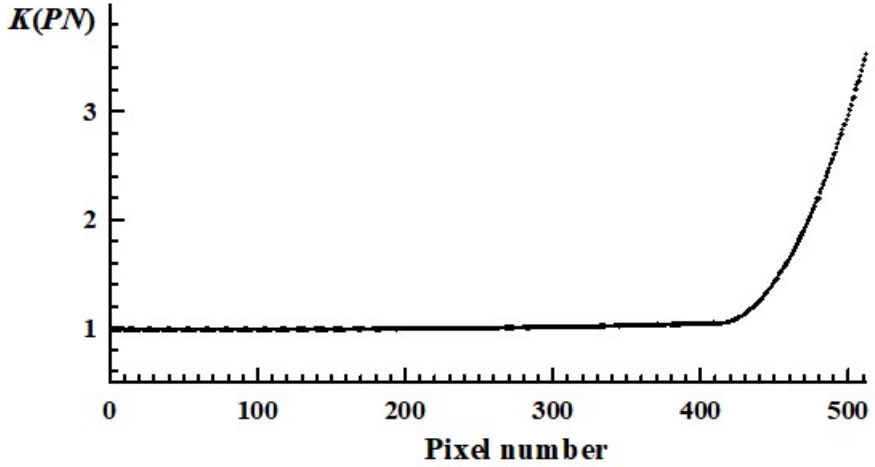


Рис. 3. Коэффициент-множитель (*K*(*PN*)) для оцифрованных отсчетов соответствующих элементов детектора после вычитания из них темнового тока.

3. РАСЧЕТ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Для определения вращательной температуры ОН использовались интенсивности первых трех линий P_1-ветви полосы (3-1) (см. линии $P_1(2)$ 1524.10 нм, $P_1(3)$ 1533.24 нм и $P_1(4)$ 1543.22 нм на рис. 1), а также второй линии R_1-ветви полосы (4-2) (линия $R_1(2)$ на рис. 1). Последняя линия используется для коррекции интенсивности $P_1(4)$ полосы (3-1), в спектрально неразрешенной области которой находятся линии $R_1(6)$ и $R_2(6)$ полосы (4-2). Их интенсивность (I) определяется вероятностью радиационного перехода (A) и населенностью (n) колебательно-вращательного состояния (V', J'), энергия которого составляет $F_i(V', J')$: $I(V', J', F_i \rightarrow V'', J'', F_i) = A(V', J', F_i \rightarrow V'', J'', F_i) \times n(J', V', F_i)$. Связь интенсивности линии с температурой обусловлена предположением, что населенность вращательных уровней гидроксила описывается распределением Больцмана, то есть находится в термодинамическом равновесии, при котором вращательная температура соответствует температуре окружающих молекул. Исходя из этого интенсивность линии можно описать как

$$I\left(V',J', F_i \rightarrow V'',J'', F_i\right) = A\left(V',J', F_i \rightarrow V'',J'', F_i\right) \times n(V') \frac{2\left(2J'+1\right)}{Q_{rot}\left(V', T_{rot}\right)} \exp\left(-\frac{hc}{kT_{rot}} F_i(V', J')\right), \quad (2)$$

где $n(V')$ – населенность колебательного уровня; h – постоянная Планка; c – скорость света; k – константа Больцмана; T_{rot} – вращательная температура, определяемая в кельвинах (К); $Q_{rot}(V', T_{rot})$ – вращательная сумма по состояниям J' колебательного уровня V' при данной температуре T_{rot}; индекс i принимает значения 1 или 2.

Вращательную температуру можно найти методом наименьших квадратов линеаризовав формулу (2) и используя в решении интенсивности нескольких линий. В настоящем случае итоговая формула ее расчета с использованием первых трех линий P_1-ветви имеет вид:

$$T_{rot} = -\frac{hc}{k} \frac{\left(\sum_{N=2}^{4} X_N\right)^2 - 3\sum_{N=2}^{4} X_N^2}{\sum_{N=2}^{4} X_N \sum_{N=2}^{4} Y_N - 3\sum_{N=2}^{4} X_N Y_N} \quad (3)$$

где $\frac{hc}{k} = 1.4388$, $Y_N = \ln\left(\frac{I(P1(N))}{2\left(2J'+1\right)A(P_1(N))}\right)$, $X_N = F_1\left(V' = 3, J'\right)$. Для удобства восприятия в скобках символов интенсивности и вероятности перехода указаны обозначения конкретных линий. Суммирование в формуле (3) идет по номеру линии, который указан в скобках ее обозначения. Данный номер (N) соответствует номеру вращательного уровня нижнего колебательного состояния V'', на который происходит радиационный переход. N связан с J'' как $N = J'' - 1/2$ для электронного терма $^2\Pi_{3/2}$ и $N = J'' + 1/2$ для $^2\Pi_{1/2}$. Все необходимые данные для расчетов приведены ниже в таблице 2. В ней вероятности радиационных переходов взяты согласно наиболее поздним их расчетам, которые выполнили Brooke et al. [2016]. Энергии вращательных уровней взяты из работы [Coxon, 1980] и даны относительно энергии третьего колебательного состояния (10214.0446 см$^{-1}$).

Таблица 2. Данные для расчетов вращательной температуры по линиям полосы OH(3-1)

Линия	J'	A($P_1(N)$), с$^{-1}$	$X_N = F_1\left(V' = 3, J'\right)$, см$^{-1}$	$Y_N = \ln\left(\frac{I\left(P_1(N)\right)}{2\left(2J'+1\right)A(P_1(N))}\right)$
$P_1(2)$	3/2	9.896	–3.4761	ln(I(P1(2))/79.166)
$P_1(3)$	5/2	12.159	71.4099	ln(I(P1(3))/145.908)
$P_1(4)$	7/2	13.151	176.9369	ln(I(P1(4))/210.422)

В области неразрешенной линии $P_1(4)$ находятся линии $R_1(6)$ и $R_2(6)$ полосы (4-2), что дает завышенную оценку ее интенсивности и, следовательно, вращательной температуры. Процедура их коррекции осуществлялась следующим образом:

- оценивалась суммарная интенсивность линий $R_1(6)$ и $R_2(6)$ по формуле $I(R_1(6)) + I(R_2(6)) = I(R_1(2)) \times \frac{I_t(R_1(6)) + I_t(R_2(6))}{I_t(R_1(2))}$, где $I_t(R_1(2))$, $I_t(R_1(6))$ и $I_t(R_2(6))$ – теоретические интенсивности линий $R_1(2)$, $R_1(6)$ и $R_2(6)$, оцениваемые по выражению (2); $I(R_1(2))$ – измеренная интенсивность линии $R_1(2)$. При вычислении теоретической интенсивности линий применялась начально оцененная температура по формуле (3). При этом предполагалось, что значения вращательных температур молекул OH($V' = 3$) и OH($V' = 4$) равны или их различием можно пренебречь. Необходимые данные для настоящих расчетов представлены в таблице 3.
- полученная оценка суммы $I(R_1(6))+I(R_2(6))$ вычиталась из $I(P_1(4))$, откорректированная величина которой ($I_C(P_1(4))$) использовалась для новой оценки температуры по формуле (3).
- Однако в результате первой коррекции новое значение температуры стало несколько заниженным из-за недооценки интенсивности линии $P_1(4)$ в значении $I_C(P_1(4))$, которая возникла вследствие того, что начальное значение T_{rot} было завышено. Если провести повторно расчеты $I_C(P_1(4))$ с новым значением температуры, то последующее (то есть третье) определение T_{rot} по формуле (3) будет более точным. При выполнении нескольких циклов расчета по уточнению интенсивности линии $P_1(4)$ и T_{rot} можно добиться, что два последующих вычисленных значения температуры будут слабо различаться. Практика определения температуры по данной методике показывает, что для этого достаточно четырех-пяти циклов расчета $I_C(P_1(4))$.

Таблица 3. Данные для определения теоретических интенсивностей линий $R_1(2)$, $R_1(6)$ и $R_2(6)$ полосы OH (4-2). Вероятности радиационных переходов соответствуют Brooke et al. [2016]. Энергии вращательных уровней даны относительно энергии четвертого колебательного состояния (13291.822 см$^{-1}$) согласно данным работы [Coxon, 1980].

Линия	J'	A, с$^{-1}$	$F_i(V'=4, J')$, см$^{-1}$
$R_1(2)$	3/2	12.506	67.307
$R_1(6)$	5/2	12.348	651.300
$R_2(6)$	7/2	12.627	712.867

На рис. 4 показаны результаты расчета поправки (δT_{rot}) для температуры, полученной по всем ее наблюдениям в 2025 г. Как видно, она составляет от ~0.1 К для 140 К и нелинейно возрастает до ~7 К для 250 К. Ее нелинейность можно описать полиномом 5-ой степени:
$\delta T_{rot} = 13.5483 - 0.3650 \times T_{rot} + 3.9784 \cdot 10^{-3} \times T_{rot}^{-2} - 2.1949 \cdot 10^{-5} \times T_{rot}^{-3} + 5.9258 \cdot 10^{-8} \times T_{rot}^{-4} - 5.3762 \cdot 10^{-11} \times T_{rot}^{-5}$,
где T_{rot} является первоначально рассчитанной температурой.

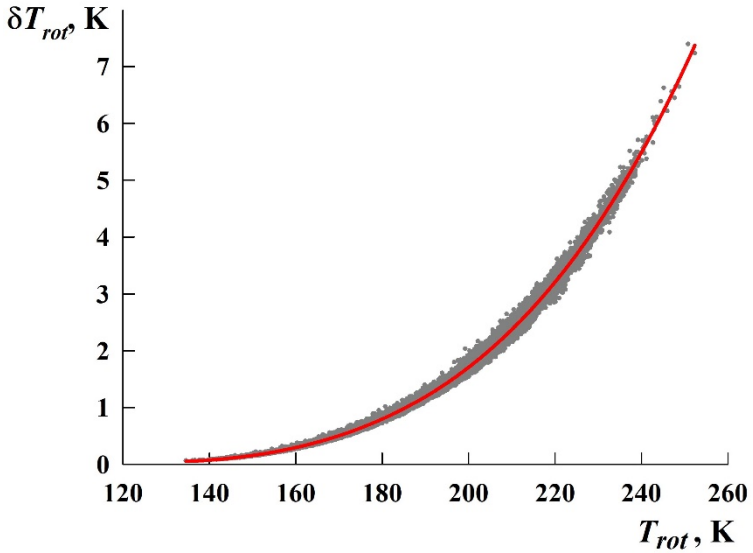


Рис. 4. Корректирующая поправка δT_{rot} для начальной вращательной температуры (T_{rot}). Серые точки – отдельные расчеты по данным измерений 2025 г. Кривая линия – аппроксимация полиномом 5-ой степени (7).

4. ОШИБКИ ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ

Для определения ошибок измерения интенсивности линий было выполнено 17 серий, состоящих из 100–300 измерений темнового тока пикселов детектора при закрытой щели спектрографа с экспозицией 2 мин и температуре охлаждения детектора –50° С, как в случае натурных наблюдений ночного излучения неба. Серии измерений темнового тока были получены в различные годы на протяжении всех лет наблюдений, чтобы проконтролировать стабильность его флуктуаций от года к году. Все данные серии были обработаны по методике определения интенсивности линий гидроксильного излучения. Анализ позволил определить стандартные отклонения интенсивности линий гидроксила за счет флуктуаций темнового тока детектора. Их значения составили 124.1, 132.5, 127.5 и 125.6 единиц измерения соответственно для $P_1(2)$, $P_1(3)$, $P_1(4)$ полосы (3-1) и $R1(2)$ полосы (4-2). При определении ошибки измерения вращательной температуры они были взяты в качестве стандартной ошибки измерения интенсивности данных линий.

Поскольку интенсивность линии $P_1(4)$ корректировалась на интенсивность линий $R_1(6)$ и $R_2(6)$ полосы (4-2), то ее изначальная абсолютная погрешность $\Delta I(P_1(4))$, оцененная описанным выше методом, также корректировалась в соответствии с формулами (4) и (5):

$$\Delta I_C\left(P_1(4)\right) = \sqrt{\Delta I(P_1(4))^2 + \Delta(I(R_1(6)) + I(R_2(6)))^2}, \qquad (4)$$

где

$$\Delta(I(R_1(6)) + I(R_2(6))) = \Delta I(R_1(2)) \times \frac{I_t(R_1(6)) + I_t(R_2(6))}{I_t(R_1(2))}. \quad (5)$$

Ошибку определения температуры можно оценить основываясь на формуле (6) для нахождения погрешности физической величины, получаемой по косвенным измерениям:

$$\Delta f = \sqrt{\sum_i (\frac{\partial y}{\partial x_i} \Delta x_i)^2}, \quad (6)$$

где

$$f = y(x_1, x_2, x_3, \ldots). \quad (7)$$

В настоящем случае в качестве функциональной зависимости (7) берется выражение (3). В результате получаем формулу для определения ошибки температуры (ΔT_{rot}):

$$\Delta T_{rot} = \sqrt{\sum_{N=2}^{4} (\frac{\partial T_r}{\partial Y_N} \frac{\partial Y_N}{\partial I(P_1(N))} \Delta I(P_1(N)))^2}, \quad (8)$$

где $$\frac{\partial T_{rot}}{\partial Y_N} = \frac{hc}{k} \frac{(\sum_{N=2}^{4} X_N)^2 - 3\sum_{N=2}^{4} X_N^2}{(\sum_{N=2}^{4} X_N \sum_{N=2}^{4} Y_N - 3\sum_{N=2}^{4} X_N Y_N)^2} (\sum_{N=2}^{4} X_N - 3X_N), \quad (9)$$

$$\frac{\partial Y_N}{\partial I(P_1(N))} = \frac{1}{I(P_1(N))}. \quad (10)$$

В расчетах по формулам (8)–(10) для линии $P1(4)$ используются исправленные значения ее интенсивности и погрешности.

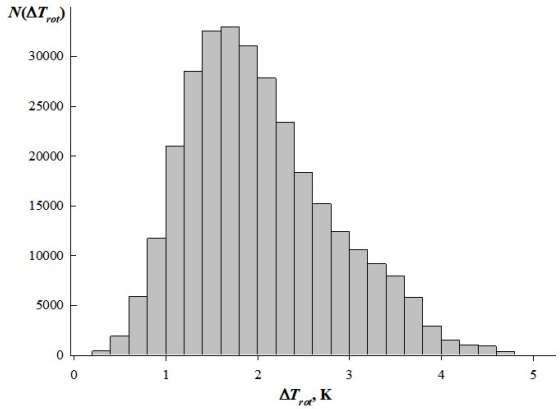


Рис. 5. Гистограмма ошибок определения вращательной температуры (ΔT_{rot}). $N(\Delta T_{rot})$ – частота попадания величины ошибки в интервалы размером 0.2 K.

Для расчета температуры отбирались спектры, полученные в ясные и полуясные ночи. Как правило, соотношение сигнала к шуму в области используемых линий гидроксила составляло не менее 20, а ошибка (1σ) определения температуры не превышала 5 К. С начала 2018 г. по июнь 2026 г. было получено более 300 тысячи температурных значений. Хотя их средняя ошибка составляла около 2 К, частотный анализ показал, что наибольшее число измерений температуры было с ΔT_{rot} = 1.7±0.1 K (рис. 5).

5. ДАННЫЕ И ИХ АНАЛИЗ

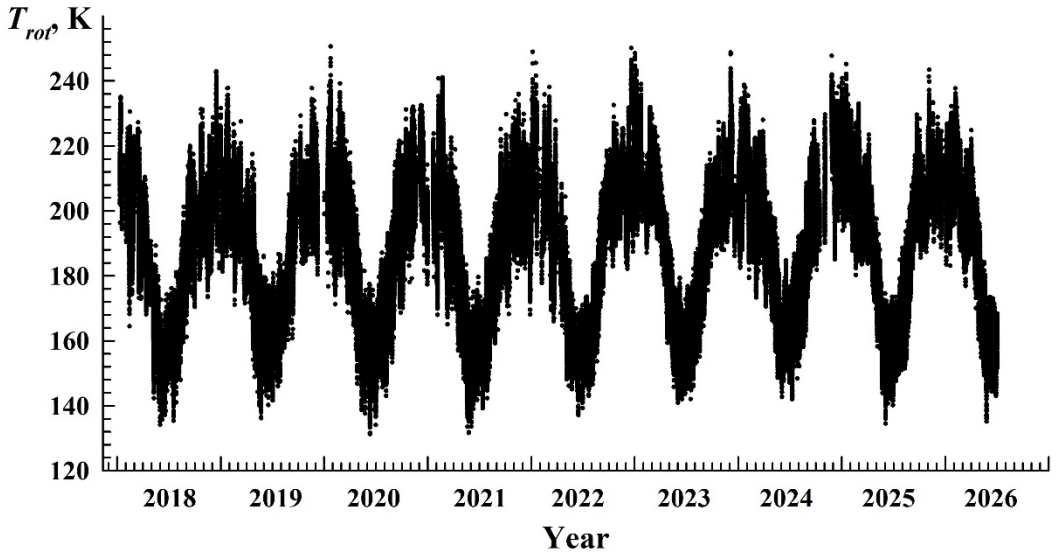


Рис. 6. Результаты наблюдений температуры (T_{rot}) по полосе OH (3-1) в Звенигороде в 2018–2026 гг. Точки – ее 2-минутные измерения.

На рис. 6 представлены анализируемые температурные данные. На их основе были сделаны оценки средней температуры и годовых гармоник как по всей совокупности данных, так и раздельно – по данным за годовые промежутки с полугодовым шагом изменения их центрирования, то есть промежутки центрированы около 1 января и 1 июля. Для этой цели применялся регрессионный анализ, в ходе которого температурные изменения на взятом временном интервале аппроксимировались выражением

$$T_{rot}(t) = T_0 + \sum_{k=1}^{k=n} A_k \cos\left(\frac{2\pi k}{365.25}\left(t - \phi_k\right)\right), \quad (11)$$

где t – день года с десятичными долями, T_0 – средняя температура, A_k и ϕ_k – амплитуды и фазы максимумов гармонических колебаний, k – номер гармоники. Как правило, при анализе число гармоник (n) берут от 2 до 4. При анализе всей совокупности данных на рис. 6 было установлено, что средняя температура составила 189.80 (±0.04, 2σ) К независимо от того, сколько гармоник бралось в формуле (11). Однако характеристики первой и второй гармоник слегка менялись при добавлении числа гармоник в анализ: амплитуды – на 0.3–0.4 К; фазы – не более, чем на 2.1 суток. Результаты аппроксимации температурных данных выражением (11) с числом гармоник n=4 приведены в таблице 4. Из результатов видно, что доминирующими гармониками являются первые две (A_1=26.7 К и A_2=7.2 К), вклад которых в дисперсию данных на рис. 6 составляет ~80%. При добавлении третьей и четвертой гармоник она возрастает на ≤1%.

Таблица 4. Амплитуды (A_k) и фазы (ϕ_k) максимумов гармоник годовой вариации вращательной температуры OH(3-1). Фазы гармоник 2–4 даны для первых максимумом в году. Указанные величины ошибок соответствуют 2σ.

k	A_k, К	ϕ_k, день года
1	26.66±0.06	357.5±0.1
2	7.19±0.04	79.2±0.2
3	1.58±0.04	120.5±0.6
4	1.95±0.04	91.1±0.4

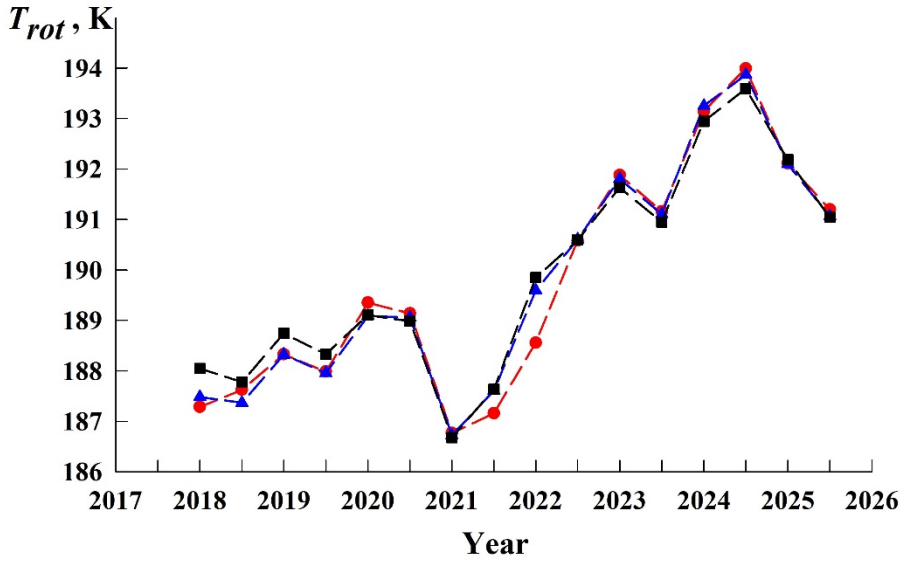


Рис.7. Изменения среднегодовой температуры (T_0), значения которой определены при регрессионном анализе с двумя (красные квадраты), тремя (синие тругольники) и четырьмя гармониками (черные кружки). Ошибка среднего (2σ) во всех случаях не превышает 0.12 К.

На рис. 7 приведены временные ряды среднегодовых значений вращательной температуры OH(3-1). Для каждого года температура рассчитана тремя способами: с использованием двух, трёх и четырёх гармоник в регрессионной модели (11). Для каждого года в большинстве случаев все три оценки T_0 дают близкие значения. Заметное расхождение (около 1.3 K) можно наблюдать только для 2022 г., когда учет более высоких гармоник оказал влияние на оценку T_0. Визуально можно отметить, что на фоне общего роста среднегодовой температуры имеются ее межгодовые вариации, которые могут стать предметом будущих исследований. Фоновый рост среднегодовой температуры наиболее вероятно связан с ростом солнечной активности в ее 25-ом 11-летнем цикле. Линейный регрессионный анализ между среднегодовыми значениями температуры OH(3-1), полученные с учетом четырех гармоник годовой вариации, и солнечного потока в линии Лайман-альфа (данные были взяты с веб-сайта LASP Interactive Solar Irradiance Data Center: https://lasp.colorado.edu/lisird) дал оценку их связи 2.1 (±0.6, 2σ) K на 10^{11} фотон $см^{-2}$ $с^{-1}$. Также в регрессионном анализе рассматривалась модель «линейный тренд температуры плюс ее линейная зависимость от Лайман-альфа потока», который показал статистическую незначимость регрессионного коэффициента линейного тренда (+0.08(±0.52, 2σ) K/год).

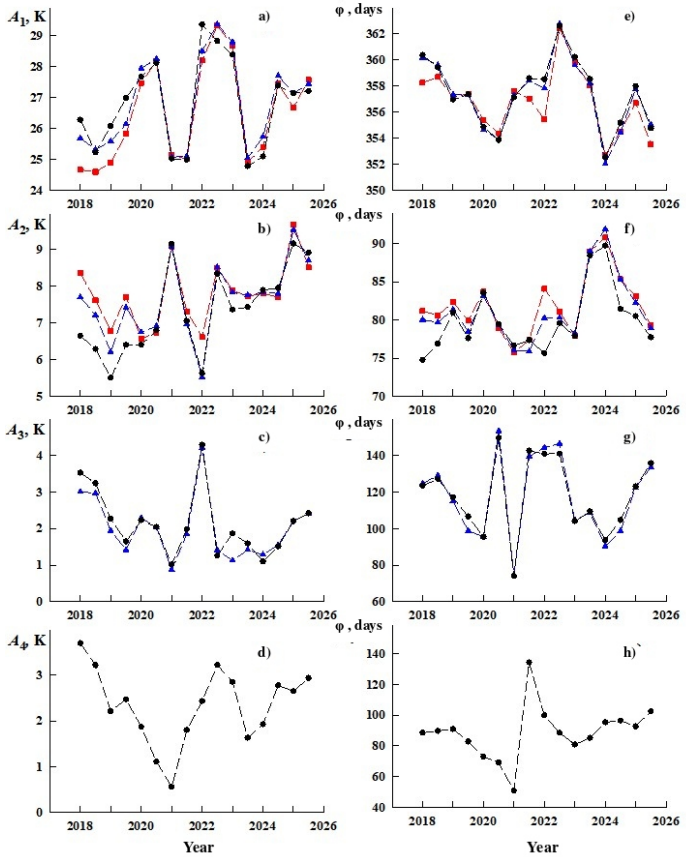


Рис. 8. Изменения амплитуд и фаз максимумов гармоник годовой вариации температуры, рассчитанные при помощи регрессионного анализа. Обозначения значков на графиках дано как рис. 7. Ошибка среднего (2σ) для амплитуд не превышает 0.2 K, для фаз она составляет от 0.2 до 2.6 суток.

На рис. 8 показаны межгодовые изменения амплитуд и фаз максимумов четырех гармоник. Как видно, они заметно изменчивы в течение 8.5 лет их наблюдения. Так, значение размаха (максимум минус минимум) амплитуды первой гармоники при среднем ее значении около 26.7 К составляет ~4.8 К, для второй гармоники (A_2≈7.6 К) – ~4.2 К, для третьей гармоники (A_3≈2.1 К) – ~3.4 К и для четвертой гармоник (A_4≈2.3 К) – ~3.1 К. Среди фаз наиболее изменчива фаза четвертой гармоники, ее размах – около 84 суток, также сильно изменчива фаза третьей гармоники – ее размах около 75 суток. Размах фаз первой и второй гармоник – соответственно около 10 и 16 суток. Высокая изменчивость характеристик третьей и четвертой гармоник предполагает их подверженность влиянию нерегулярных явлений в средней и верхней атмосфере. Так, например, внезапные стратосферные потепления могут сильно воздействовать на зимний ход температуры в области верхней мезосферы. В то же время можно отметить, что применение высоких гармоник в регрессионный анализ слабо влияет на значения определяемых характеристик доминирующих первой и второй гармоник, но их включение в формулу (11) дает возможность уточнить сезонный ход температуры.

На Звенигородской станции ИФА РАН ведутся измерения вращательной температуры OH(6-2). Детали ее наблюдения изложены в работе [Pertsev and Perminov, 2008]. При ее определении используются вероятности радиационных переходов Langhoff et al [1986]. Для сравнения температур OH(6-2) и OH(3-1) первые были пересчитаны в ее новые значения, соответствующие вероятностям Brooke et al. [2016], по формуле:

$$T_{rot}^{B} = \frac{\frac{hc}{k}\Delta F}{\frac{\frac{hc}{k}\Delta F}{T_{rot}^{L}} + \ln\left(\frac{A^{B}(P_1(4))}{A^{B}(P_1(2))}\frac{A^{L}(P_1(2))}{A^{L}(P_1(4))}\right)} = \frac{228.438}{\frac{228.438}{T_{rot}^{L}} - 0.012323}$$

где T_{rot}^{B} и T_{rot}^{L} – вращательные температуры, значения которых определяются по вероятностям Brooke et al. [2016] (A^B) и Langhoff et al [1986] (A^L); $\Delta F = F_1\left(V' = 6, J' = \frac{7}{2}\right) - F_1\left(V' = 6, J' = \frac{3}{2}\right)$ – разность энергий вращательных уровней, с которых происходит излучение в линиях $P_1(4)$ и $P_1(2)$ полосы OH(6-2). Энергии вращательных уровней взяты согласно работе [Coxon and Foster, 1983].

На левой панели рис. 9 показан сезонный ход вращательных температур OH(3-1) и OH(6-2). На ней каждая точка является их многолетним (2018–2026 гг.) средним значением с 10-суточным шагом 30-суточного окна усреднения. На правой панели – график разницы между данными температурами, а именно $T_{rot}(V'=6) - T_{rot}(V'=3)$. Видно, что две температуры близки в ноябре-декабре. Небольшое превышение $T_{rot}(V'=6)$ (на ~1 К) наблюдается вблизи весеннего (с середины марта по середину апреля) и осеннего (октябрь) равноденствия. Существенное расхождение видно со второй половины января по начало марта ($T_{rot}(V'=6) > T_{rot}(V'=3)$ на 2–3 К) и с мая по сентябрь ($T_{rot}(V'=6) > T_{rot}(V'=3)$ на 3–6 К). Можно отметить, что обе температуры имеют подобные особенности в годовом ходе, однако летом минимум $T_r(V'=6)$ опережает минимум $T_{rot}(V'=3)$ на 5–10 суток.

Основной причиной расхождения вращательных температур $T_{rot}(V'=3)$ и $T_{rot}(V'=6)$, по-видимому, является высотное расхождение слоев гидроксила с различным V'-возбуждением [Khomich et al., 2008], свидетельством которого служат как экспериментальные (ракетные, спутниковые) измерения [Lopez-Moreno et al., 1987; von Savigny et al., 2012; Xu et al., 2012; Liu et al., 2015], так и результаты моделирования [von Savigny et al., 2012; Xu et al., 2012]. Как правило, в исследованиях обнаруживается прямая зависимость пика излучающего слоя гидроксила от уровня его V'-возбуждения. В своей работе von Savigny et al. [2012] установили, что расхождение между пиками слоев излучения с V′=3 и V′=6 составляет 1-1.5 км согласно моделированию и 1–2 км по спутниковым наблюдениям Envisat/SCIAMACHY. В этой же работе показано, что основной причиной высотного сдвига слоев гидроксила с различным колебательным возбуждением является его дезактивация атомарным кислородом. По-видимому, сезонные изменения

его высотного профиля могут вызывать соответствующие изменения величины сдвига, которые вместе с годовыми колебаниями высотного профиля температуры создают ту картину сезонных изменений разницы $T_{rot}(V'=6)–T_{rot}(V'=3)$, видимую на рис. 9.

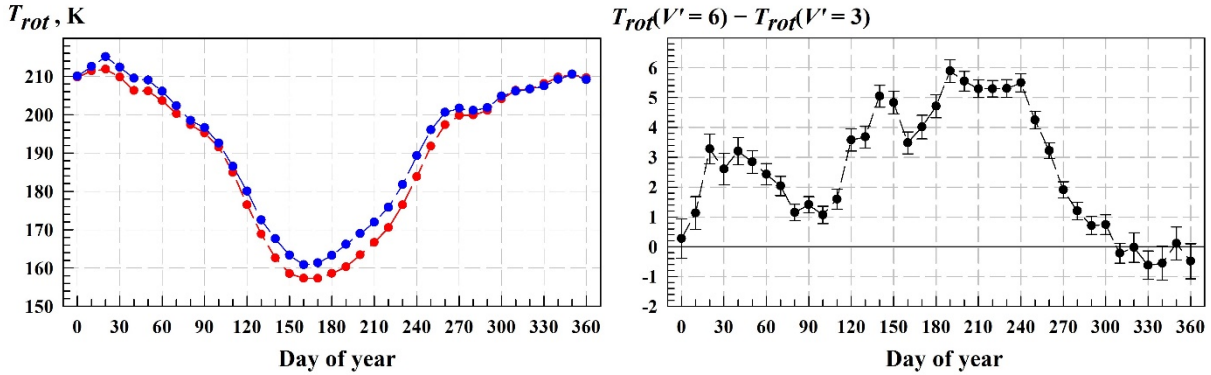


Рис. 9. Сравнение значений вращательной температуры, определенных по полосам OH (3-1) и (6-2). Слева – годовой ход, усредненный за 2018–2026 гг. Синие кружки – усреднение температуры OH(6-2) с ошибкой (2σ) 0.3–0.5 K. Красные кружки - усреднение температуры OH(3-1) с ошибкой (2σ) 0.1–0.2 K. Справа – их разница ($T_{rot}(V'=6)–T_{rot}(V'=3)$), ошибки которой показаны вертикальными черточками и составляют 2σ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены первые результаты регулярных измерений вращательной температуры полосы излучения OH(3-1) в Звенигороде в период 2018–2026 гг., выполняющиеся одновременно с наблюдениями вращательной температуры OH(6-2). Преимуществом измерений OH(3-1) по сравнению с OH(6-2) является (1) их малая экспозиция регистрации спектра (2 мин в первом случае и 10 мин во втором), (2) возможность длительных наблюдений в летний период года (около 3 ч в первом случае и 1 ч во втором), когда рассеянный солнечный свет накладывается на собственное излучения атмосферы в спектральной области до 1 мкм, (3) большей возможности вести наблюдения в полуоблачную погоду из-за более сильных интенсивностей линий полосы (3-1), в результате чего мы имеем температурный ряд более насыщенный данными. В работе даны описание спектрального прибора, работающего в автоматизированном режиме наблюдений, и методики определения вращательной температуры с оценкой ее несистематической ошибки (т.е. без анализа влияния выбора вероятностей радиационных переходов).

По результатам гармонического анализа данных получены гармоники (вплоть до четвертой) годовой вариации как для всего многолетнего температурного ряда, так и отдельно для его годовых интервалов. Гармонический анализ выполнялся с различным числом гармоник в модели аппроксимации данных: с двумя, тремя и четырьмя гармониками. Модель с первыми двумя гармониками уже хорошо описывает основной сезонный ход температуры OH(3-1), а более высокие гармоники могут служить для его уточнения. Возможно, значения амплитуд высоких гармоник, когда они значительно отклоняются от их многолетних значений, могут служить индикатором значительного проявления нерегулярных явлений в области ВМНТ. В этой связи, когда возникнет необходимость исследовать их влияние на температуру OH(3-1) на основе ее остаточных значений (т.е. после вычета из нее регулярных сезонных гармоник), то в таком случае следует ограничиваться выделением только первой и второй гармоник годовой вариации.

Многолетний ход среднегодовой температуры характеризуется ее ростом, который мы связываем с изменениями солнечной активности в ее 11-летнем цикле. Для такой связи линейный регрессионный анализ дает коэффициент 2.1 (±0.6, 2σ) К на 10^{11} фотон $см^{-2}$ $с^{-1}$ потока солнечного Лайман-альфа излучения, что близко к 2.4 (±1.1, 2σ) К на 10^{11} Лайман-альфа фотон $см^{-2}$ $с^{-1}$, определенного на основе температурного ряда OH(6-2) для 2000–2022 гг. [Perminov et al., 2024]. Характеристики гармоник годовой вариации показывают значительные межгодовые изменения, но их связь с солнечной активностью статистически незначима.

Полученный в настоящей работе годовой ход расхождения вращательных температур OH (6-2) и (3-1) показал, что они практически совпадают в два последних месяца года, в остальное время наблюдается превышение первой температуры над второй, которое достигает своих максимальных значений в летние месяцы года (≥5 К). Причина температурного расхождения, по-видимому, – в высотном сдвиге слоев излучения гидроксила с различным колебательным возбуждением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brooke J.S.A., Bernath P.F., Western C.M., Sneden C., Afşar M., Li G., Gordon I.E. Line strengths of rovibrational and rotational transitions in the $X^2\Pi$ ground state of OH // Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2016. V. 168. P. 142–157. https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2015.07.021
2. Coxon J.A. Optimum molecular constants and term values for the $X^2\Pi(v\leq5)$ and $A^2X^+(v\leq 3)$ states of OH // Can. J. Phys. 1980. V. 58. P.933–949. https://doi.org/10.1139/p80-129
3. Coxon J.A., Foster S.C. Rotational analysis of hydroxyl vibration - rotation emission bands: molecular constants for OH X^2II, $6\leq v\leq 10$ // Can. J. Phys. 1982. V. 60. P. 41–49. https://doi.org/10.1139/p82-006
4. Khomich V.Yu., Semenov A.I., Shefov N.N. Airglow as an Indicator of Upper Atmospheric Structure and Dynamics. Springer: Berlin, Heidelberg. 2008. 740 p. https://doi.org/10.1007/978-3-540-75833-4
5. Langhoff S.R., Werner H.J., Rosmus P.Theoretical transition probabilities for the OH Meinel system // J. Mol. Spectrosc. 1986. V. 118. P. 507–529. http://dx.doi.org/10.1016/0022-2852(86)90186-4
6. Liu W., Xu J., Smith A.K., Yuan W. Comparison of rotational temperature derived from ground-based OH airglow observations with TIMED/SABER to evaluate the Einstein coefficients // J. Geophys. Res. Space. Physics. 2015. V. 120. P. 10069–10082. https://doi.org/10.1002/2015JA021886
7. Lopez-Gonzalez M.J., Rodrıguez E., Garcıa-Comas M., Costa V., Shepherd M.G., Shepherd G.G., Aushev V.M., Sargoytchev S. Climatology of planetary wave type oscillations with periods of 2–20 days derived from O2 atmospheric and OH(6-2) airglow observations at mid-latitude with SATI // Ann. Geophys. 2009. V. 27. P. 3645–3662.
8. Perminov V.I., Pertsev N.N., Semenov V.A., Dalin P.A., Sukhodoev V.A. Long-term changes in the activity of wave disturbances in the mesopause region // Doklady Earth Sciences. 2024. V. 519. No. 1. P. 1942−1946. https://doi.org/10.1134/S1028334X24603511
9. Pertsev N., Perminov V. Response of the mesopause airglow to solar activity inferred from measurements at Zvenigorod, Russia // Annales Geophysicae. 2008. V.26. No.5. P.1049-1056. https://doi.org/10.5194/angeo-26-1049-2008
10. von Savigny C., McDade I.C., Eichmann K.-U., Burrows J.P. On the dependence of the OH* Meinel emission altitude on vibrational level: SCIAMACHY observations and model simulations // Atmos. Chem. Phys. 2012. V. 12. P. 8813–8828.
11. Xu J., Gao H., Smith A.K., Zhu Y. Using TIMED/SABER nightglow observations to investigate hydroxyl emission mechanisms in the mesopause region // J. Geophys. Res. 2012. V. 117. D02301. https://doi.org/10.1029/2011JD016342