

О ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ЭМИССИИ H_α СВЕЧЕНИЯ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ

Н. М. МАРЦВАЛАДЗЕ

В настоящее время информацию об атмосферном водороде можно получать из оптических наблюдений, а именно: из наблюдений эмиссии атомарного водорода L_α 1215 ангстрем и H_α 6563 ангстрем в спектре свечения ночного неба. Оптические наблюдения водорода верхней атмосферы Земли разбиваются на три класса: 1) Ракетные наблюдения узкого ядра поглощения в центре широкой самообращенной эмиссионной солнечной линии L_α ; это ядро образуется в результате поглощения холодным водородом верхней атмосферы. Наблюдения солнечной L_α проводились в июле 1959 года [1]. 2) Ракетные наблюдения эмиссии L_α в свечении ночного неба, механизм возбуждения которой заключается в резонансном рассеянии солнечной L_α водородом верхней атмосферы Земли. Это свечение обнаружили впервые Г. Фридман, И. Куперайн и др. [2] в 1957 г. во время эксперимента по измерению ультрафиолетового излучения ночного неба при помощи ионизационных камер, поставленных на ракете Аэроби. К настоящему времени уже проведено около 10 ракетных наблюдений свечения ночного неба в линии L_α . 3) Наземные наблюдения линии H_α , возникающей в результате рассеяния солнечной L_β водородом верхней атмосферы и последующего каскадного перехода с излучением H_α и L_α . Гипотеза о таком механизме возбуждения эмиссии H_α в спектре свечения ночного неба была высказана И. С. Шкловским в 1958 г. [3] после того, как эта эмиссия наблюдалась в 1957 г. В. С. Прокудиной на Звенигородской станции Института физики атмосферы АН СССР [4]. Почти одновременно эта линия наблюдалась в спектре свечения ночного неба Л. М. Фишковой и Г. В. Марковой в Абастумани [5], Р. Х. Гайнуллиной и З. В. Қарягиной в Алма-Ате [6], Г. Квайфтом в Норвегии [7]. В дальнейшем непрерывные систематические спектральные наблюдения эмиссии H_α ночного неба велись в Абастумани. С 1958 г. на основе этих наблюдений получены следующие результаты: 1) эмиссия H_α ночного неба подвержена сезонным и годичным вариациям, среднегодовые абсолютные интенсивности эмиссии H_α составляют 8—18 рэлей; 2) обнаружена зависимость интенсивности H_α от высоты земной тени в направлении наблюдения, на основе этой зависимости из абсолютных интенсивностей H_α вычислено вер-

кальное распределение нейтрального водорода в верхней атмосфере; 3) наблюдается минимум интенсивности H_α в анτισолнечном направлении; 4) интенсивность H_α и количество водорода в верхней атмосфере зависят от солнечной активности [9—11]. Интересные результаты получены П. В. Щегловым [8] в 1962 г. Для наблюдений он использовал интерферометр Фабри-Перо и контактный электронно-оптический преобразователь, что позволило ему значительно сократить длительность экспозиций. По данным П. В. Щеглова для элонгации $\epsilon = 180^\circ$ интенсивность H_α составляет 8 рэлей, а для $\epsilon = 90^\circ$ — 30 рэлей, интенсивность H_α растет к утру, кроме того наблюдалось усиление H_α к эклиптике.

В настоящей статье изложены предварительные результаты изучения распределения интенсивности эмиссии H_α в свечении ночного неба по небесному своду на основе спектральных наблюдений в Абастумани ($\varphi = 41.^\circ 8$ с. ш., $\lambda = 42.^\circ 8$ в. д.) в течение 52 ночей 1964 г. Наблюдения велись на двух светосильных дифракционных спектрографах СП-48, имеющих следующие параметры: светосила камеры 1:0.8, дисперсия ~ 80 ангстрем на мм, спектральная ширина щели 3.5 ангстрема. Более подробно методика наблюдений и обработки описана в [9, 12]. Один спектрограф был постоянно направлен на север $z = 67^\circ$, а второй либо на Полюс Мира, либо в анτισолнечном направлении, либо, наконец, на различные точки эклиптики. Выбирались точки неба, достаточно удаленные от Млечного Пути. Если же Млечный Путь попадал в поле зрения спектрографа, то либо это обстоятельство приближенно учитывалось путем сравнения с одновременными наблюдениями в Полюсе Мира [9], либо такие спектры не обрабатывались. В течение 14 ночей на обоих спектрографах наблюдения велись с призмой прямого угла, которая надевалась на щель, что позволяло снимать спектры в двух взаимно перпендикулярных направлениях. В течение 7 ночей ночь делилась на две части, а в остальных случаях съемка велась всю ночь. Использовалась панхроматическая киноплёнка Дк 350 ед. по ГОСТ-у, которая очувствлялась путем кратковременной подсветки перед экспозицией до плотности 0.3. Спектры получены во время ясных безлунных ночей с экспозицией не менее 2—3 часов и не более 7—9 часов. Начало и конец экспозиции соответствовали углу погружения Солнца $\alpha_\odot > 20^\circ$. Одновременно со спектрографическими наблюдениями измерялась абсолютная интенсивность линии 6300 ангстрем в рэлях в направлении на север $z = 67^\circ$ при помощи электрофотометра с интерференционными светофильтрами, прокалиброванного в абсолютных единицах [12]. Тогда, зная отношение интенсивности линии H_α к интенсивности линии 6300 ангстрем, измеренное из спектральных данных, можно было определить абсолютную интенсивность эмиссии H_α в рэлях. Наблюдения H_α в разных направлениях велись под разными зенитными углами. Поэтому для сравнения интенсивностей в этих направлениях необходимо было учитывать атмосферное поглощение и рассеяние в нижней атмосфере. С этой целью в течение каждой ночи на

электрофотометре измерялась яркость Полярной Звезды, для которой известна в данной цветовой системе внеатмосферная кривая переменной [13], и таким путем определялся коэффициент прозрачности P_λ . Внеатмосферное значение интенсивности H_α определялось по формуле В. Г. Фесенкова [14], приближенно учитывающей рассеяние в тропосфере:

$$I_0 = \frac{I}{1,1 (P_\lambda + 0,03)^{m_z}}, \quad (1)$$

где I_0 — внеатмосферная интенсивность эмиссии H_α , I — измеренная интенсивность H_α , m_z — атмосферная масса для зенитного угла z , P_λ — спектральная прозрачность для 6563 ангстрем. Приведение абсолютной интенсивности эмиссии H_α к зениту производилось путем умножения на $\mu(z)$, равный

$$\mu(z) = 1/3 \left[2 \cos \theta_s + \frac{1}{F(z)} \right], \quad (2)$$

где $F(z)$ — член, учитывающий влияние области альbedo; он равен

$$F(z) = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{\sin^2 z}{(1 + a/R_E)^2}}}, \quad (3)$$

где R_E — радиус Земли, a — высота области альbedo, равная в среднем 100 км. Под этой областью подразумевается та часть верхней атмосферы, которая во время наблюдений находилась в тени. Находящийся в ней водород диффузно отражает первично рассеянную выше границы тени солнечную L_β и добавляет к измеряемой по лучу зрения интенсивности H_α некоторую часть, зависящую от величины альbedo. Из ракетных измерений было получено альbedo в лучах L_α 42% [1]. На основе этих данных, а также расчетов Г. Томаса [15] была принята в данной работе поправка за альbedo, равная 1/3 всей измеренной интенсивности независимо от высоты тени в данный момент. θ_s — угол рассеяния:

$$\cos \theta_s = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 z}{(1 + h_s/R_E)^2}}, \quad (4)$$

где h_s — высота тени твердой Земли.

На полученных спектрах ночного неба, помимо эмиссионных линий, имеется и непрерывный спектр. Этот непрерывный спектр в основном состоит из континуума, который дает собственное свечение верхней атмосферы и в котором нет линий поглощения. Однако в ряде случаев, особенно для небольших элонгаций, может добавляться небольшая часть фона из-за многократного рассеяния солнечного света в верхней атмосфере. В нем присутствует, наряду с другими фраунгоферовыми линиями, широкая линия поглощения H_α . Можно было бы предположить, что в связи с малой разрешающей способностью спектрографа

при учете фона могут возникнуть трудности из-за влияния широкой линии поглощения H_α на эмиссионную H_α . С целью исследования этого обстоятельства был поставлен специальный эксперимент. На спектрографе СП-48 в тех же условиях, в которых выполнялись съемки спектров свечения ночного неба, фотографировался рассеянный свет дневного неба, во много раз ослабленный и отраженный от рассеивающего экрана, и свет водородной лампы, освещавшей этот же экран. Использовалась низковольтная водородная лампа ВСФУ-3. Получено несколько серий, состоящих из трех спектров: рассеянный свет дневного неба, свет водородной лампы, рассеянный свет дневного неба вместе со светом от водородной лампы. Время экспозиций составляло несколько минут. Результаты приводятся в таблице 1: в столбце 2 даны интенсивности рассеянного света (I_p), в столбце 3 — глубина линии поглощения в % от фона, в 4 — интенсивности эмиссионной H_α , $I(H_\alpha)$, при съемке света только от лампы, в 5 — интенсивность фона под эмиссионной линией H_α при одновременной съемке рассеянного света и света лампы (I_ϕ) в 6 — измеренная интенсивность H_α над фоном $I(H_\alpha)$, причем знак минус условно означает, что когда фон очень велик — интенсивность H_α от лампы меньше глубины линии поглощения и приводится расстояние в интенсивностях от уровня фона до центра линии поглощения, частично «замытого» эмиссионной H_α . Наконец, в столбце 7 даны интенсивности H_α с учетом линии поглощения, $I_0(H_\alpha)$. Средние величины в 4 и 7 столбцах хорошо совпадают. Данные таблицы показывают, что линия поглощения уменьшает измеряемую интенсивность эмиссионной линии на 36% от интенсивности непрерывного фона. Так как интенсивность последнего почти всегда меньше интенсивности эмиссионной H_α в свечении ночного неба, причем его основную часть составляет собственное свечение атмосферы, то можно считать, что влияние линии поглощения H_α на эмиссионную H_α ночного неба не превышает ошибки измерений.

Таблица 1

Источник	Рассеянный солн. свет		Водородн. лампа $I(H_\alpha)$	Рассеянный солнеч. свет и водородная лампа		
	I_p	W%		I_ϕ	$I(H_\alpha)$	$I_0(H_\alpha)$
№						
1	2.5	—	16.9	2.2	17.6	17.6
2	54.2	35.3	14.3	44.6	— 1.0	14.8
3	53.6	35.1	15.0	53.1	— 5.2	13.4
4	55.2	36.9	16.4	55.6	— 6.5	14.0
5	5.4	35.2	14.5	6.6	12.4	14.7
6	26.0	40.0	14.5	27.0	5.4	16.2
Средн.	—	33.5	15.3	—	—	15.1

Для иллюстрации реальных соотношений между интенсивностью эмиссионной H_α , $I(H_\alpha)$, и интенсивностью фона, I_ϕ , приводится таблица 2

для случая, когда интенсивность H_α была мала, а интенсивность фона велика. В таблице принимается, что в направлении на север $z=67^\circ$ интенсивность фона относится только к собственному свечению атмосферы, в котором линий поглощения нет. В направлении, близком к Солнцу, или на эклиптику наблюдается небольшое увеличение фона за счет добавления рассеянного солнечного света I_p . В таблице 2 w — глубина линии поглощения, а $I_0(H_\alpha)$ — интенсивность линии H_α с учетом линии поглощения.

Таблица 2

Дата	Направление	$I(H_\alpha)$	I_ϕ	I_p	w	$I_0(H_\alpha)$
7-8.10 1964	экл.	1.4	3.6	0.4	0.2	1.6
	67°	2.8	3.2	—	—	—
	экл.	2.9	3.0	1.0	0.4	3.3
	67°	2.7	2.0	—	—	—
9-10.10	экл.	1.6	3.6	0.0	0.0	1.6
	67°	2.5	3.6	—	—	—
	экл.	2.0	3.5	0.9	0.3	2.3
	67°	3.0	2.6	—	—	—

Из таблицы 2 видно, что учет влияния линии поглощения в спектре свечения ночного неба меняет измеренную интенсивность эмиссионной H_α не более, чем на 20%, что не превышает ошибки измерений.

Так как возбуждение эмиссии H_α ночного неба происходит в результате рассеяния солнечной L_2 в нейтральном водороде, распределенном в верхней атмосфере и геокороне [3], то интенсивность H_α в данном направлении должна зависеть от высоты тени Земли над наблюдателем в данный момент. Высота тени вычислялась по формуле Дж. Чемберлена [16].

$$\frac{h_2}{R_E} = \left(1 + \frac{P^2}{R_E^2} + \frac{2P \cos z}{R_E} \right)^{1/2} - 1, \quad \frac{R_E}{P} = \sin z \operatorname{ctg} \gamma + \cos z,$$

$$\operatorname{ctg} \gamma = \frac{\cos z_\odot \cos \Delta \varphi}{\sin \alpha_\odot} + \frac{\cos z}{\sin^2 \alpha_\odot \sin z} +$$

$$+ \left(\frac{1}{\sin^2 \alpha_\odot} + \frac{\cos^2 z \cos^2 \alpha_\odot}{\sin^2 z \sin^4 \alpha_\odot} + 2 \frac{\cos z \cos z_\odot \cos \Delta \varphi}{\sin z \sin^2 \alpha_\odot} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где R_E — радиус Земли, z — зенитный угол наблюдения, α_\odot — угол погружения Солнца, $\Delta \varphi$ — азимут точки наблюдения от Солнца. Затем строилась кривая зависимости вычисленных таким образом высот тени от времени для данной экспозиции. За время экспозиции меняется как высота тени, так и интенсивность H_α . Поэтому необходимо было вычислить ту эффективную высоту, которой соответствует наблюдаемая эмиссия H_α за время экспозиции. Вначале была построена кривая за-

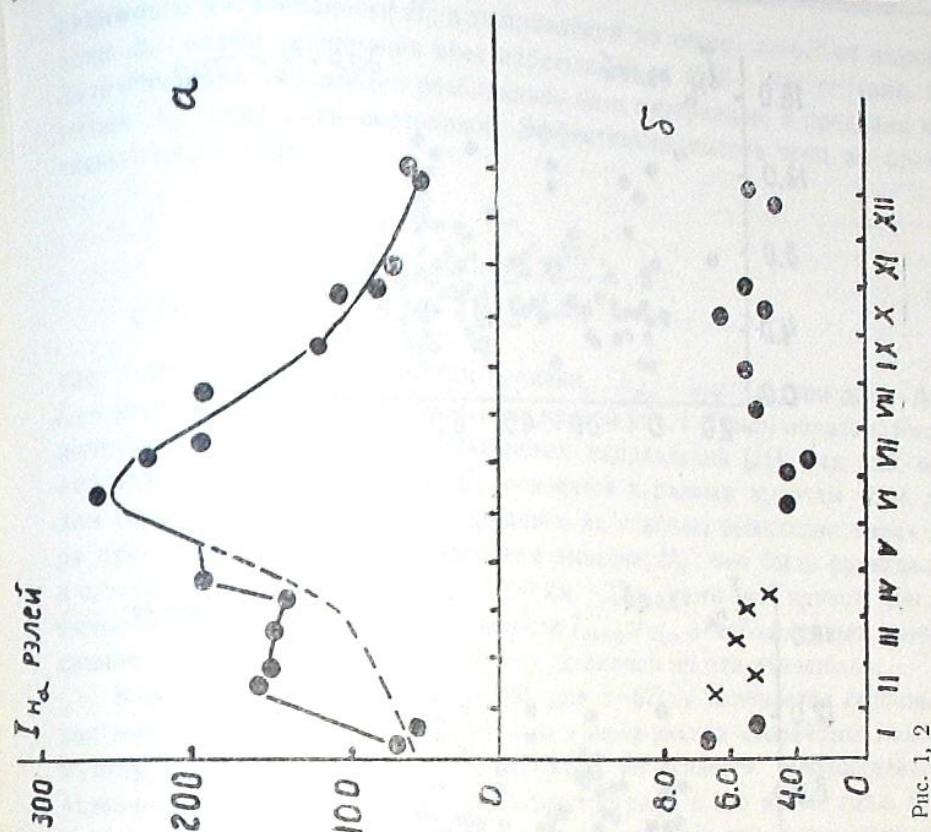
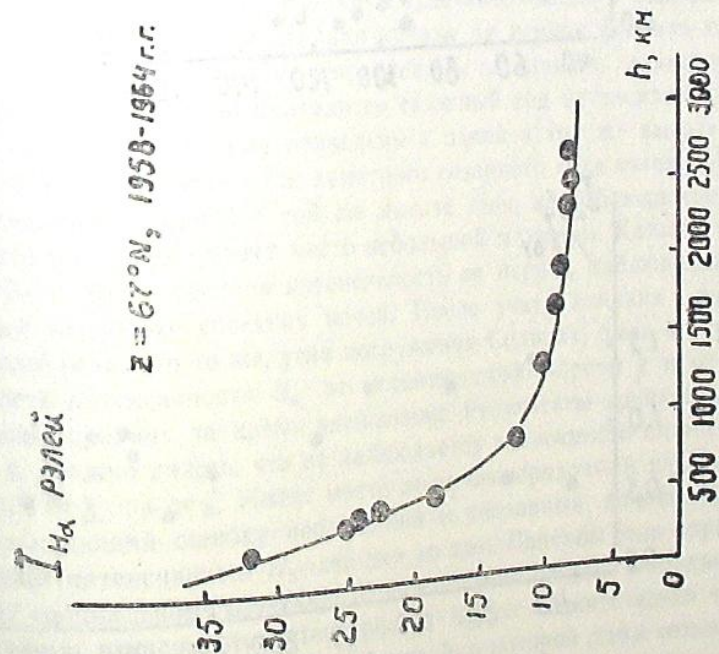


Рис. 1, 2



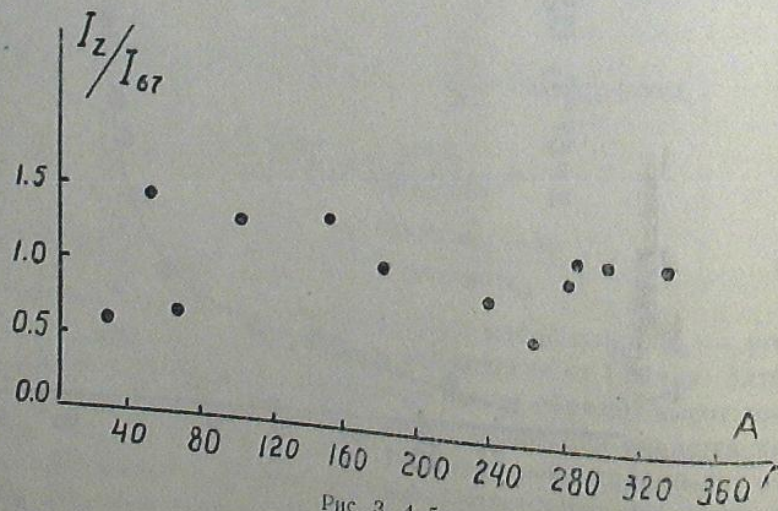
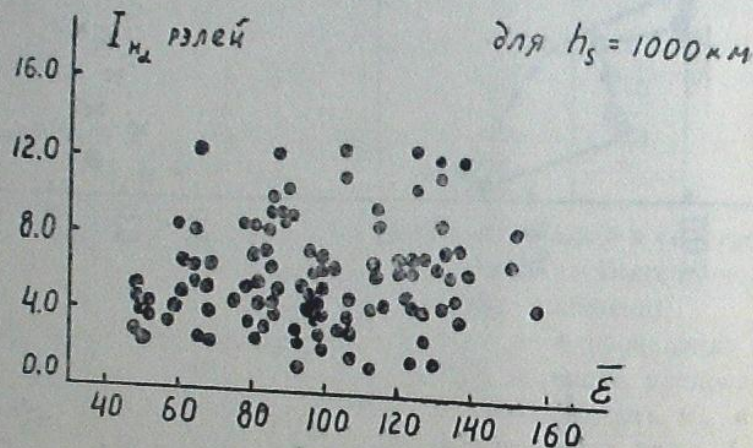
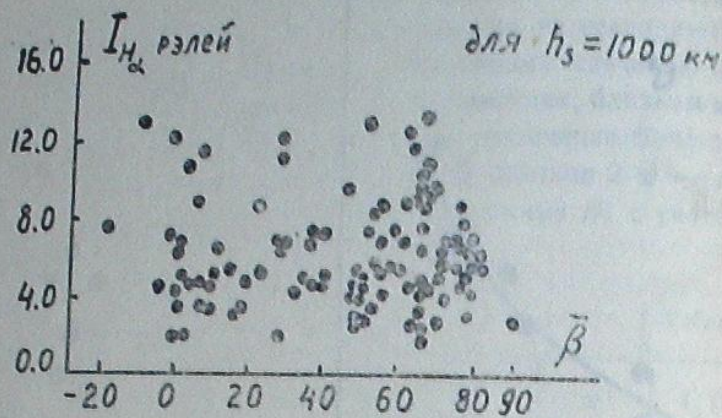


Рис. 3, 4, 5

зависимости интенсивности H_α в направлении на север $z=67^\circ$ от высоты тени h_s , путем усреднения всех наблюдений за 1958—1964 гг. (рис. 1). Затем каждая экспозиция разбивалась на n интервалов, в пределах которых h_s считалась постоянной. Эффективная высота тени за время экспозиции τ равна:

$$h_{эфф} = \frac{\sum h_{s_i} \Delta\tau_i I_i}{\sum I_i \Delta\tau_i}, \quad (6)$$

где $\Delta\tau_i$ — малые промежутки времени, h_{s_i} — высоты тени для $\Delta\tau_i$, I_i — интенсивности для h_{s_i} , взятые из кривой рис. 1. Таким образом, была получена $h_{эфф}$ для всех наблюдаемых направлений [11]. Так как все наблюдаемые интенсивности H_α относятся к разным высотам тени, то для того, чтобы можно было сравнить их с целью выявления характера пространственного распределения эмиссии H_α , они были приведены к одной и той же высоте $h_s = 1000$ км. Для этого из кривой рис. 1 вычислялись отношения интенсивности $I_{h_{эфф}}/I_{1000}$ и наблюдаемые интенсивности H_α , приведенные к зениту, делились на эти отношения.

Как уже указывалось ранее [9], для $z=67^\circ N$ получается сезонный ход интенсивности H_α с максимумом в июне-июле и вторичным максимумом в марте. Мартовский максимум объясняется прохождением Млечного Пути через поле зрения спектрографа в это время года. Что же касается летнего максимума, то он объясняется тем, что высота тени Земли ночью над наблюдателем в это время года наименьшая. На рис. 2а дан сезонный ход H_α в 1964 г. для наблюдений в направлении на север $z=67^\circ$, причем пунктирная кривая за период февраль-апрель соответствует интенсивностям, исправленным за влияние галактической составляющей. На рис. 2б приводится сезонный ход интенсивности H_α , но здесь интенсивности уже приведены к одной и той же высоте тени 1000 км. Из рис. 2б видно, что заметного сезонного хода интенсивности H_α , приведенной к одной и той же высоте тени, не наблюдается, летом вместо максимума имеет место небольшой минимум. Каждая точка на рис. 2а и 2б — средняя интенсивность за период наблюдений, содержащий несколько соседних ночей. После учета влияния высоты тени Земли (или, что то же, угла погружения Солнца), была построена зависимость интенсивности H_α от эклиптической широты β и от угла элонгации ϵ , средних за время экспозиции. Результаты приведены на рис. 3 и 4. Можно видеть, что не наблюдается зависимости интенсивности H_α ни от β , ни от ϵ . Имеет место лишь беспорядочный разброс точек, превышающий ошибку наблюдений и связанный, по-видимому, с вариациями интенсивности H_α ото дня ко дню. Причины этих вариаций подлежат специальному изучению. Таким образом, из рис. 3 трудно сделать вывод о зависимости интенсивности H_α от эклиптической широты β . Поэтому ниже приводится таблица 3, в которой даны отношения интенсивности H_α в направлении на эклиптику к интенсивности H_α

направлении на север $z=67^\circ$ для одновременных наблюдений в обоих направлениях.

Таблица 3

Дата	Направление	$\bar{\beta}$	\bar{z}	$I_{\text{экл.}}/I_{67}$		
				$\bar{\beta}$	\bar{z}	\bar{z}
9-10.6 1964	67° экл.	49 -2	49 122	— 0.74	— 0.50	— 1.48
7-8.10	67 экл.	59 0	83 121	— 0.58	— 0.69	— 0.85
	67 экл.	76 0	84 105	— 1.18	— 0.85	— 1.39
	67 экл.	63 0	82 126	— 0.69	— 0.70	— 0.98
9-10.10	67 экл.	75 7	86 82	— 0.80	— 1.23	— 0.65*
	67 экл.	76 7	85 86	— 0.69	— 1.02	— 0.67*
	67 экл.	76 17	86 80	— 0.87	— 1.07	— 0.81*
13-14.10	67 экл.	64 0	92 122	— 1.00	— 0.80	— 1.27
3-4.11	67 экл.	81 2	94 106	— 0.88	— 0.98	— 0.91*
	67 экл.	72 4	98 106	— 0.43	— 0.86	— 0.48*
1-2.12	67 экл.	78 0	98 120	— 1.00	— 0.84	— 1.17
4-5.12	67 экл.	74 4	93 122	— 0.61	— 0.86	— 0.72
	67 экл.	78 1	93 105	— 0.87	— 0.98	— 0.92*
	67 экл.	74 4	93 122	— 0.61	— 0.86	— 0.72

В столбце 5 даны отношения $I_{\text{экл.}}/I_{67}$, исправленные за атмосферное поглощение и рассеяние и приведенные к зениту. В столбце 6 даны те же отношения, но интенсивности взяты из кривой рис. 1 для тех высот тени, которые имели место при съемках спектров в данные ночи. В столбце 7 даны отношения для наблюдаемых интенсивностей, приведенных к одной и той же высоте тени. Из таблицы 3 видно, что наблюдаемые отношения интенсивности H_α на эклиптике к интенсивности H_α на север $z=67^\circ$ в пределах ошибки измерений такие, какими они должны были быть для соответствующих высот тени. Звездочками отмечены случаи, для которых \bar{z} в обоих направлениях приблизительно одинакова, а $\bar{\beta}$ для $z=67^\circ$ равна $80-70^\circ$, для них среднее отношение ин-

тенсивности H_α на эклиптике к интенсивности в направлении на север $z=67^\circ$ равно 0.7 ± 0.1 .

Как уже указывалось выше, в течение каждой ночи велись одновременные наблюдения в двух или четырех направлениях. Каждую ночь в каждом направлении интенсивность приводилась к зениту и к высоте тени 1000 км и определялось отношение интенсивности H_α в данном направлении к интенсивности в направлении на север $z=67^\circ$. На рис. 5 приводится зависимость величин этих отношений от азимута. Как видно, в пределах ошибки наблюдений эти отношения не зависят от азимута.

На основе результатов, представленных на рис. 3, 4, 5 и в таблице 3, можно сделать вывод о том, что в первом приближении распределение водорода в верхней атмосфере и геокороне близко к сферически симметричному.

Автор пользуется случаем выразить благодарность Л. М. Фишковой за ценные советы и постоянный интерес к данной работе.

Ноябрь, 1966.

ლამის ცის ნათების H_α ემისიის სივრცული განაწილების შესახებ

ბ. მარცვალიძე

(რეზიუმე)

შესწავლილია ლამის ცის ნათების H_α ემისიის სივრცული განაწილების საკითხი. დაკვირვებითი მასალა მიღებულია 1964 წელს აბასთუმანის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში სპექტროგრაფით *СП-48*. H_α ემისიის აბსოლუტური ინტენსივობის დედამიწის ჩრდილის ერთ სიმაღლეზე (1000 კმ) მიყვანის შემდეგ მიღებულია შემდეგი შედეგები: 1. H_α ემისიის ინტენსივობას თითქმის დეკადამდე სეზონური სვლა (ნახ. 26); სეზონური ცვლილება, რომელიც ნაჩვენებია ნახ. 2ა-ზე, გამოწვეულია დედამიწის ჩრდილის სიმაღლის ცვლილებით. 2. H_α ემისიის სხვადასხვა მიმართულებით არ ახასიათებს აშკარა დამოკიდებულება ეკლიპტიკურ განედზე და ელონგაციაზე (დაკვირვების წერტილის პოზიციური დაშორება მზიდან). ნახ. 3, 4, 5 და მესამე ცხრილის თანახმად შეიძლება ითქვას, რომ ნეიტრალური წყალბადის განაწილება ატმოსფეროს მაღალ სფერულ-სიმეტრიულია და გეოკორონაში პირველი მიხედვით სფერულ-სიმეტრიულია.

ON SPATIAL DISTRIBUTION OF THE AIRGLOW H_α EMISSION

N. M. MARTSVALADZE

(Summary)

The problem of the airglow H_α emission spatial distribution is studied. The observational material is obtained in 1964 in the Abastumani observatory with the spectrograph *СП-48*.

On the basis of reduction of H_α emission absolute intensity to the earth's shadow height (1000 km) it is concluded, that 1. H_α emission intensity

is not characterised with seasonal variation (fig. 2b) and the one shown in fig. 2a is due to variation of the earth's shadow height. 2. H_{α} emission in different directions is independent upon the ecliptical latitude and elongation (the angular distance of the observational point from the Sun).

On the basis of fig. 3, 4, 5 and table 3 one can conclude that the distribution of neutral Hydrogen in the upper layers of the atmosphere and geokorona is sphere-symmetrical as a first approximation.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Purcell I. D. and Tousey R. Space Research, 1, North Holland Publishing Co., Amsterdam, 1960.
2. Kupperian I. E., Byram E. T., Chubb T. A., Friedman H., Far Ultraviolet Radiation in the Night Sky. Planet. Space Sci. 1959, 1, № 1.
3. Shklowsky I. S., On the Hydrogen Emission in the Night Sky. Planet. Space Sci. 1959, 1, № 1, 7.
4. Прокудина В. С. О наблюдении линии 6563\AA в спектре ночного неба. Сб. статей «Спектральные, электрофотометрические и радиолокационные исследования полярных сияний и свечения ночного неба», Л.-М., 1959, 1, 43.
5. Фишкова Л. М., Маркова Г. В. О линии H_{α} в спектре свечения ночного неба. Астрон. цирк. 1958, 196.
6. Ганнулина Р. X., Карягина З. В. Исследование спектра ночного неба в области длин волн $6200-6600\text{\AA}$. Изв. Астрофиз. инст. АН Казах. ССР, 1960, 10.
7. Kvifte G. Auroral and nightglow observations at As. Norway. Journ. Atm. and Terr. Phys. 1959, 16, № 3-4, 252.
8. Щеглов П. В. О концентрации излучения ночного неба в линии H_{α} к эклиптике и о лучевых скоростях этой линии. Астрон. ж. 1964, 41, 371.
9. Фишкова Л. М. Вариации интенсивности и пространственное распределение эмиссии $\lambda 6562$ H I свечения ночного неба, Бюлл. Абастум. астрофиз. obs. 1962, 29, 77.
10. Фишкова Л. М., Марцваладзе Н. М. О вариациях эмиссии H_{α} и распределение водорода в верхней атмосфере и геокороне. Сб. статей «Полярные сияния и свечение ночного неба», серия МГГ., АН СССР, 1967, 13, 35-40.
11. Фишкова Л. М., Марцваладзе Н. М. Распределение водорода в верхней атмосфере Земли по наблюдениям эмиссии H I 6563 в спектре свечения ночного неба. Геомагнетизм и аэронавтика 1967, 7, № 6, 1021-1025.
12. Фишкова Л. М. Вращательная температура гидроксильного излучения верхней атмосферы. Бюлл. Абастум. астрофиз. obs. 1962, 29.
13. Фишкова Л. М., Маркова Г. В. Некоторые результаты электрофотометрических наблюдений эмиссии O I, Na, OH и непрерывного фона в свечении ночного неба. Бюлл. Абастум. астрофиз. obs. 1959, 24, 161.
14. Фесенков В. Г. Метеорная материя в межпланетном пространстве. М. АН СССР, 1947.
15. Thomas G. E. Lyman- α Scattering in the Earth's Hydrogen Geocorona, J. Geoph. Research, 1963, 68, № 9, 2639-2660.
16. Чемберлен Дж. Физика полярных сияний и излучения атмосферы, М., 1963, 450.

ВЛИЯНИЕ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА НА ТЕПЛОВЫЙ РЕЖИМ АТМОСФЕРЫ В ОБЛАСТИ МЕЗОПАУЗЫ

И. А. ХВОСТИКОВ

1. Особенности теплового режима мезосферы. Среди существенных вопросов физики верхней атмосферы Земли особое внимание исследователей привлекает проблема теплового режима атмосферы в области мезопаузы, особенно в умеренных широтах ($50-70^\circ$ с. ш.). Измерения температуры при помощи ракет на высотах $50-90$ км показали, что уровень ~ 67 км является как бы переходным: выше этого слоя сезонный ход температуры является необычным, зимой там воздух теплее, чем летом [1]. Например, по измерениям на ракетных полигонах США, расположенных на разных широтах (рис. 1, где представлены типичные профили температуры), температура воздуха в мезопаузе на широте 59° с. ш. (Форт Черчилль) зимой достигает (в среднем) 245°K , а летом падает до 165°K .

Известно, что в разных областях атмосферы Земли — тропосфере, стратосфере, озоносфере и т. д. — тепловой режим регулируется различными процессами (речь идет о процессах, наиболее характерных для данной области). Можно предполагать, что на уровне ~ 67 км происходит коренное изменение характера процессов, оказывающих значительное влияние на тепловой режим. Ниже указанного уровня особая роль, несомненно, принадлежит озону: нагреванию воздуха в результате поглощения озоном ультрафиолетовой радиации Солнца [2]. Значительно труднее ответить на вопрос об основных процессах, контролирующих тепловой режим выше $65-70$ км. Нельзя сказать, чтобы этот вопрос оставался вне поля зрения исследователей. Наоборот, очень много работ, особенно за последние го-

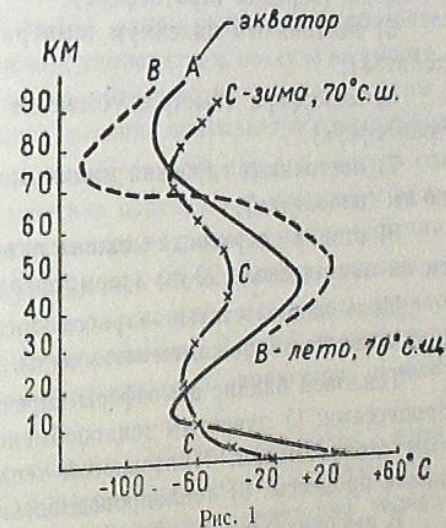


Рис. 1