

## МОДЕЛИРОВАНИЕ НОЧНЫХ СВЕЧЕНИЙ КРАСНОЙ И ЗЕЛЕННОЙ ЛИНИЙ АТОМАРНОГО КИСЛОРОДА ДЛЯ УМЕРЕННО ВОЗМУЩЕННЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ УСЛОВИЙ НА СРЕДНИХ ШИРОТАХ

### MODELING NIGHTGLOW IN ATOMIC OXYGEN RED AND GREEN LINES UNDER MODERATE DISTURBED GEOMAGNETIC CONDITIONS AT MIDLATITUDES

**А.В. Тащилин**

*Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, avt@iszf.irk.ru*

**Л.А. Леонович**

*Институт солнечно-земной физики СО РАН,  
Иркутск, Россия, lal@iszf.irk.ru*

**A.V. Tashchilin**

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, avt@iszf.irk.ru*

**L.A. Leonovich**

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,  
Irkutsk, Russia, lal@iszf.irk.ru*

**Аннотация.** В работе представлены результаты исследования среднеширотных сияний на основе оптических измерений и теоретического моделирования. Моделирование показало, что высыпания могут вызывать свечение в красной и зеленой линиях атомарного кислорода опосредствованно, путем увеличения скоростей ионообразования и нагрева тепловых электронов, что приводит к увеличению скорости диссоциативной рекомбинации и возбуждения уровней  $^1D$  и  $^1S$  при столкновениях с тепловыми электронами.

**Ключевые слова:** ионосферное возмущение, свечение верхней атмосферы, геомагнитные бури, моделирование.

**Abstract.** We present results of a study of mid-latitude auroras. The study is based on optical measurements and theoretical modeling. The modeling shows that precipitation can indirectly generate airglow in red and green lines of atomic oxygen by increasing rates of ion formation and heating of thermal electrons. This causes an increase in the rate of dissociative recombination and thermal-electron-collision excitation of the  $^1D$  and  $^1S$  levels.

**Keywords:** ionospheric disturbance, upper airglow, geomagnetic storms, modeling.

## ВВЕДЕНИЕ

Анализ данных наблюдения атмосферных эмиссий атомарного кислорода 557.7 и 630 нм, полученных в регионе Восточной Сибири ( $52^\circ$  N,  $103^\circ$  E) во время умеренных геомагнитных бурь, выявил возмущения в вариациях интенсивности рассматриваемых эмиссий [Леонович и др., 2012; Leonovich et al., 2015]. На рис. 1 показано поведение параметров околоземного космического пространства ( $B_z$ -компоненты межпланетного геомагнитного поля, плотности протонов солнечного ветра,  $Dst$ -вариации) и ночной интенсивности эмиссии атомарного кислорода в красной (630 нм) и зеленой (557.7 нм) линиях во время слабой (4–6 апреля 2008 г.:  $K_p \max = 5$ ,  $A_p \max = 45$ ,  $Dst = -40$ ) и умеренных (23–24 сентября 2006 г.:  $K_p \max = 7$ ,  $A_p \max = 45$ ,  $Dst = -60$ ; 5–8 апреля 2010 г.:  $K_p \max = 7$ ,  $A_p \max > 100$ ,  $Dst = -80$ ) геомагнитных бурь. Для сравнения на рис. 2 показаны вариации интенсивности рассматриваемых эмиссий для спокойных геомагнитных условий. Можно заметить значительное для средних широт увеличение интенсивности красной эмиссии на величину  $\geq 100$  Рл.

Для интерпретации наблюдаемой интенсивности свечения атомарного кислорода в линиях 557.7 и 630 нм было выполнено теоретическое моделирование высотных профилей объемных и интегральных эмиссий, которые могут возникать в ночной среднеширотной ионосфере под действием вторгаю-

щихся потоков электронов с различными средними и интегральными энергиями.

В основе этой интерпретации лежит предположение [Leonovich et al., 2015] о том, что эти электроны проникли на среднеширотные  $L$ -оболочки, где были захвачены, в результате дрейфа из внутренней магнитосферы при усилении электрического поля конвекции во время предшествующей магнитной бури. Затем, в ходе нового геомагнитного возмущения, происходит интенсивное рассеяние захваченных электронов на магнитозвуковых волнах [Hasegawa, 1976; Goertz, 1984; Leonovich, Mazur, 1989], приводящее к их высыпанию в нижележащую ионосферу. Известно, что захваченные заряженные частицы испытывают азимутальный дрейф, который приводит к их распределению по долготе вплоть до дневного сектора при сильных магнитных бурях.

Цель данной работы заключалась в исследовании зависимости высотной структуры ионосферы и кислородных эмиссий от характеристик высыпающихся электронов, которые могут воздействовать на среднеширотную ночную ионосферу во время магнитных бурь различной интенсивности.

## ФОРМУЛИРОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Рассмотрим среднеширотную верхнюю атмосферу в интервале высот 90–700 км, состоящую из нейтраль-

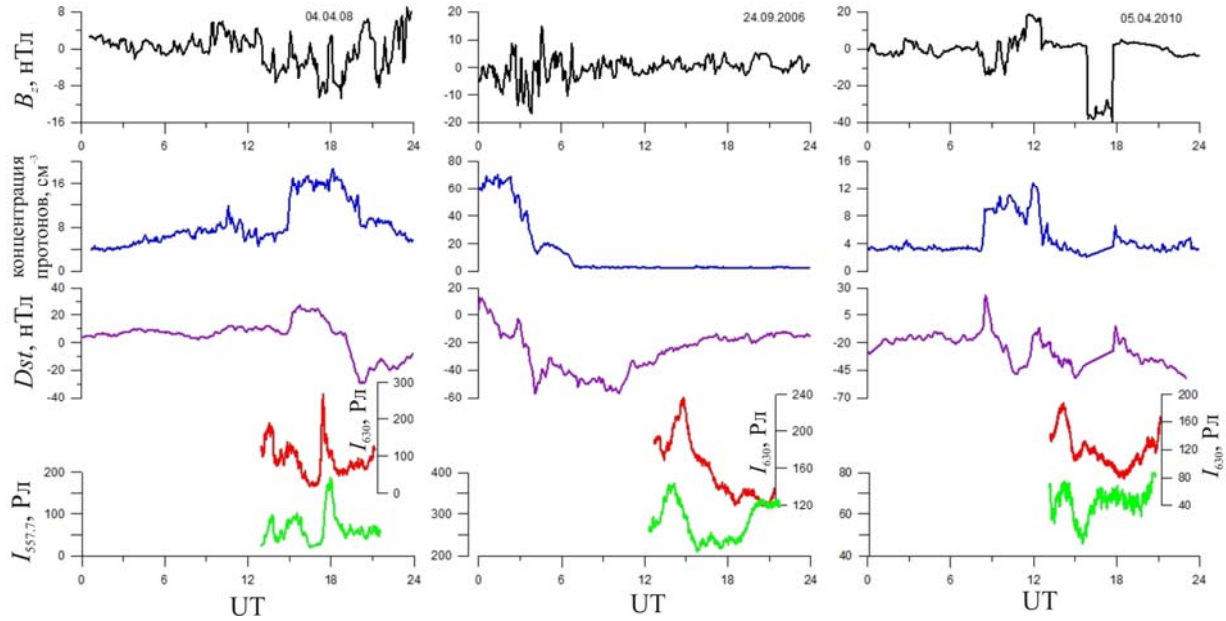


Рис. 1. Параметры околоземного космического пространства и интенсивности эмиссий атомарного кислорода в линиях 557.7 и 630 нм во время слабой и умеренных геомагнитных бурь

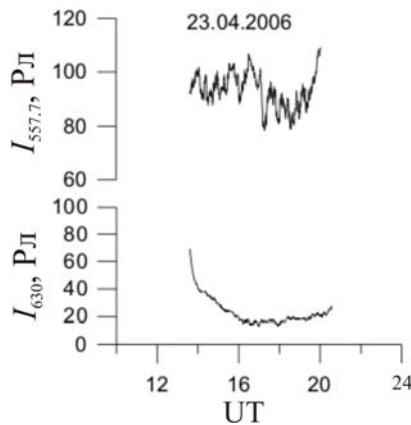


Рис. 2. Поведение интенсивности эмиссий атомарного кислорода в линиях 557.7 и 630 нм в спокойных геомагнитных условиях

ных частиц  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $O$ ,  $N$ ,  $NO$ , тепловых электронов и ионов  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $O^+$ ,  $N^+$ ,  $NO^+$ . В ночных условиях, когда фотоионизация отсутствует, источниками заряженных частиц являются поток ионов  $O^+$  из плазмосферы  $P_*$  через верхнюю границу ионосферы ( $h_*=700$  км) и ударная (корпускулярная) ионизация нейтральных частиц высыпаящимися из внутренней магнитосферы сверхтепловыми электронами (СТЭ). Будем считать, что пучок высыпаящихся электронов изотропен по питч-углам и имеет максвелловское распределение по энергии вида

$$I(E) = \frac{4P_e}{E_{aver}^3} E \exp\left(-\frac{2E}{E_{aver}}\right), \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1}, \quad (1)$$

где  $E$  — энергия,  $P_e$  — интегральный поток энергии в пучке,  $E_{aver}$  — средняя энергия пучка.

Под действием этих источников в ионосфере возможно установление стационарных распределений по высоте ионного состава, электронной и ионной температур, энергетических спектров СТЭ и

атомов кислорода в возбужденных метастабильных состояниях  $^1D$  и  $^1S$ . Последние являются источником генерации кислородных эмиссий в красной (630 нм) и зеленой (557.7 нм) линиях соответственно.

### Расчет ионного состава

Стационарные высотные профили ионов  $O^+$ ,  $O_2^+$ ,  $N^+$ ,  $NO^+$  рассчитывались с использованием уравнений непрерывности и движения вдоль геомагнитных силовых линий в диффузионном приближении [Кринберг, Тацилин, 1984]:

$$\frac{d}{ds} (n_i V_i) = Q_i + Q_i^{ch} - \frac{n_i}{\tau_i}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & - \frac{k}{m_i n_i} \frac{d(n_i T_i)}{ds} - \frac{k}{m_i n_e} \frac{d(n_e T_e)}{ds} + G_{||} = \\ & = V_i \sum_n v_{in} + \sum_j v_{ij}^* (V_i - V_j), \end{aligned} \quad (3)$$

где  $s$  — расстояние вдоль силовой линии, связанное с высотой  $h$  соотношением  $h = s \cdot \sin I$ ;  $I$  — магнитное наклонение силовой линии;  $n_e = \sum n_i$  — электронная концентрация;  $T_e$  и  $T_i$  — температуры электронов и ионов;  $m_i$ ,  $n_i$ ,  $V_i$  — масса, концентрация и скорость ионов  $i$ -го сорта;  $Q_i$  — скорость образования ионов под действием корпускулярной ионизации;  $Q_i^{ch}$  — скорость образования ионов в результате химических реакций;  $\tau_i$  — характерное время рекомбинации ионов  $i$ -го сорта в результате химических реакций;  $k$  — постоянная Больцмана;  $v_{in}$  и  $v_{ij}^*$  — частоты столкновений ионов  $i$ -го сорта с нейтралами и друг с другом;  $G_{||}$  — проекция на силовую линию суммарного ускорения сил тяжести и центробежной силы.

Концентрация ионов  $N_2^+$  рассчитывалась в приближении локального равновесия по формуле

$$[N_2^+] = \tau_{N_2^+} (Q_{N_2^+} + Q_{N_2^+}^{ch}).$$

Список химических реакций между заряженными и нейтральными частицами, которые учтены в модели, приведен в таблице.

Скорость образования ионов  $Q_n$  при ударной ионизации нейтральных частиц  $n$ -го сорта энергичными (сверхтепловыми) электронами описывается выражением [Кринберг, Тащилин, 1984]

$$Q_n(E, h) = 4\pi N_n(h) \int I_n^+(E_p, E) \Phi_0(E_p, h) dE_p, \quad (4)$$

где  $I_n^+(E_p, E)$  — дифференциальное сечение ионизации нейтральных частиц  $n$ -го сорта электронным ударом с образованием вторичного электрона с энергией  $E$ ;  $\Phi_0(E_p, h) dE_p$  — изотропная часть потока сверхтепловых электронов с энергией от  $E_p$  до  $E_p + dE_p$  на высоте  $h$ .

### Расчет ионосферных температур

Если не делать различия между температурами отдельных ионных компонент, то уравнения теплового баланса заряженных частиц в ночной ионосфере можно записать в виде [Кринберг, Тащилин, 1984; Schunk, Nagy, 2009]

$$-\frac{d}{ds} \left( \kappa_e \frac{dT_e}{ds} \right) = \quad (5)$$

$$= Q_e^{CTЭ} + \sum_i \frac{3m_e}{m_i} n_e v_{ei}^* (T_i - T_e) - \sum_n L_{en}^*$$

$$-\frac{d}{ds} \left( \kappa_i \frac{dT_i}{ds} \right) = \quad (6)$$

$$= \sum_i 3n_i v_{ie}^* (T_e - T_i) + \sum_{n,i} \frac{3m_i}{m_n + m_i} n_i v_{in} (T_n - T_i),$$

где  $\kappa_e$  и  $\kappa_i$  — коэффициенты теплопроводности электронов и ионов вдоль магнитного поля;  $Q_e^{CTЭ}$  — скорость нагрева тепловых электронов при кулоновских столкновениях со сверхтепловыми электронами;  $v_{ei}^*$ ,  $v_{ie}^*$  — частоты кулоновских столкновений между электронами и ионами различных сортов;  $L_{en}^*$  — скорость охлаждения электронов при неупругих столкновениях с нейтралами  $n$ -го сорта. В качестве процессов охлаждения рассмотрены возбуждение вращательных и колебательных уровней молекул  $O_2$  и  $N_2$ , а также возбуждения переходов тонкой структуры уровня  $^3P$  и электронного уровня  $^1D$  атомов кислорода. Температурные зависимости величин  $L_{en}^*$  взяты согласно [Schunk, Nagy, 2009]. Выражения для частот столкновений и коэффициентов теплопроводности взяты из [Кринберг, Тащилин, 1984].

Скорость нагрева тепловых электронов, входящая в уравнение теплового баланса (5), определяется соотношением [Кринберг, Тащилин, 1984]

$$Q_e^{CTЭ}(h) = 4\pi \kappa n_e(h) \times \left[ \Phi_0(E_M, h) + \int_{E_M}^{\infty} \Phi_0(E, h) \frac{dE}{E} \right], \quad (7)$$

где  $\kappa = 2.6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2 \text{ эВ}^2$ ;  $E_M$  — энергия, начиная с которой происходит существенное отклонение общей функции распределения тепловых и сверхтепловых электронов от максвелловской.

### Расчет интенсивности красной линии

Излучение на длине волны 630 нм (красная линия) испускается при переходе атома кислорода из состояния  $^1D$  в основное состояние  $^3P$ . Объемную светимость (фотон  $\cdot \text{см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ ) красной линии можно рассчитать из следующего соотношения:

$$\eta_{630} = A_{630} [O(^1D)] = A_{630} \sum_{k=1}^3 [O(^1D)_k], \quad (8)$$

где  $A_{630} = 0.00563 \text{ с}^{-1}$  — коэффициент Эйнштейна (вероятность высвечивания уровня  $O(^1D)$ );  $[O(^1D)]$  — концентрация возбужденных атомов кислорода в состоянии  $^1D$  на высоте  $h$ , определяемая из условия баланса между скоростями возбуждения и деактивации метастабильного уровня  $^1D$ . Для ночных среднеширотных условий можно считать, что атомы кислорода в состоянии  $^1D$  образуются в результате действия трех процессов:

- столкновений с тепловыми электронами [Mantas, 1994]:

$$[O(^1D)]_{k=1} = 0.596 \frac{9329 + T_e}{(51813 + T_e)^3} \times \sqrt{T_e} \exp\left(-\frac{22756}{T_e}\right) \frac{[O]n_e}{L_{630}}, \quad (9)$$

- диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов  $O_2^+$ :

$$[O(^1D)]_{k=2} = f(^1D) \alpha_d \frac{[O_2^+]n_e}{L_{630}}, \quad (10)$$

- столкновений атомов  $O$  со сверхтепловыми электронами:

$$[O(^1D)]_{k=3} = 4\pi \frac{[O]}{L_{630}} \int_{E_{1D}}^{\infty} I_O^{(^1D)}(E) \Phi_0(E) dE. \quad (11)$$

Здесь  $f(^1D) = 1,2$  — эффективность образования возбужденных атомов  $O(^1D)$  в реакции диссоциативной рекомбинации ионов  $O_2^+$  (квантовый выход), коэффициент которой  $\alpha_d$  приведен в таблице (строка 13);  $I_O^{(^1D)}$  — дифференциальное сечение возбуждения уровня  $^1D$  электронным ударом;  $E_{1D} = 1.96 \text{ эВ}$  — энергия возбуждения уровня  $^1D$ ;  $L_{630}$  — вероятность деактивации уровня  $^1D$  в результате спонтанного высвечивания и гашения при столкновениях с нейтралами  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $O$  и электронами соотношением [Mantas, 1994]:

$$L_{630} = A_{1D} + 10^{-11} (0.16 T_e^{0.91} n_e + 0.8 [O] + 2.9 \exp\left(\frac{68}{T_n}\right) [O_2] + 2.0 \exp\left(\frac{108}{T_n}\right) [N_2]), \text{ с}^{-1},$$

где  $A_{1D} = 0.00745 \text{ с}^{-1}$ .

Интенсивность интегрального свечения красной линии (в рэлях) определяется выражением

$$I_{630} = 10^{-6} A_{630} \int_{h_0}^{h_s} [O(^1D)] dh = I_{630}^{th} + I_{630}^{diss} + I_{630}^{el},$$

Список реакций, учитываемых в модели ( $T_e, T_i, T_n$  в К)

	Реакции	Коэффициенты реакций, $\text{см}^3\text{с}^{-1}$	Источник
1	$\text{O}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{O}$	$1.6 \cdot 10^{-11} \left(\frac{300}{T_i}\right)^{0.52}, T_i \leq 900 \text{ K}$ $9.0 \cdot 10^{-12} \left(\frac{T_i}{900}\right)^{0.92}, T_i > 900 \text{ K}$	[Hierl et al., 1997]
2	$\text{O}^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}$	$1.2 \cdot 10^{-12} \left(\frac{300}{T_i}\right)^{0.45}, T_i \leq 1000 \text{ K}$ $7.0 \cdot 10^{-13} \left(\frac{T_i}{1000}\right)^{2.12}, T_i > 1000 \text{ K}$	[Hierl et al., 1997]
3	$\text{O}^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}$	$7.0 \cdot 10^{-13} \left(\frac{300}{T_i}\right)^{-0.87}$	[Richards, 2011]
4	$\text{N}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{O}^+ + \text{N}_2$	$7.0 \cdot 10^{-12} \left(\frac{300}{T_i}\right)^{0.23}$	[Richards, 2011]
5	$\text{N}_2^+ + \text{O} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}$	$1.33 \cdot 10^{-10} \left(\frac{300}{T_i}\right)^{0.44}, T_i \leq 1500 \text{ K}$ $6.55 \cdot 10^{-11} \left(\frac{T_i}{1500}\right)^{0.2}, T_i > 1500 \text{ K}$	[Fox, Sung, 2001]
6	$\text{N}_2^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{N}_2$	$5.10 \cdot 10^{-11} (300/T_i)^{1.16}, T_i \leq 1000 \text{ K}$ $1.26 \cdot 10^{-11} (T_i/1000)^{0.67}, 1000 < T_i < 2000 \text{ K}$ $2.39 \cdot 10^{-11}, T_i > 2000 \text{ K}$	[Fox, Sung, 2001]
7	$\text{N}_2^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{N}_2$	$3.6 \cdot 10^{-10}$	[Richards, 2011]
8	$\text{N}_2^+ + \text{N} \rightarrow \text{N}^+ + \text{N}_2$	$1.0 \cdot 10^{-11}$	[Fox, Sung, 2001]
9	$\text{N}_2^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{N}$	$2.2 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{0.39}$	[Richards, 2011]
10	$\text{O}_2^+ + \text{N}_2 \rightarrow \text{NO}^+ + \text{NO}$	$1.0 \cdot 10^{-15}$	[Fox, Sung, 2001]
11	$\text{O}_2^+ + \text{N} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}$	$1.0 \cdot 10^{-10}$	[Richards, 2011]
12	$\text{O}_2^+ + \text{NO} \rightarrow \text{NO}^+ + \text{O}_2$	$4.5 \cdot 10^{-10}$	[Richards, 2011]
13	$\text{O}_2^+ + e \rightarrow \text{O} + \text{O}$	$1.95 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{0.70}, T_e \leq 1200 \text{ K}$ $7.39 \cdot 10^{-8} \left(\frac{1200}{T_e}\right)^{0.56}, T_e > 1200 \text{ K}$	[Richards, 2011]
14	$\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{O}$	$4.2 \cdot 10^{-7} \left(\frac{300}{T_e}\right)^{0.85}$	[Richards, 2011]
15	$\text{N}^+ + \text{O} \rightarrow \text{O}^+ + \text{N}$	$2.2 \cdot 10^{-12}$	[Richards, 2011]
16	$\text{N}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}^+ + \text{NO}$	$2.75 \cdot 10^{-11} \left(\frac{300}{T_i}\right)^{-0.45}, T_i \leq 1000 \text{ K}$ $4.75 \cdot 10^{-11}, T_i > 1000 \text{ K}$	[Richards, 2011]
17	$\text{N}^+ + \text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^+ + \text{N}$	$1.925 \cdot 10^{-10} \left(\frac{300}{T_i}\right)^{-0.45}, T_i \leq 1000 \text{ K}$ $3.325 \cdot 10^{-10}, T_i > 1000 \text{ K}$	[Richards, 2011]

18	$N^+ + O_2 \rightarrow NO^+ + O$	$2.425 \cdot 10^{-10} \left(\frac{300}{T_i}\right)^{-0.45}, T_i \leq 1000 K$ $4.275 \cdot 10^{-10}, T_i > 1000 K$	[Richards, 2011]
19	$N^+ + NO \rightarrow N_2^+ + O$	$8.33 \cdot 10^{-11} \left(\frac{300}{T_i}\right)^{0.24}$	[Richards, 2011]
20	$N^+ + NO \rightarrow NO^+ + N$	$4.72 \cdot 10^{-10} \left(\frac{300}{T_i}\right)^{0.24}$	[Richards, 2011]

где  $I_{630}^{th}, I_{630}^{diss}, I_{630}^{el}$  — интегральные интенсивности, обусловленные тепловыми электронами, диссоциативной рекомбинацией ионов  $O_2^+$  и СТЭ соответственно.

### Расчет интенсивности зеленой линии

Излучение на длине волны 557.7 нм (зеленая линия) испускается при переходе атома кислорода из состояния  $^1S$  в метастабильное состояние  $^1D$ . Объемную светимость (фотон·см<sup>-3</sup>·с<sup>-1</sup>) зеленой линии можно рассчитать из соотношения

$$\eta_{557.7} = A_{557} [O(^1S)] = A_{557} \sum_{k=1}^3 [O(^1S)_k], \quad (12)$$

где  $A_{557}=1.18 \text{ с}^{-1}$  — коэффициент Эйнштейна (вероятность высвечивания уровня  $O(^1S)$ );  $[O(^1S)]$  — концентрация возбужденных атомов кислорода в состоянии  $^1S$ . Для ночных среднеширотных условий будем полагать, что атомы кислорода в состоянии  $^1S$  образуются в результате действия следующих процессов:

- тройных столкновений с участием атомов кислорода в основном состоянии  $^3P$  [de Meneses et al., 2008]:

$$[O(^1S)]_{k=1} = \frac{4.7 \cdot 10^{-33} (300 / T_n)^2 [O]^3 ([O_2] + [N_2])}{(A_{1S} + 4.0 \cdot 10^{-12} \exp(-865 / T_n) [O_2]) (15 [O_2] + 211 [N_2])}; \quad (13)$$

- диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов  $O_2^+$ :

$$[O(^1S)]_{k=2} = f(^1S) \alpha_d \frac{[O_2^+] n_e}{L_{557.7}}; \quad (14)$$

- столкновений атомов O со сверхтепловыми электронами:

$$[O(^1S)]_{k=3} = 4\pi \frac{[O]}{L_{557.7}} \int_{E_{1S}}^{\infty} I_O^{(^1S)}(E) \Phi_0(E) dE. \quad (15)$$

Здесь  $f(^1S)=0.02$  — квантовый выход возбужденных атомов  $O(^1S)$  в реакции диссоциативной рекомбинации ионов  $O_2^+$ ;  $I_O^{(^1S)}$  — дифференциальное сечение возбуждения уровня  $^1S$  электронным ударом;  $E_{1S}=4.17 \text{ эВ}$  — энергия возбуждения уровня  $^1S$ ;  $L_{557.7}$  — вероятность деактивации уровня  $^1S$  в результате спонтанного высвечивания и гашения при столкновениях с нейтралами  $O_2, O$  [de Meneses et al., 2008]:

$$L_{557.7} = A_{1S} + 10^{-12} \times \left( 0.02 [O] + 4.9 \exp\left(-\frac{885}{T_n}\right) [O_2] \right), \text{ с}^{-1},$$

где  $A_{1S}=1.35 \text{ с}^{-1}$ .

Интенсивность интегрального свечения зеленой линии (в рэляях) определяется выражением

$$I_{557.7} = 10^{-6} A_{557.7} \int_{h_0}^{h_e} [O(^1S)] dh = I_{557.7}^{3O} + I_{557.7}^{diss} + I_{557.7}^{el},$$

где  $I_{557.7}^{3O}, I_{557.7}^{diss}, I_{557.7}^{el}$  — интегральные интенсивности, обусловленные тройными столкновениями, диссоциативной рекомбинацией ионов  $O_2^+$  и СТЭ соответственно.

### Расчет энергетических спектров СТЭ

Как следует из выражений (4), (7), (11), (15), для расчета скоростей корпускулярной ионизации и нагрева, а также концентраций атомов кислорода в метастабильных состояниях  $^1D$  и  $^1S$  необходимо знать изотропную часть потока сверхтепловых электронов

$$\Phi_0(E, h) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \Phi(E, \mu, h) d\mu,$$

где  $\mu = \cos \vartheta, \vartheta$  — питч-угол электрона. Для вычисления  $\Phi_0(E, h)$  можно использовать приближенный метод [Кринберг, 1978], в котором питч-угловая зависимость потока СТЭ  $\Phi(E, \mu, h)$  представляется в виде ряда по полиномам Лежандра. Если ограничиться двумя членами ряда (диффузионное приближение) и принять

$$\Phi(E, \mu, h) = \Phi_0(E, h) + \mu \Phi_1(E, h), \quad (16)$$

то точность вычисления  $\Phi_0(E, h)$  в области выпсаний оказывается достаточной для определения указанных выше интегральных характеристик, описывающих эффекты выпсаяющихся СТЭ. Поскольку при неупругих столкновениях, связанных с ударной ионизацией и возбуждением нейтральных атомов и молекул, налетающий сверхтепловой электрон мало отклоняется от направления своего движения (рассеяние вперед), а вторичный электрон испускается преимущественно в перпендикулярном направлении, то для расчета коэффициентов в разложении (16) можно получить следующую систему уравнений [Кринберг, 1978]:

$$\frac{1}{3} \frac{\partial \Phi_1}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial E} (M \Phi_0) - A \Phi_0 + \frac{1}{4\pi} (Q_s + G_0), \quad (17)$$

$$\frac{\partial \Phi_0}{\partial s} = \frac{\partial}{\partial E} (M \Phi_1) - B \Phi_1 + \frac{1}{4\pi} G_1, \quad (18)$$

где  $M(E, h) = s_e n_e$ ;  $A = \sum_n \sigma_n^{(*)} N_n$ ;  $B = \sigma_e n_e + \sum_n (\sigma_n^{(*)} + \sigma_n^{(1)}) N_n$ ;  $\sigma_n^{(1)}$ ,  $\sigma_n^{(*)}$  — сечения рассеяния

СТЭ на нейтральных частицах  $n$ -го сорта при упругих и неупругих столкновениях соответственно;  $s_e = E \sigma_e$ ;  $\sigma_e = \kappa / E^2$ ;  $\kappa = 2.6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2 \text{ эВ}^2$ . Величины  $Q_s$  и  $G_k$  в правой части (17) описывают, соответственно, скорость образования вторичных электронов и скорость образования электронов в интервале энергий от  $E$  до  $E+dE$  в результате потерь энергии высыпавшимися сверхтепловыми электронами при неупругих процессах ударной ионизации и возбуждения нейтральных частиц. Они имеют следующий вид [Кринберг, 1978]:

$$Q_s(E) = 4\pi \sum_n N_n \sum_{\gamma} \int_{E_{n\gamma} + 2E}^{\infty} I_{n\gamma}^+(E', E) \Phi_0(E') dE', \quad (19)$$

$$G_k(E) = 4\pi \sum_n N_n \left[ \sum_{\gamma} \int_0^E I_{n\gamma}^+(\varepsilon, E') \Phi_k(\varepsilon) dE' + \sum_{\alpha} \sigma_{n\alpha}(E + E_{n\alpha}) \Phi_k(E + E_{n\alpha}) \right], \quad (20)$$

где  $\varepsilon = E + E_{n\gamma} + E'$ ;  $I_{n\gamma}^+(E', E)$  — парциальное сечение ионизации нейтральных частиц  $n$ -го сорта налетающим электроном с энергией  $E'$ , в результате которой образуется вторичный электрон с энергией  $E$  и ион  $n$ -го сорта в энергетическом состоянии  $E_{n\gamma}$ ;  $\sigma_{n\alpha}(E)$  — парциальное сечение возбуждения нейтральной частицы  $n$ -го сорта из основного состояния в состояние с энергией  $E_{n\alpha}$  налетающим электроном с энергией  $E$ .

Энергетические зависимости сечений рассеяния для упругих столкновений  $\sigma_n^{(1)}(E)$  были взяты из работы [Rees, 1989]. Дифференциальные и полные сечения ионизации, возбуждения и неупругого рассеяния электронов при столкновениях с нейтрами  $I_{n\gamma}^+(E', E)$ ,  $\sigma_{n\alpha}(E)$ ,  $\sigma_n^{(1)}(E)$  рассчитывались с использованием аналитических выражений, представленных в [Banks et al., 1974].

Система уравнений (2), (3), (5), (6), (17), (18) решалась численно с использованием методов, изложенных в [Кринберг, Тащилин, 1984]. Граничные условия задавались следующим образом.

На нижней границе ( $h_0=90$  км) концентрации ионов определялись в приближении локального равновесия как решение системы алгебраических уравнений

$$n_i = \tau_i (Q_i + Q_i^{\text{ch}}).$$

Температуры электронов и ионов находились из условия теплового равновесия  $T_e = T_i = T_n$ , а поток

сверхтепловых электронов полагался изотропным, т. е.  $\Phi_1(E, h_0) = 0$ .

На верхней границе ( $h_*=700$  км) задавался входящий из плазмосферы поток ионов кислорода, равный  $P_* = 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Потоки остальных ионов полагались равными нулю. Уравнения теплового баланса электронов и ионов решались при условии отсутствия потоков тепла на верхней границе. Уравнения переноса СТЭ (17), (18) решались в интервале энергий от 1 эВ до  $E_{\text{max}} = 10^4$  эВ с граничным условием по энергии  $\Phi_0(E_{\text{max}}, h) = \Phi_1(E_{\text{max}}, h) = 0$ . На верхней границе  $h_*$  задавался изотропный спектр высыпавшихся электронов вида (1).

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Моделирование отклика ночной среднеширотной ионосферы на высыпания энергичных электронов было выполнено для географического пункта с координатами  $52^\circ \text{ N}$  и  $105^\circ \text{ E}$  в умеренно возмущенных геомагнитных условиях ( $K_p=4$ ,  $A_p=30$ ) и при умеренном уровне солнечной активности ( $F10.7=110$ ) в равноденственный сезон. Для описания пространственно-временных вариаций температуры и концентраций нейтральных компонентов  $\text{O}$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{N}$ ,  $\text{NO}$  использовалась глобальная эмпирическая модель термосферы NRLMSISE-00 [Picone et al., 2002]. Расчеты параметров ионосферы и кислородных эмиссий проведены для следующих значений характеристик пучков вторгающихся сверхтепловых электронов:

- интегральный поток энергии  $P_e = 0.1 \div 3.5$  с шагом  $0.1$  (эрг·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>);
- средняя энергия пучка  $E_{\text{aver}} = 0.1, 0.5, 1.0, 2.0, 4.0$  (кэВ).

На рис. 3 представлены рассчитанные распределения электронной концентрации  $N_e$ , температуры электронов  $T_e$ , объемных светимостей в красной  $\text{O}(^1D)$  и зеленой линиях  $\text{O}(^1S)$  в координатах  $h-P_e$  при различных средних энергиях высыпавшихся электронов.

Рассмотрим полученные в результате моделирования свойства ионосферы и кислородных эмиссий, которые формируются под действием только двух факторов — притока тепловых ионов из вышележащей плазмосферы и высыпаний сверхтепловых электронов.

Как видно на рис. 3, зависимость структуры ионосферы и свечений от энергии высыпавшихся электронов при  $E_{\text{aver}} \leq 1$  кэВ («мягкие» высыпания) значительно отличается от подобной зависимости при  $E_{\text{aver}} \geq 1$  кэВ («жесткие» высыпания). В первом случае профили  $n_e(h)$  имеют один максимум с довольно высокими значениями  $n_{e \text{ max}} \sim 10^6 \text{ см}^{-3}$ , которые пропорциональны  $P_e$  и локализованы выше 200 км, т. е. существенно ниже высоты ночного максимума обычного F2-слоя. Это объясняется тем, что низкоэнергичные высыпавшиеся электроны начинают терять энергию на достаточно больших высотах ( $h \geq 300$  км) вследствие больших

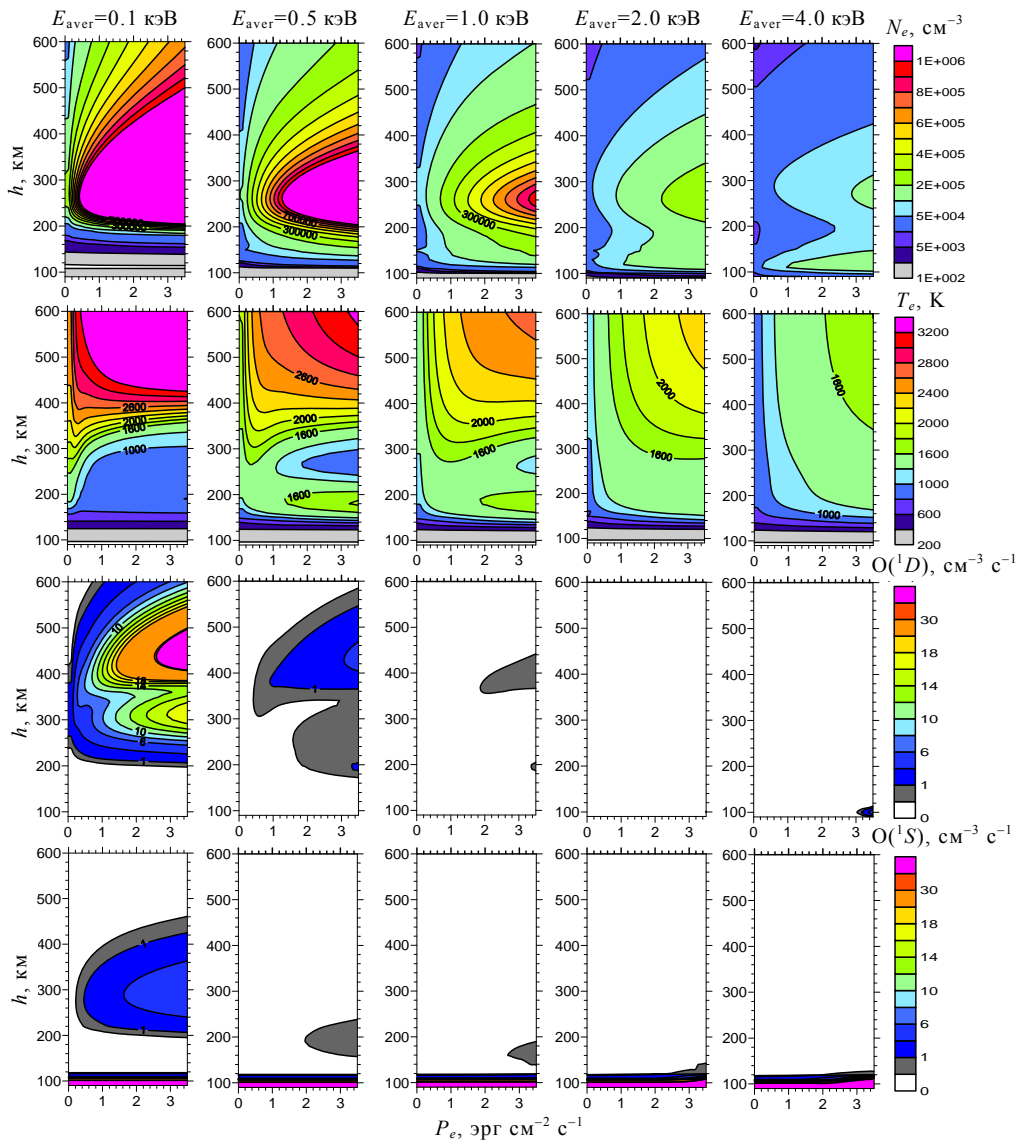


Рис. 3. Рассчитанные распределения электронной концентрации  $n_e$ , температуры электронов  $T_e$ , объемной светимости в красной  $O(^1D)$  и зеленой линиях  $O(^1S)$  при различных средних энергиях высыпавшихся электронов

сечений их взаимодействия с тепловыми электронами и нейтралами. Ниже  $\sim 200$  км эффекты от высыпаний «мягких» электронов практически отсутствуют. Выше и ниже высоты максимума концентрация электронов резко падает до значений  $n_e \leq 10^5 \text{ см}^{-3}$ .

Температура электронов при очень «мягких» высыпаниях ( $E_{\text{aver}}=0.1$  кэВ) резко возрастает до значений  $T_e \geq 3000$  К на высотах  $h \geq 300$  км, где высыпавшиеся электроны наиболее эффективно теряют свою энергию. С увеличением средней энергии пучка СТЭ проникают на более низкие высоты с повышенным содержанием нейтральных атомов и молекул, что, в свою очередь, приводит к интенсивному образованию вторичных электронов. В результате возникает дополнительный источник нагрева в нижней ионосфере ( $h \leq 200$  км), который обуславливает повышение  $T_e$  в этой области высот.

Для «жестких» высыпаний ( $E_{\text{aver}} \geq 1$  кэВ) глубина проникновения СТЭ в атмосферу увеличивается.

При этом область эффективных потерь энергии смещается вниз на высоты  $h \leq 150$  км, вследствие чего преобладающую роль во взаимодействии СТЭ с тепловыми электронами и нейтралами начинают играть вторичные электроны. В результате на высотных профилях  $n_e(h)$  появляются два максимума — верхний в районе 250 км и нижний в интервале 120–140 км. Высотный градиент электронной температуры выше 150 км уменьшается с ростом как  $E_{\text{aver}}$ , так и  $P_e$ . В целом уровень концентрации электронов и температуры в ионосфере, созданный «жесткими» высыпаниями, примерно в два раза меньше, чем при «мягких» высыпаниях.

Два нижних ряда панелей на рис. 3 представляют изменения высотных профилей объемной светимости в красной и зеленой линиях кислорода, связанные с изменениями интегрального потока высыпавшихся электронов и их средней энергии. На рисунке видно, что «жесткие» высыпания ( $E_{\text{aver}} \geq 1$  кэВ) не вызывают свечения атомарного кислорода. При наличии «мяг-

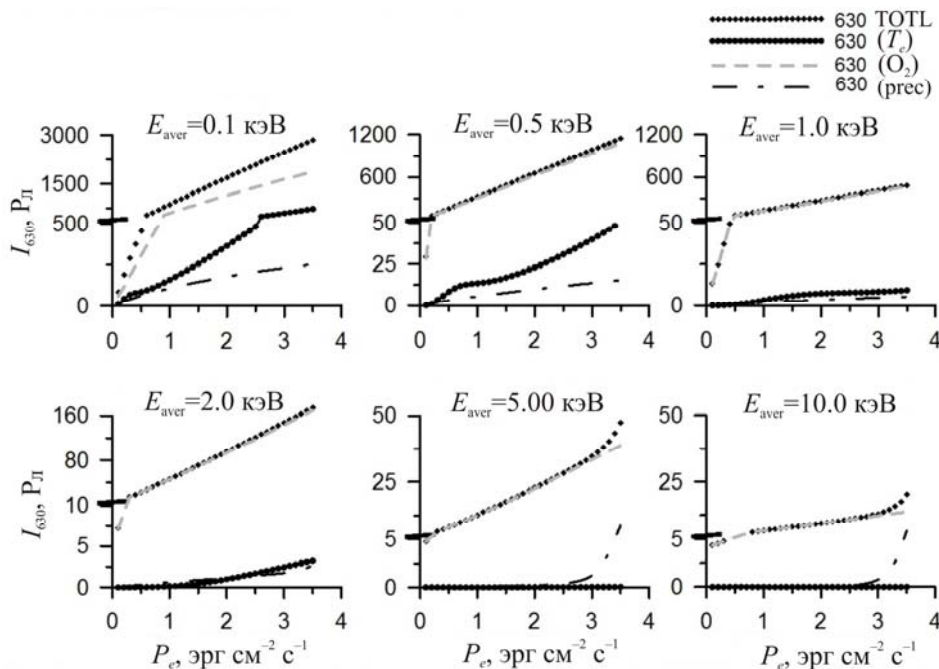


Рис. 4. Рассчитанная интегральная интенсивность эмиссии красной линии атомарного кислорода  $O(^1D)$  в зависимости от энергии пучка при различных средних энергиях высыпающихся электронов

ких высыпаний в высотном профиле объемной светимости красной линии возникают два максимума. Верхний максимум с наибольшей светимостью располагается выше 400 км и обусловлен действием двух факторов — возбуждением уровня  $^1D$  нагретыми тепловыми электронами и ударной ионизацией высыпающимися электронами, тогда как нижний максимум образован в результате диссоциативной рекомбинации ионов  $O_2^+$ . Высотный профиль объемной светимости в зеленой линии также имеет два максимума в случае «мягких» высыпаний. Нижний максимум, присутствующий независимо от наличия высыпаний, образуется в результате тройных столкновений, а верхний является результатом диссоциативной рекомбинации ионов  $O_2^+$ . С увеличением средней энергии пучка («жесткости» высыпаний) верхний максимум исчезает.

На рис. 4 приведена рассчитанная интегральная интенсивность красной линии атомарного кислорода в зависимости от интегральной энергии пучка  $P_e$  и при различных средних энергиях высыпающихся электронов  $E_{aver}$ . Расчеты выполнены с учетом следующих трех процессов возбуждения уровня  $^1D$  атомарного кислорода:

- столкновение с тепловыми электронами, формула (9), на рис. 4 ей соответствует линия 630 ( $T_e$ );
- диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов  $O_2^+$ , формула (10), на рис. 4 ей соответствует линия 630 ( $O_2$ );
- столкновение атомов  $O$  со сверхтепловыми электронами, формула (11), на рис. 4 ей соответствует линия 630 (prec).

Из рис. 4 следует, что основной вклад в интегральную интенсивность эмиссии красной линии атомарного кислорода вносит реакция диссоциативной рекомбинации молекулярных ионов  $O_2^+$ . Можно также отметить, что для событий, представленных на

рис. 2, возрастание интенсивности эмиссии красной линии до величин  $\geq 200$  Рл могут быть вызваны воздействием потоков высыпающихся электронов со средними энергиями  $E_{aver} \leq 1$  кэВ.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что высыпания вызывают свечения в красной и зеленой линиях атомарного кислорода не в результате прямого возбуждения метастабильных уровней  $^1D$  и  $^1S$  электронным ударом, а опосредствованно, путем увеличения скоростей ионообразования и нагрева тепловых электронов, которые, в свою очередь, приводят к увеличению скорости диссоциативной рекомбинации и возбуждения уровня  $^1D$  при столкновениях с тепловыми электронами.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 16-05-00563.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Кринберг И.А. Кинетика электронов в ионосфере и плазмосфере Земли. М.: Наука, 1978. 215 с.  
 Кринберг И.А., Тащилин А.В. Ионосфера и плазмосфера. М.: Наука, 1984. 188 с.  
 Леонович Л.А., Михалев А.В., Леонович В.А. Проявление геомагнитных возмущений в свечении среднеширотной верхней атмосферы // Солнечно-земная физика. 2012. Т. 20. С. 109–115.  
 Banks P.M., Chappell C.R., Nagy A.F. A New model for the interaction of auroral electrons with the atmosphere: Spectral degradation, backscatter, optical emission, and ionization // J. Geophys. Res. 1974. V. 79, iss. 10. P. 1459–1470.  
 de Meneses F.C., Muralikrishna P., Clemesha B.R. Height profiles of OI 630 nm and OI 557.7 nm airglow intensities measured via rocket-borne photometers and estimated using electron density data: comparison // Geofisica Internacional. 2008. V. 47, N 3. P. 161–166.  
 Goertz C.K. Kinetic Alfvén waves on auroral field lines // Planet. Space Sci. 1984. V. 32. P. 1387–1392.  
 Fox J.L., Sung K.Y. Solar activity variations of the Venus thermosphere/ionosphere // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2001. V. 106, iss. A10. P. 21305–21335.



Hasegawa A. Particle acceleration by MHD surface wave and formation of aurorae // *J. Geophys. Res.* 1976. V. 81, iss. 28. P. 5083–5090.

Hierl P.M., Dotan I., Seeley J.V., et al. Rate constants for the reactions of  $O^+$  with  $N_2$  and  $O_2$  as a function of temperature (300–1800 K) // *J. Chem. Phys.* 1997. V. 106, N 9. P. 3540–3544.

Leonovich A.S., Mazur V.A. Resonance excitation of standing Alfvén waves in an axisymmetric magnetosphere (monochromatic oscillations) // *Planet. Space Sci.* 1989. V. 37. P. 1095–1108.

Leonovich L.A., Tashchilin A.V., Leonovich V.A. Response of 557.7 and 630 nm atomic oxygen emissions to sharp variations in solar wind parameters // *Atmos. Ocean. Optics.* 2015. V. 28, N 4. P. 376–380.

Mantas G.P. Large 6300-Å airglow intensity enhancements observed in Ionosphere Heating Experiments are excited by thermal electrons // *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 1994. V. 99, iss. A5. P. 8993–9002.

Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // *J. Geophys. Res.* 2002. V. 107, iss. A12. P. S15-1–S15-16.

Rees M.H. *Physics and Chemistry of the Upper Atmosphere.* Cambridge University Press., 1989. 289 p.

Richards P.G. Reexamination of ionospheric photochemistry // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116, iss. A8. A08307.

Schunk R., Nagy A. *Ionospheres.* Cambridge University Press, 2009. 628 p.

## REFERENCES

Banks P.M., Chappell C.R., Nagy A.F. A new model for the interaction of auroral electrons with the atmosphere: Spectral degradation, backscatter, optical emission, and ionization. *J. Geophys. Res.* 1974, vol. 79, iss. 10, pp. 1459–1470.

Hasegawa A. Particle acceleration by MHD surface wave and formation of aurorae. *J. Geophys. Res.* 1976, vol. 81, iss. 28, pp. 5083–5090.

Goertz C.K. Kinetic Alfvén waves on auroral field lines. *Planet. Space Sci.* 1984, vol. 32, pp. 1387–1392.

Krinberg I.A. *Kinetika elektronov v ionosfere i atmosfere Zemli* [Kinetics of electrons in Earth's ionosphere and plasmasphere]. Moscow, Nauka Publ., 1978, 215 p. (In Russian).

Krinberg I.A., Tashchilin A.V. *Ionosfera i plazmosfera* [Ionosphere and plasmasphere]. Moscow, Nauka Publ., 1984. 188 p. (In Russian).

Leonovich A.S., Mazur V.A. Resonance excitation of standing Alfvén waves in an axisymmetric magnetosphere (monochromatic oscillations). *Planet. Space Sci.* 1989, vol. 37, pp. 1095–1108.

Leonovich L.A., Mikhalev A.V., Leonovich V.A. Manifestation of geomagnetic disturbances in midlatitude upper atmosphere airglow. *Solnechno-zemnaya fizika* [Solar-Terrestrial Phys.]. 2012, vol. 20, pp. 109–115. (In Russian).

Leonovich L.A., Tashchilin A.V., Leonovich V.A. Response of 557.7 and 630 nm atomic oxygen emissions to sharp variations in solar wind parameters. *Atmos. Ocean. Optics.* 2015, vol. 28, no. 4, pp. 376–380.

de Meneses F.C., Muralikrishna P., Clemesha B.R. Height profiles of OI 630 nm and OI 557.7 nm airglow intensities measured via rocket-borne photometers and estimated using electron density data: comparison. *Geofisica Internacional.* 2008, vol. 47, no. 3, pp. 161–166.

Fox J.L., Sung K.Y. Solar activity variations of the Venus thermosphere/ionosphere. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 2001, vol. 106, iss. A10, pp. 21305–21335.

Hierl P.M., Dotan I., Seeley J.V., et al. Rate constants for the reactions of  $O^+$  with  $N_2$  and  $O_2$  as a function of temperature (300–1800 K). *J. Chem. Phys.* 1997, vol. 106, no. 9, pp. 3540–3544.

Mantas G.P. Large 6300-Å airglow intensity enhancements observed in Ionosphere Heating Experiments are excited by thermal electrons. *J. Geophys. Res.: Space Phys.* 1994, vol. 99, iss. A5, pp. 8993–9002.

Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. *J. Geophys. Res.* 2002, vol. 107, iss. A12, pp. S15-1–S15-16.

Rees M.H. *Physics and Chemistry of the Upper Atmosphere.* Cambridge University Press., 1989, 289 p.

Richards P.G. Reexamination of ionospheric photochemistry. *J. Geophys. Res.* 2011, vol. 116, iss. A8, A08307.

Schunk R., Nagy A. *Ionospheres.* Cambridge University Press., 2009, 628 p.