

УДК 533.95:537.84:551.510.535

## СРАВНЕНИЕ ИЗМЕРЕННОЙ ПРИБОРАМИ СПУТНИКА OGO-4 И ВЫЧИСЛЕННОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ НОЧНОГО РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ В ЛИНИИ ЛАЙМАН АЛЬФА

© 2020 г. А. В. Павлов<sup>1</sup>, \*, Н. М. Павлова<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), г. Москва, г. Троицк, Россия

\*e-mail: pavlov@izmiran.ru

Поступила в редакцию 21.10.2019 г.

После доработки 10.01.2020 г.

Принята к публикации 23.01.2020 г.

Разработана теоретическая модель расчета интенсивности и потока солнечного излучения Лайман альфа в ночных условиях на высотах атмосферы с учетом многократного рассеяния этого излучения атомарным водородом атмосферы. На высотах более двух радиусов Земли концентрация атомарного водорода вычисляется с помощью эмпирической модели, основанной на согласовании результатов расчетов интенсивности излучения Лайман альфа с результатами измерений этой интенсивности приборами спутников TWINS 1 и 2, а на меньших высотах – по эмпирической модели NRLMSISE-00. Температура нейтральных компонентов атмосферы и концентрация O<sub>2</sub> принимаются по модели NRLMSISE-00 и учитывается поглощение излучения Лайман альфа молекулярным кислородом. Выполнено сравнение результатов измерений интегральной по длине волны интенсивности излучения Лайман альфа приборами спутника OGO-4 на высоте 650 км в ночных условиях 31 января 1968 г. при высокой солнечной активности с результатами модельных расчетов этой интенсивности. Показано, что уменьшение [H] модели NRLMSISE-00 в 1.2 раза на высотах менее двух радиусов Земли позволяет удовлетворительно согласовать вычисленную и измеренную интенсивность рассматриваемого излучения.

DOI: 10.31857/S0016794020040136

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В спектре Солнца наблюдаются линии атомарного водорода, среди которых наиболее интенсивной является первая линия Лайман альфа главной серии Лайман с центром на длине волны 121.5668 нм (см., например, [Михалас, 1982а, б; Кононович и Мороз, 2004]). Это излучение возникает в основном в хромосфере Солнца в результате перехода атомов водорода с первого возбужденного электронного состояния на не возбужденный уровень [Соболев, 1985; Кононович и Мороз, 2004; Aschwanden, 2005]. Диссоциация молекул атмосферы излучением Лайман альфа оказывает существенное влияние на концентрации нейтральных компонентов мезосферы и нижней части термосферы, а ионизация окиси азота этим излучением является одним из основных источников образования ионов NO<sup>+</sup> области D ионосферы (см., например, [Brasseur and Solomon, 2005; Jacobson, 2005; Pavlov, 2014, 2016]). Часть солнечного излучения Лайман альфа резонансно рассеивается атомами водорода атмосферы, формируя рассеянное (диффузное) излуче-

ние Лайман альфа, и на высотах атмосферы интенсивность излучения Лайман альфа можно рассматривать как сумму интенсивностей прямого и рассеянного излучения [Чандрасекар, 1953; Михалас, 1982а, б; Bush and Chakrabarti, 1995а, б; Stamnes et al., 2017; Brasseur and Solomon, 2005]. Для дневных условий методика расчета интенсивности и потока излучения Лайман альфа на высотах атмосферы описана, например, в работах [Irvine, 1975; Reddmann and Uhl, 2003].

В ночных условиях наблюдаемое на высотах атмосферы излучение Лайман альфа возникает в результате многократного резонансного рассеяния этого излучения атомарным водородом геокороны Земли [Bush and Chakrabarti, 1995а, б; Bishop, 1999; Brasseur and Solomon, 2005]. Среди опубликованных моделей вычисления интенсивности многократно рассеянного излучения Лайман альфа на высотах атмосферы Земли, по-видимому, наиболее детально описана модель [Bush and Chakrabarti, 1995а, б]. В модельных расчетах [Bush and Chakrabarti, 1995а, б] концентрация атомов водорода термосферы и температура экзосферы вычислялись по модели MSIS-90 [Hedin,

1991], температура термосферы принималась равной температуре экзосферы, а для определения концентрации атомарного водорода экзосферы использовалась модель [Chamberlain, 1963]. Из согласования результатов расчетов этих авторов с результатами спектроскопических измерений интенсивности излучения Лайман альфа приборами спутника STP78-1 следует, что используемая в теоретической модели концентрация атомарного водорода должна быть уменьшена примерно в 2 раза, модельный интегральный поток прямого солнечного излучения Лайман альфа [Tobiska, 1991] необходимо увеличить примерно в 2 раза, а температура экзосферы [Hedin, 1991] должна быть увеличена примерно на 10% [Bush and Chakrabarti, 1995b].

Цель настоящей работы – используя общие выражения для определения интенсивности солнечного излучения в атмосфере, лежащие в основе подхода [Bush and Chakrabarti, 1995a, b], разработать модель расчета интенсивности и потока рассеянного атмосферой солнечного излучения Лайман альфа с учетом современных представлений о концентрации атомарного водорода геокороны Земли [Zoennchen et al., 2015] и потоке солнечного излучения Лайман альфа на границе атмосферы [Woods et al., 2000; Chabrillat and Kockarts, 1997, 1998] и апробировать построенную модель на результатах измерений этой интенсивности в ночное время приборами спутника OGO-4 [Meier and Mange, 1970].

## 2. ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ И ПОТОКА РАССЕЯННОГО СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЙМАН АЛЬФА В АТМОСФЕРЕ

В силу сферичности Земли при расчетах интенсивности излучения атмосферы используют сферическую систему координат  $(r, \chi, \phi)$ , центр которой совпадает с центром Земли, где  $r$  – расстояние от центра Земли до рассматриваемой точки атмосферы,  $\chi$  и  $\phi$  – зенитный и азимутальный углы Солнца соответственно (см., например, [Bush and Chakrabarti, 1995a, b]). Эти углы определены в декартовой системе координат  $(x, y, z)$ . Ось  $z$  направлена на Солнце и зенитный угол – угол между осью  $z$  и нормалью к поверхности Земли, проходящей через рассматриваемую точку атмосферы. При  $\chi = 0^\circ$  и  $\chi = 180^\circ$  указанная нормаль к поверхности Земли направлена к Солнцу и от Солнца, соответственно. Азимутальный угол вычисляется в направлении от оси  $x$  до проекции радиуса вектора  $\mathbf{r}$  на плоскость  $(x, y)$ . Ось  $x$  направлена с географического севера на географический юг и величина азимута Солнца считается положительной при отсчете в восточном направлении. Выражения, определяющие связь географической широты и долготы со сферическими коор-

динатами  $(\chi, \phi)$  приведены, например, в монографиях [Кононович и Мороз, 2004; Karttunen et al., 2017].

В результате доплеровского и лоренцево перераспределения по частоте излучения Лайман альфа в окрестности этой линии поглощаются и излучаются фотоны разных частот, близких к центральной частоте (см., например, [Михалас, 1982а, б; Соболев, 1985]). На каждой частоте  $\nu$  спектральная интенсивность рассматриваемого излучения может быть определена в атмосфере Земли из общего уравнения радиационного переноса и ее величину можно представить в виде суммы интенсивностей прямого и рассеянного излучения [Чандрасекар, 1953; Михалас, 1982а, б; Bush and Chakrabarti, 1995а, б; Stamnes et al., 2017; Brasseur and Solomon, 2005]. Вместо интенсивности  $I$  рассеянного излучения можно вести рассмотрение функцию источника  $B$  [Чандрасекар, 1953; Михалас, 1982а; Bush and Chakrabarti, 1995а, б]

$$I(\nu, r, \theta, \phi) = \int_r^{r_\infty} B(\nu, r', \theta, \phi) \exp[-\tau(\nu, r, r', \theta, \phi)] ds', \quad (1)$$

где оптическая толщина атмосферы

$$\tau(\nu, r, r', \theta, \phi) = \int_r^{r'} k_{\text{ext}} ds' \quad (2)$$

определяется на данной частоте  $\nu$  вдоль траектории луча света от рассматриваемой точки атмосферы с радиусом  $r$  до точки атмосферы с радиусом  $r'$ ;  $r_\infty$  – расстояние от центра Земли до границы атмосферы (процессы поглощения и рассеяния излучения Лайман альфа в области  $r \geq r_\infty$  практически не влияют на интенсивности и потоки рассматриваемого излучения);  $s'$  – расстояние вдоль траектории луча света;  $k_{\text{ext}}$  – коэффициент затухания;  $\theta$  – угол между нормалью к поверхности Земли и направлением наблюдения рассеянной радиации в точке наблюдения (отсчитывается от нормали в точке наблюдения).

Для излучения Лайман альфа оптическая толщина атмосферы имеет вид [Brasseur and Solomon, 2005]:

$$\tau(\nu, r, r', \theta, \phi) = \int_r^{r'} [\text{H}] \sigma_{sc} ds + \int_r^{r'} [\text{O}_2] \sigma_{\text{O}_2} ds, \quad (3)$$

где  $\sigma_{\text{O}_2}$  – сечение поглощения излучения Лайман альфа молекулярным кислородом;  $\sigma_{sc}$  – сечение резонансного рассеяния излучения Лайман альфа атомарным водородом.

Согласно работам [Михалас, 1982б; Соболев, 1985; Bush and Chakrabarti, 1995а, б]

$$\sigma_{sc} = \pi^{0.5} e^2 f (m_e c \Delta \nu_D)^{-1} H(a, u), \quad (4)$$

где  $e$  – заряд электрона;  $m_e$  – масса электрона;  $c$  – скорость света;  $f = 0.4163$  – сила осциллятора

между основным и первым возбужденным состояниями атома водорода, а функция Фойгта (Voigt)

$$H(a, u) = a\pi^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-t^2) [a^2 + (u-t)^2]^{-1} dt, \quad (5)$$

где  $u = (v - v_0)/\Delta v_D$ ;  $\Delta v_D = v_0 V_{th}/c$ ;  $V_{th} = (2kT/M)^{0.5}$ ;  $T$  – температура нейтральной атмосферы;  $M$  – масса атома водорода;  $a = \Gamma/(4\pi\Delta v_D)$ ;  $\Gamma = 6.265 \times 10^8 \text{ c}^{-1}$ .

Спектральный поток рассеянного излучения Лайман альфа, необходимый для расчетов скоростей фотодиссоциации нейтральных компонентов атмосферы и скорости фотоионизации NO (актинический спектральный поток рассеянного излучения Лайман альфа), имеет вид [Madronich, 1987; Bush and Chakrabarti, 1995a, b; Stamnes et al., 2017; Brasseur and Solomon, 2005]

$$F(v, r) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} I(v, r, \theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi. \quad (6)$$

При определении интенсивности рассеянного излучения Лайман альфа можно приближенно считать, что в рассматриваемой системе отсчета используемые в модели температура и концентрации нейтральных компонентов не зависят от азимута. В силу этой симметрии нейтральной атмосферы и многократного характера процесса рассеяния функция источника и интенсивность рассеянного излучения Лайман альфа также не зависят от азимута (см., например, [Thomas, 1963; Bush and Chakrabarti, 1995a, b; Rozanov et al., 2001]). Поэтому вычисление интенсивности рассеянного излучения Лайман альфа можно выполнять при любом фиксированном значении азимута. Следует также учесть, что при многократном рассеянии вместо функции перераспределения по частоте, зависящей от направлений падающего и рассеянного излучения, можно использовать функцию перераспределения по частоте, не зависящую от этих направлений [Hummer, 1962]. В этом случае общее уравнение (9) работы [Bush and Chakrabarti, 1995b] для определения функция источника, можно преобразовать к виду

$$B(v, r, \theta) = B_0(v, r, \theta) + 0.5 \int_0^{\infty} k_{sc}(v', r, \theta) R(r, \theta, v, v') \times \left[ \int_0^{\pi} \sin\theta' \left\{ \int_r^{r_{\infty}} B(v', r', \theta') \exp[-\tau(v', r, r', \theta')] ds' \right\} d\theta' \right] dv', \quad (7)$$

где начальная функция источника

$$B_0(v, r, \theta) = \int_0^{\infty} k_{sc}(v', r, \theta) R(r, \theta, v, v') \Phi_{\infty}(v') \times \exp[-\tau(v', r, r_{\infty}, \theta)] dv', \quad (8)$$

$\Phi_{\infty}(v)$  – спектральный поток прямого излучения Лайман альфа на границе атмосферы;  $R(r, \theta, v, v')$  – функция перераспределения по частоте,  $k_{sc}(v', r, \theta) = [H]\sigma_{sc}$ .

В рассматриваемом приближении [Hummer, 1962; Bush and Chakrabarti, 1995b; Peraiah, 2002]

$$R(r, \theta, v, v') = R_0(r, \theta, v, v') \left[ \int_0^{\infty} R_0(r, \theta, v, v') dv' \right]^{-1}, \quad (9)$$

где

$$R_0(r, \theta, v, v') = \pi^{-1.5} \int_{u_0}^{\infty} \{\arctg[(X_{\min} + u)/a] - \arctg[(X_{\max} - u)/a]\} \exp(-u^2) du, \quad (10)$$

$X_{\min} = \min(|X|, |X'|)$ ,  $X_{\max} = \max(|X|, |X'|)$ ,  $X = (v - v_0)/\Delta v_D$ ,  $X' = (v' - v_0)/\Delta v_D$ ,  $v_0 = c/\lambda_0$ ,  $\lambda_0 = 121.5668 \text{ нм}$  – центральная длина волны излучения Лайман альфа,  $u_0 = 0.5|X_{\max} - X_{\min}|$ .

Функцию  $R_0(r, \theta, v, v')$  можно преобразовать к виду

$$R_0(r, \theta, v, v') = \pi^{-1.5} u_0 \int_1^{\infty} \{\arctg[(X_{\min} + u_0 t)/a] - \arctg[(X_{\max} - u_0 t)/a]\} \exp(-u_0^2 t^2) dt. \quad (11)$$

Из выражения (10) следует, что при  $u_0^2 \gg 1$

$$R_0(r, \theta, v, v') = 0.5\pi^{-1.5} u_0^{-1} \{\arctg[(X_{\min} + u_0)/a] - \arctg[(X_{\max} - u_0)/a]\} \exp(-u_0^2). \quad (12)$$

Решение интегрального уравнения (7) с учетом выражений (8)–(12) определяет не зависящую от азимута спектральную интенсивность рассеянного излучения Лайман альфа

$$I(v, r, \theta) = \int_r^{r_{\infty}} B(v, r', \theta) \exp[-\tau(v, r, r', \theta)] ds'. \quad (13)$$

Интегральная по частоте интенсивность рассматриваемого рассеянного излучения Солнца имеет вид

$$I_0(r, \theta) = \int_0^{\infty} I_{sc}(v, r, \theta) dv. \quad (14)$$

Как уже отмечалось, спектральная интенсивность рассеянного излучения Лайман альфа не зависит от азимута. В этом случае из выражения (6) следует, что для вычисления спектрального потока рассеянного излучения Лайман альфа, необходимого для расчетов скоростей фотодиссоциации нейтральных компонентов атмосферы и скорости фотоионизации NO, можно использовать выражение

$$F(v, r) = 2\pi \int_0^\pi I(v, r, \theta) \sin\theta d\theta, \quad (15)$$

а интегральный по частоте поток рассеянного излучения Лайман альфа вычисляется по формуле

$$F_0(r) = \int_0^\infty F(v, r) dv. \quad (16)$$

### 3. МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ И ВХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИ

Из выражения (8) видно, что начальная функция источника, а значит и интенсивность и поток рассеянного излучения Лайман альфа, зависят от входящего в атмосферу прямого спектрального потока  $\Phi_\infty(v)$  солнечного излучения Лайман альфа на границе атмосферы. Зависимость этого потока от длины волны  $\lambda$  принимается согласно аппроксимации [Chabrilat and Kockarts, 1997, 1998]. В этом приближении величина  $\Phi_\infty(\lambda)$  зависит от интегрального потока

$$\Phi_\infty^* = \int_0^\infty \Phi_\infty(\lambda) d\lambda \quad (17)$$

солнечного излучения Лайман альфа на границе атмосферы. Изменение величины  $\Phi_\infty^*$  с уровнем солнечной активности принимается по модели [Woods et al., 2000], входными параметрами которой являются индексы солнечной активности  $F10.7$  (среднесуточный поток излучения Солнца на длине волны 10.7 см) и  $\langle F10.7 \rangle$  ( $F10.7$  за 81 день с центром в рассматриваемый день).

Входящую в уравнение (7) оптическую толщину атмосферы можно представить в виде

$$\tau(v', r, r', \theta') = \tau(v', r, r_\infty, \theta') - \tau(v', r', r_\infty, \theta'), \quad (18)$$

где

$$\tau(v', r, r_\infty, \theta') = \tau_1 + \tau_2, \quad (19)$$

$$\tau(v', r', r_\infty, \theta') = \tau_3 + \tau_4, \quad (20)$$

$$\tau_1 = \int_r^{r_\infty} [O_2] \sigma_{O_2} ds, \quad (21)$$

$$\tau_2 = \int_r^{r_\infty} [H] \sigma_{sc} ds, \quad (22)$$

$$\tau_3 = \int_{r'}^{r_\infty} [O_2] \sigma_{O_2} ds, \quad (23)$$

$$\tau_4 = \int_{r'}^{r_\infty} [H] \sigma_{sc} ds. \quad (24)$$

Приближение функции Чепмена [Smith and Smith, 1972; Brasseur and Solomon, 2005] (см. также [Павлов и Павлова, 2015; Pavlov, 2016]) используется при вычислении величин  $\tau_1$  и  $\tau_3$  на всех высотах и значений  $\tau_2$  и  $\tau_4$  на высотах более 120 км, где можно пренебречь влиянием фотохимических процессов на [H] в сравнении с процессом диффузии [Brasseur and Solomon, 2005]. В области высот ниже 120 км величина

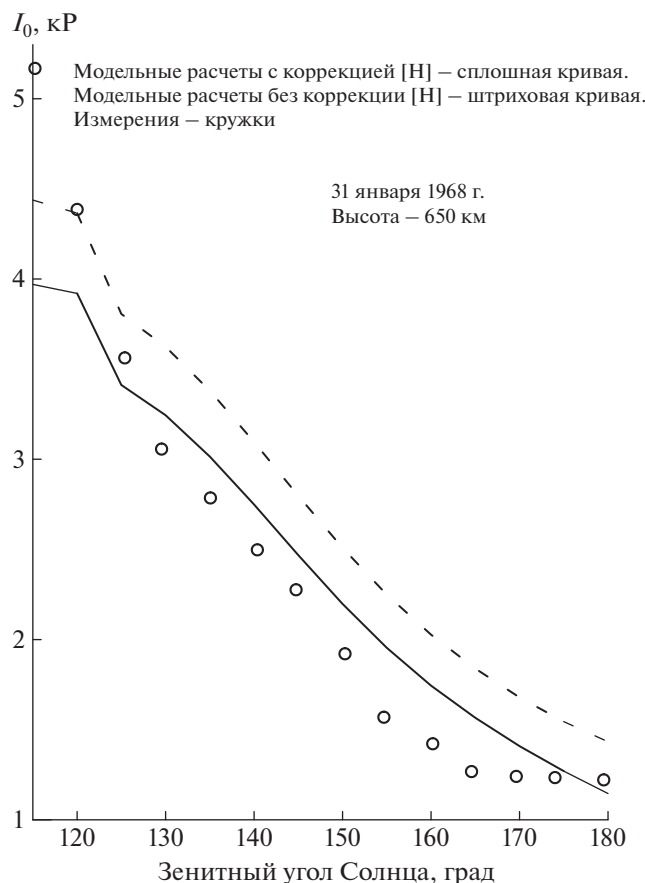
$$\tau_2 - \tau_4 = \int_r^{r'} [H] \sigma_{sc} ds \quad (25)$$

вычисляется непосредственным интегрированием без использования приближения функции Чепмена.

При определении оптической толщины атмосферы в качестве сечения  $\sigma_{O_2}$  принимается усредненное по длине волны сечение поглощения излучения Лайман альфа молекулярным кислородом [Reddmann and Uhl, 2003] (выражение для  $\sigma_{O_2}$  приведено в обзоре [Pavlov, 2014] к виду, удобному для расчетов). Сечение рассеяния излучения Лайман альфа атомарным водородом, входящее в выражение для оптической толщины атмосферы, зависит от функции  $H(a, u)$ . В модели используется аппроксимация этой функции, предложенная авторами работы [Imai et al., 2010].

Интегральное уравнение (7) для определения функции источника решается методом последовательных приближений. Нижняя граница рассматриваемой области высот – 50 км. Расчеты показали, что вычисленные значения интенсивности и потока рассеянного излучения Лайман альфа практически не меняются на высотах ионосферы при использовании в модели  $r_\infty > 14 R_E$ , где  $R_E$  – радиус Земли. Поэтому в модели принимается  $r_\infty = 14 R_E$ . Вычисления проводятся с шагом по высоте 1 км и 50 км на высотах менее 200 км и более 300 км соответственно. При увеличении высоты от 200 км до 300 км шаг по высоте возрастает по линейному закону от 1 км до 50 км. Шаг по углу  $\theta$  равен  $5^\circ$ .

На всех высотах концентрация молекулярного кислорода и температура атмосферы определяются по модели NRLMSISE-00 [Picone et al., 2002]. На высотах менее двух радиусов Земли используется зависимость от высоты концентрации атомарного водорода модели NRLMSISE-00, а на высотах более двух радиусов Земли – концентрации атомарного водорода модели [Zoennchen et al., 2015]. Расчеты проводились для 31 января 1968 г. в условиях высокой солнечной активности при  $F10.7 = 239.1 \langle F10.7 \rangle = 170.1$  и значения  $F10.7p = 229.1$  индекса  $F10.7$  за предшествующий день 30 января 1968 г. (в единицах измерения



**Рис. 1.** Зависимость  $I_0$  от зенитного угла Солнца на высоте 650 км атмосферы северного географического полушария в ночных условиях 31 января 1968 г. Кружки — результаты измерений  $I_0$  приборами спутника OGO-4 [Meier and Mange, 1970]. Угол между направлением на Солнце и направлением детектора излучения Лайман альфа в точках наблюдения равен  $15^\circ$ . Сплошные и штриховые кривые — результаты расчетов  $I_0$  при уменьшении [Н] в 1.2 раза на высотах менее двух радиусов Земли и без коррекции [Н] соответственно.

$10^{-22}$  Вт м $^{-2}$  Гц $^{-1}$ ). Величина трехчасового геомагнитного индекса  $K_p$  изменялась от 0.3 до 3.7 31 января 1968 г. и от 1.3 до 3.7 30 января 1968 г., т.е. условия 31 января 1968 г. являются слабо геомагнитно-возмущенными условиями.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рисунке 1 приведены результаты измерений  $I_0$  (кружки) приборами спутника OGO-4 [Meier and Mange, 1970] и расчетов (кривые)  $I_0$  на высоте 650 км атмосферы северного географического полушария в ночных условиях 31 января 1968 г. при уменьшении [Н] в 1.2 раза на высотах менее двух радиусов Земли (сплошная кривая) и без коррекции [Н] (штриховая кривая). Угол между направлением на Солнце и направлением детектора излучения Лайман альфа в точках наблюдения был равен  $15^\circ$ .

Из рисунка видно, что коррекция [Н] уменьшает рассогласование между вычисленными и

измеренными величинами  $I_0$ . Из проведенных расчетов следует, что на высоте 650 км отличие модельных значений  $I_0$  с коррекцией [Н] от измеренных величин  $I_0$  не превосходит 37%. Отметим, что точность измерений  $I_0$  составляла около  $\pm 50\%$  [Strobel et al., 1974]. Точность модельных значений  $I_0$  зависит от точности входных параметров модели, одним из которых является поток  $\Phi_\infty^*$ , вычисляемый с помощью основанной на экспериментальных данных зависимости [Woods et al., 2000] величины  $\Phi_\infty^*$  от индексов  $F10.7$  и  $\langle F10.7 \rangle$  солнечной активности. Точность спутниковых измерений потока  $\Phi_\infty^*$ , используемых при выводе этой эмпирической зависимости составляла 30–40% [Woods et al., 2000]. Поэтому можно сделать вывод об удовлетворительном согласии вычисленных и измеренных значений  $I_0$ .

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана теоретическая модель расчета интенсивности и актинического потока солнечного излучения Лайман альфа в ночных условиях на высотах атмосферы с учетом многократного рассеяния этого излучения атомарным водородом атмосферы. В модели учитывается наличие двух асимметричных максимумов в зависимости от длины волны входящего в атмосферу прямого спектрального потока солнечного излучения Лайман альфа на границе атмосферы [Chabrilat and Kockarts, 1997, 1998] и используется эмпирическая зависимость от уровня солнечной активности интегрального по длине волны потока этого излучения на границе атмосферы [Woods et al., 2000]. На высотах более двух радиусов Земли концентрация атомарного водорода вычисляется с помощью модели [Zoennchen et al., 2015], основанной на согласовании результатов расчетов интенсивности излучения Лайман альфа с результатами измерений этой интенсивности приборами спутников TWINS 1 и 2, а на меньших высотах — по модели NRLMSISE-00 [Picone et al., 2000]. Температура нейтральных компонентов атмосферы и концентрация молекулярного кислорода принимаются по модели NRLMSISE-00.

Выполнено сравнение результатов измерений интегральной по длине волны интенсивности излучения Лайман альфа приборами спутника OGO-4 на высоте 650 км в ночных условиях 31 января 1968 г. [Meier and Mange, 1970] при высокой солнечной активности с результатами модельных расчетов этой интенсивности. Показано, что уменьшение [H] модели NRLMSISE-00 в 1.2 раза на высотах менее двух радиусов Земли позволяет уменьшить до 37% максимальное отличие вычисленной от измеренной интенсивности рассматриваемого излучения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Кононович Э.В., Мороз В.И. Общий курс астрономии. М.: Едиториал УРСС. 544 с. 2004.
- Михалас Д. Звездные атмосферы. Т. 1. М.: Мир. 422 с. 1982а.
- Михалас Д. Звездные атмосферы. Т. 2. М.: Мир. 422 с. 1982б.
- Павлов А.В., Павлова Н.М. Сравнение вычисленных и измеренных ионозондом концентраций электронов максимума слоя E ионосферы над Москвой в весенних условиях // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 55. № 2. С. 247–257. 2015.  
https://doi.org/10.7868/S0016794015020145
- Соболев В.В. Курс теоретической астрофизики. М.: Наука, 502 с. 1985.
- Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. М.: ИЛ, 432 с. 1953.
- *Aschwanden M.J.* Physics of the solar corona. An introduction with problems and solutions. New York, Berlin: Springer. 892 p. 2005.
- *Bishop J.* Transport of resonant atomic hydrogen emissions in the thermosphere and geocorona: model description and applications // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. V. 61. № 4. P. 473–491. 1999.  
https://doi.org/10.1016/S0022-4073(98)00031-4
- *Brasseur G.P., Solomon S.* Aeronomy of the middle atmosphere. Chemistry and physics of stratosphere and mesosphere. Third revised and enlarged Edition. Dordrecht: Springer, 646 p. 2005.
- *Bush B.C., Chakrabarti S.* Analysis of Lyman  $\alpha$  and He I 584-Å airglow measurements using a spherical radiative transfer model // J. Geophys. Res. V. 100. № A10. P. 19609–19626. 1995a.  
https://doi.org/10.1029/95JA01210
- *Bush B.C., Chakrabarti S.* A radiative transfer model using spherical geometry and partial frequency redistribution // J. Geophys. Res. V. 100. № A10. P. 19627–19642. 1995b.  
https://doi.org/10.1029/95JA01209
- *Chabrilat S., Kockarts G.* Simple parameterization of the absorption of the solar Lyman-alpha line // Geophys. Res. Lett. V. 24. № 21. P. 2659–2662. 1997.  
https://doi.org/10.1029/97GL52690
- *Chabrilat S., Kockarts G.* Correction to “Simple parameterization of the absorption of the solar Lyman-alpha line” by Simon Chabrilat and Gaston Kockarts // Geophys. Res. Lett. V. 25. № 1. P. 79. 1998.  
https://doi.org/10.1029/97GL03569
- *Chamberlain J.W.* Planetary coronae and atmospheric absorption // Planet. Space Sci. V. 11. № 8. P. 901–960. 1963.  
https://doi.org/10.1016/0032-0633(63)90122-3
- *Hedin A.E.* Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere // J. Geophys. Res. V. 96. № 2. P. 1159–1172. 1991.  
https://doi.org/10.1029/90JA02125
- *Hummer D.G.* Non-coherent scattering: I. The redistribution functions with Doppler broadening // Mon. Not. R. Astron. Soc. V. 125. № 1. P. 21–37. 1962.  
https://doi.org/10.1093/mnras/125.1.21
- *Imai K., Suzuki M., Takahashi C.* Evaluation of Voigt algorithms for the ISS/JEM/SMILES L2 data processing system // Adv. Space Res. V. 45. № 3. P. 669–675. 2010.  
https://doi.org/10.1016/j.asr.2009.11.005
- *Irvine W.M.* Multiple scattering in planetary atmospheres // Icarus. V. 25. № 2. P. 175–204. 1975.  
https://doi.org/10.1016/0019-1035(75)90019-6
- *Jacobson M.Z.* Fundamentals of atmospheric modeling. Second edition. N.Y.: Cambridge University Press. 813 p. 2005.
- *Karttunen H., Kroger P., Oja H., Poutanen M., Donner K.J.* Fundamental astronomy. 6th edition. Berlin: Springer. 551 p. 2017.
- *Madronich S.* Photodissociation in the atmosphere 1. Actinic flux and the effects of ground reflections and clouds // J. Geophys. Res. V. 92. № 8. P. 9740–9752. 1987.  
https://doi.org/10.1029/JD092iD08p09740
- *Meier R.R., Mange P.* Geocoronal hydrogen: An analysis of the Lyman-alpha airglow observed from OGO-4 // Planet. Space Sci. V. 18. № 6. P. 803–821. 1970.  
https://doi.org/10.1016/0032-0633(70)90080-2

- *Pavlov A.V.* Photochemistry of ions at D-region altitudes of the ionosphere: a review // *Surv. Geophys.* V. 35. № 2. P. 259–334. 2014.  
<https://doi.org/10.1007/s10712-013-9253-z>
- *Pavlov A.V.* Influence of atmospheric solar radiation absorption on photodestruction of ions at D-region altitudes of the ionosphere // *Surv. Geophys.* V. 37. № 4. P. 811–844. 2016.  
<https://doi.org/10.1007/s10712-016-9371-5>
- *Peraiah A.* An introduction to radiative transfer: Methods and applications in astrophysics. N.Y.: Cambridge University Press. 480 p. 2002.
- *Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C.* NRLM-SISE-00 empirical model of the atmosphere: statistical comparisons and scientific issues // *J. Geophys. Res.* V. 107. № 12. P. 1468. 2002.  
<https://doi.org/10.1029/2002JA009430>
- *Reddmann T., Uhl R.* The H Lyman- $\alpha$  actinic flux in the middle atmosphere // *Atmos. Chem. Phys.* V. 3. № 1. P. 225–231. 2003.  
<https://doi.org/10.5194/acp-3-225-2003>
- *Rozanov A., Rozanov V., Burrows J.P.* A numerical radiative transfer model for a spherical planetary atmosphere: Combined differential-integral approach involving the picard iterative approximation // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* V. 69. № 4. P. 491–512. 2001.  
[https://doi.org/10.1016/S0022-4073\(00\)00100-X](https://doi.org/10.1016/S0022-4073(00)00100-X)
- *Smith F.L., Smith C.* Numerical evaluation of Chapman’s grazing incidence integral  $ch(X, \chi)$  // *J. Geophys. Res.* V. 77. № 19. P. 3592–3597. 1972.  
<https://doi.org/10.1029/JA077i019p03592>
- *Stamnes K., Thomas G.E., Stamnes J.J.* Radiative transfer in the atmosphere and ocean. N.Y.: Cambridge University Press, 517 p. 2017.
- *Strobel D.F., Young T.R., Meier R.R., Coffey T.P., Ali A.W.* The nighttime ionosphere: E region and lower F region // *J. Geophys. Res.* V. 79. № 22. P. 3171–3178. 1974.  
<https://doi.org/10.1029/JA079i022p03171>
- *Thomas G.E.* Lyman  $\alpha$  scattering in the Earth’s Hydrogen geocorona, 1 // *J. Geophys. Res.* V. 68. № 9. P. 2639–2660. 1963.  
<https://doi.org/10.1029/JZ068i009p02639>
- *Tobiska W.K.* Revised solar extreme ultraviolet flux model // *J. Atmos. Terr. Phys.* V. 53. № 11/12. P. 1005–1018. 1991.  
[https://doi.org/10.1016/0021-9169\(91\)90046-A](https://doi.org/10.1016/0021-9169(91)90046-A)
- *Woods T.N., Tobiska W.K., Rottman G.J., Worden J.R.* Improved solar Lyman  $\alpha$  irradiance modeling from 1947 through 1999 based on UARS observations // *J. Geophys. Res.* V. 105. № 12. P. 27195–27216. 2000.  
<https://doi.org/10.1029/2000JA000051>
- *Zoennchen J.H., Nass U., Fahr H.J.* Terrestrial exospheric hydrogen density distributions under solar minimum and c solar maximum conditions observed by the TWINS stereo mission // *Ann. Geophysicae.* V. 33. № 3. P. 413–426. 2015.  
<https://doi.org/10.5194/angeo-33-413-2015>