

УДК 52.366

# ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕЧЕНИЯ ПОЛОС ЛАЙМАНА–БИРДЖА–ХОПФИЛДА В АТМОСФЕРАХ ЗЕМЛИ И ТИТАНА

© 2022 г. А. С. Кириллов\*

Полярный геофизический институт, Анатиты, Россия

\*kirillov@pgia.ru

Поступила в редакцию 10.03.2021 г.

После доработки 18.06.2021 г.

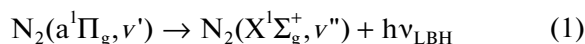
Принята к публикации 25.08.2021 г.

Проведены расчеты объемных и интегральных интенсивностей свечения полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда (LBH) молекулярного азота 146.4, 138.4, 135.4 и 132.5 нм в верхней атмосфере Титана при высыпании электронов с энергиями 30–1000 эВ из магнитосферы Сатурна с учетом кинетических процессов для синглетных электронно-возбужденных состояний молекул  $N_2$ . Расчеты показали, что отношения рассчитанных интегральных интенсивностей свечения полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда к интенсивности свечения полосы 337 нм второй положительной системы (2PG) для всего интервала рассмотренных энергий магнитосферных электронов принимают постоянные значения. Полученные результаты хорошо согласуются с расчетами, выполненными для авроральных электронов, высыпающихся в полярную ионосферу Земли.

DOI: 10.31857/S0023420622010058

## 1. ВВЕДЕНИЕ

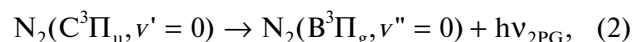
Взаимодействие высокоэнергичных частиц и фотоэлектронов с молекулами  $N_2$  в верхних атмосферах планет приводит к возбуждению синглетных электронно-возбужденных состояний  $a^1\Sigma_u^-$ ,  $a^1\Pi_g$ ,  $w^1\Delta_u$  молекулярного азота. При спонтанных излучательных переходах с возбужденного состояния  $a^1\Pi_g$  на основное состояние  $X^1\Sigma_g^+$  в молекуле азота



происходит свечение полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда (LBH), которые располагаются в дальнем ультрафиолетовом участке (120–200 нм) спектра свечения атмосфер. В атмосферах Земли и Титана основной атмосферной составляющей является молекулярный азот  $N_2$ . Поэтому экспериментальные измерения спектров свечения верхней атмосферы Земли [1–4] и Титана [5–8] показали наличие полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда в дальнем ультрафиолетовом участке.

Исследование кинетики синглетных состояний молекулярного азота в атмосферах Земли проводилось в работах [9–14], а в атмосфере Титана в [15–17]. В указанных работах были рассмотрены различные излучательные переходы между синглетными состояниями, процессы гашения электронно-возбужденных состояний  $N_2$  при столкновениях с молекулами атмосферных

газов, особенности свечения полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда в атмосферах этих планет. При этом в работе [14] было показано, что отношения интегральных интенсивностей полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда к интенсивности полосы 337 нм второй положительной системы (2PG), связанной с излучательным переходом



остается приблизительно постоянной для авроральных электронов, но резко уменьшается с ростом энергии электронов при релятивистских энергиях.

Целью данной работы является исследование основных процессов, связанных с кинетикой синглетных электронно-возбужденных состояний  $a^1\Sigma_u^-$ ,  $a^1\Pi_g$ ,  $w^1\Delta_u$  молекулярного азота в верхней атмосфере Титана, а также расчеты объемных и интегральных интенсивностей свечения полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда (LBH) молекулярного азота 146.4, 138.4, 135.4 и 132.5 нм при высыпании электронов с энергиями 30–1000 эВ из магнитосферы Сатурна в атмосферу Титана.

## 2. ПРОЦЕССЫ ГАШЕНИЯ СИНГЛЕТНЫХ ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ $N_2$ В АТМОСФЕРЕ ТИТАНА

Кинетическая модель синглетного электронно-возбужденного молекулярного азота для вы-

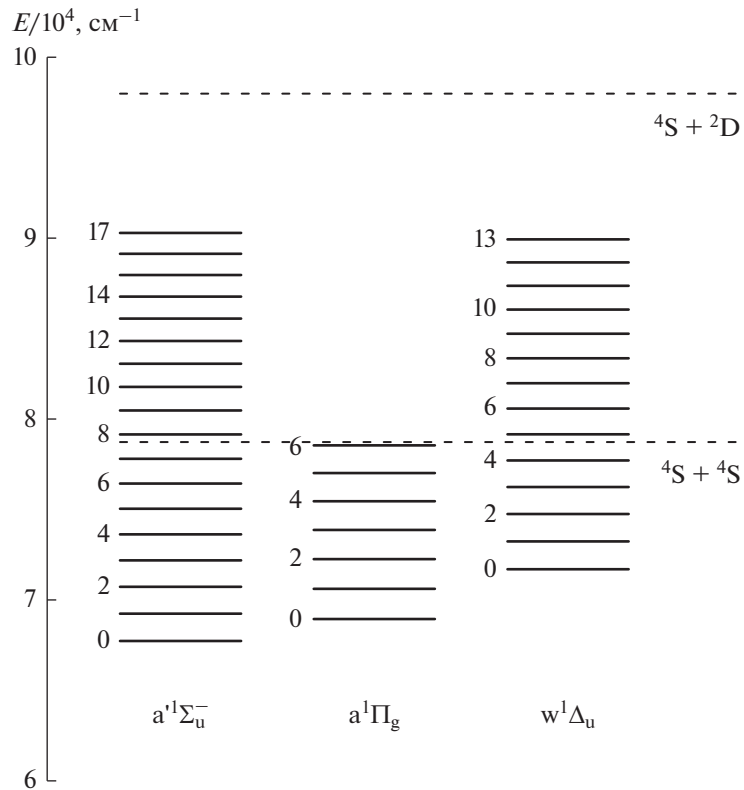
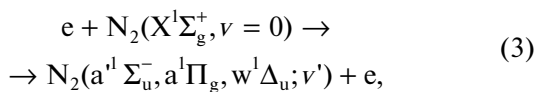


Рис. 1. Схема колебательных уровней синглетных состояний в молекуле  $N_2$ .

сот авроральной ионосферы и средней атмосферы Земли во время высыпания высокоэнергичных электронов представлена в работах [13, 14]. В указанных работах рассмотрены процессы возбуждения трех синглетных состояний  $N_2$  высокоэнергичными электронами:



при этом были учтены следующие колебательные уровни указанных синглетных состояний:  $a^1\Sigma_u^- (v' = 0-17)$ ,  $a^1\Pi_g (v' = 0-6)$ ,  $w^1\Delta_u (v' = 0-13)$ . На рис. 1 представлена схема рассматриваемых колебательных уровней этих трех состояний, которая была представлена в [14]. Таким образом, для состояний  $a^1\Sigma_u^-$ ,  $a^1\Pi_g$  и  $w^1\Delta_u$  учтено более 99, 87 и 92% возбуждения (соответственно) в результате процессов (3) [18]. Кроме того, для состояния  $a^1\Pi_g$  не наблюдаются полосы свечения с колебательных уровней  $v' > 6$  из-за спин-спинового взаимодействия с квинтетным состоянием  $A^5\Sigma_g^+$  и последующей диссоциацией молекулы [19], поэтому рассмотрены только семь колебательных уровней данного состояния.

Кроме спонтанных переходов (1) с излучением ЛВН полос при рассмотрении кинетики синглетных состояний молекулы азота необходимо еще учесть излучение инфракрасных полос двух систем МакФарлана (переходы  $w^1\Delta_u, v' \leftrightarrow a^1\Pi_g, v''$  и  $a^1\Sigma_u^-, v' \leftrightarrow a^1\Pi_g, v''$ ) [18], а также спонтанные переходы  $a^1\Sigma_u^-, v' \rightarrow X^1\Sigma_g^+, v''$  (полосы Огавы–Танаки–Уилкинсона–Малликена) [20].

На высотах средней атмосферы Земли из-за высоких концентраций молекул  $N_2$  и  $O_2$  столкновительные времена жизни синглетных состояний молекулярного азота становятся сравнимыми или даже меньше излучательных времен жизни. Поэтому при расчете скоростей излучения полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда молекулярного азота для атмосферы Земли в [14] учитывались неупругие взаимодействия электронно-возбужденных молекул  $N_2(a^1\Sigma_u^-, a^1\Pi_g, w^1\Delta_u)$  с основными атмосферными составляющими  $N_2$  и  $O_2$ . При этом были рассмотрены внутримолекулярные и межмолекулярные процессы переноса энергии электронного возбуждения, процессы гашения электронно-возбужденного синглетного состояния с переносом энергии возбуждения на молеку-

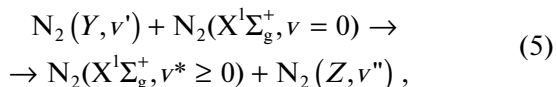
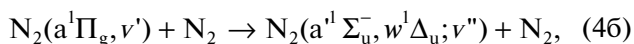
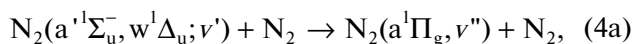
**Таблица 1.** Константы скоростей гашения состояний  $a^1\Sigma_u^-$ ,  $a^1\Pi_g$ ,  $w^1\Delta_u$  в процессах (4а, 4б) и (5)

$v$	$a^1\Sigma_u^-$		$a^1\Pi_g$		$w^1\Delta_u$	
	(4а)	(5)	(4б)	(5)	(4а)	(5)
0	4.0(–14)*	–	1.1(–11)	7.2(–15)	1.0(–12)	1.0(–13)
1	3.7(–11)	5.2(–14)	4.0(–11)	4.7(–13)	1.5(–12)	2.0(–12)
2	1.3(–10)	1.4(–12)	1.1(–10)	4.7(–12)	1.9(–12)	7.3(–12)
3	1.5(–10)	6.4(–12)	6.1(–11)	6.9(–12)	2.3(–12)	1.8(–11)
4	2.4(–11)	4.1(–12)	3.6(–11)	8.9(–12)	3.0(–12)	1.6(–11)
5	2.0(–12)	2.1(–12)	3.1(–11)	8.5(–12)	3.9(–12)	2.1(–11)
6	1.7(–13)	3.6(–12)	3.0(–11)	6.7(–12)	4.9(–12)	7.7(–12)
7	3.5(–13)	7.5(–12)	–	–	5.7(–12)	5.5(–12)
8	6.4(–13)	1.1(–11)	–	–	6.2(–12)	3.2(–12)
9	8.1(–13)	4.4(–12)	–	–	6.1(–12)	7.0(–12)
10	3.8(–13)	4.9(–12)	–	–	5.2(–12)	7.5(–12)
11	3.2(–13)	4.9(–12)	–	–	3.8(–12)	4.1(–12)
12	5.3(–12)	7.5(–12)	–	–	2.2(–12)	4.9(–12)
13	5.0(–12)	5.3(–12)	–	–	8.1(–13)	6.9(–12)
14	2.7(–12)	4.8(–12)	–	–	–	–
15	1.1(–12)	4.1(–12)	–	–	–	–
16	4.3(–13)	5.0(–12)	–	–	–	–
17	2.8(–13)	2.2(–12)	–	–	–	–

\* 4.0(–14) означает  $4.0 \cdot 10^{-14} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ .

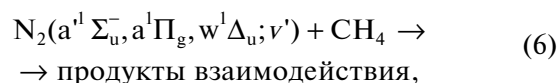
лу  $O_2$  с последующей диссоциацией молекулы кислорода.

При расчете колебательных населенностей электронно-возбужденных синглетных состояний молекулярного азота в атмосфере Титана на высотах, где излучательные и столкновительные времена жизни состояний сравнимы, прежде всего, необходимо учесть как внутримолекулярные, так и межмолекулярные процессы переноса энергии электронного возбуждения при неупругих молекулярных столкновениях с молекулами  $N_2$ :



где  $Y$  и  $Z$  обозначают любое синглетное состояние из  $a^1\Sigma_u^-$ ,  $a^1\Pi_g$ ,  $w^1\Delta_u$ . Расчет констант гашения синглетных состояний при неупругих взаимодействиях с молекулами  $N_2$  был представлен в [21, 22] с использованием квантово-химических приближений. В табл. 1 приведены константы скоростей для всех рассмотренных колебательных уровней состояний  $a^1\Sigma_u^-(v' = 0-17)$ ,  $a^1\Pi_g(v' = 0-6)$ ,  $w^1\Delta_u(v' = 0-13)$ , рассчитанных при комнатной температуре.

Кроме упомянутых столкновений с молекулами азота (4а, 4б, 5) необходимо учесть неупругое взаимодействие с молекулами метана  $CH_4$ , поскольку относительная доля метана на высотах средней атмосферы Титана составляет порядка 1.5% [23]. Поэтому при рассмотрении электронной кинетики синглетных состояний надо учитывать гашение при столкновении с молекулами  $CH_4$



причем, как показали измерения в [24], доминирующим каналом неупругого взаимодействия (6) является процесс диссоциации молекулы  $CH_4$  с образованием атомов  $H$ . При этом скорости взаимодействия синглетного молекулярного азота с молекулами метана близки к газокинетическим значениям. В расчетах мы полагаем для четного (“gerade”) состояния константу  $k_6(a^1\Pi_g) = 5.2 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ , измеренную в [25] для  $N_2(a^1\Pi_g, v' = 0)$ , для нечетных (“ungerade”) состояний  $a^1\Sigma_u^-$  и  $w^1\Delta_u$  константы  $k_6(a^1\Sigma_u^-) = k_6(w^1\Delta_u) = 2.4 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ , аналогично измеренной в [24] для  $N_2(a^1\Sigma_u^-, v' = 0)$  и согласующейся с результатами измерений в [26]  $3.0 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ . Взаимодействием с другими малыми составляющими  $H_2$  и  $CO$  можно прене-

бречь, поскольку их концентрации значительно меньше концентраций метана  $\text{CH}_4$ , с молекулами которого неупругие столкновения протекают со скоростями, близкими к газокинетическим значениям.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ СВЕЧЕНИЯ ПОЛОС ЛАЙМАНА–БИРДЖА–ХОПФИЛДА

При расчете интенсивностей свечения полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда в атмосфере Титана воспользуемся решением систем уравнений:

$$\begin{aligned}
 & Q^Y q_{0v'}^{XY} + \sum_{v''} A_{v''v'}^{aY} N_{v''}^a + \sum_{v''} k_{v''v'}^{*aY} N_{v''}^a [\text{N}_2] + \\
 & + \sum_{Z,v''} k_{v''v'}^{**ZY} N_{v''}^Z [\text{N}_2] + \sum_{v''} k_{v''v'}^{**aY} N_{v''}^a [\text{N}_2] = \\
 & = \left\{ \sum_{v''} A_{v''v'}^{Ya} + A_{v''}^{*Y} + \sum_{v''} k_{v''v''}^{*Ya} [\text{N}_2] + \sum_{Z,v''} k_{v''v''}^{**YZ} [\text{N}_2] + \right. \\
 & \quad \left. + \sum_{v''} k_{v''v''}^{**Ya} [\text{N}_2] + 2.8 \cdot 10^{-10} [\text{CH}_4] \right\} N_{v'}^Y, \\
 & Q^a q_{0v'}^{Xa} + \sum_{Y,v''} A_{v''v'}^{Ya} N_{v''}^Y + \sum_{Y,v''} k_{v''v''}^{*Ya} N_{v''}^Y [\text{N}_2] + \\
 & + \sum_{Y,v''} k_{v''v''}^{**Ya} N_{v''}^Y [\text{N}_2] + \sum_{v''} k_{v''v''}^{**aa} N_{v''}^a [\text{N}_2] = \\
 & = \left\{ \sum_{Y,v''} A_{v''v''}^{aY} + \sum_{Y,v''} k_{v''v''}^{*aY} [\text{N}_2] + \sum_{Y,v''} k_{v''v''}^{**aY} [\text{N}_2] + \right. \\
 & \quad \left. + \sum_{v''} k_{v''v''}^{**aa} [\text{N}_2] + 5.2 \cdot 10^{-10} [\text{CH}_4] \right\} N_{v'}^a,
 \end{aligned} \tag{7a}$$

где  $Y$  и  $Z$  обозначают нечетные состояния  $a^1\Sigma_u^-$ ,  $w^1\Delta_u$ ;  $Q^Y$ ,  $Q^a$  – скорости возбуждения  $Y$ ,  $a^1\Pi_g$  состояний, соответственно;  $A$  – коэффициенты Эйнштейна для всех упомянутых спонтанных переходов;  $k^*$  и  $k^{**}$  подразумевают константы скоростей внутримолекулярных (4а, 4б) и межмолекулярных (5) процессов переноса энергии, соответственно;  $A_{v''}^{*Y}$  равна вероятности излучения для переходов с излучением полос Огавы–Танаки–Уилкинсона–Малликена в случае  $a^1\Sigma_u^-$  состояния [20] и  $A_{v''}^{*Y} = 0$  для  $w^1\Delta_u$  состояния. Кроме того, для нижнего колебательного уровня  $v' = 0$  состояния  $a^1\Sigma_u^-$  необходимо учесть гашение при столкновениях с молекулами  $\text{N}_2$  с образованием триплетного состояния  $\text{V}^3\Pi_g$  и константой скорости взаимодействия равной  $2.0 \cdot 10^{-13} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  [22, 24].

В работах [27, 28] анализируются данные ионосферы Титана, полученные с космического

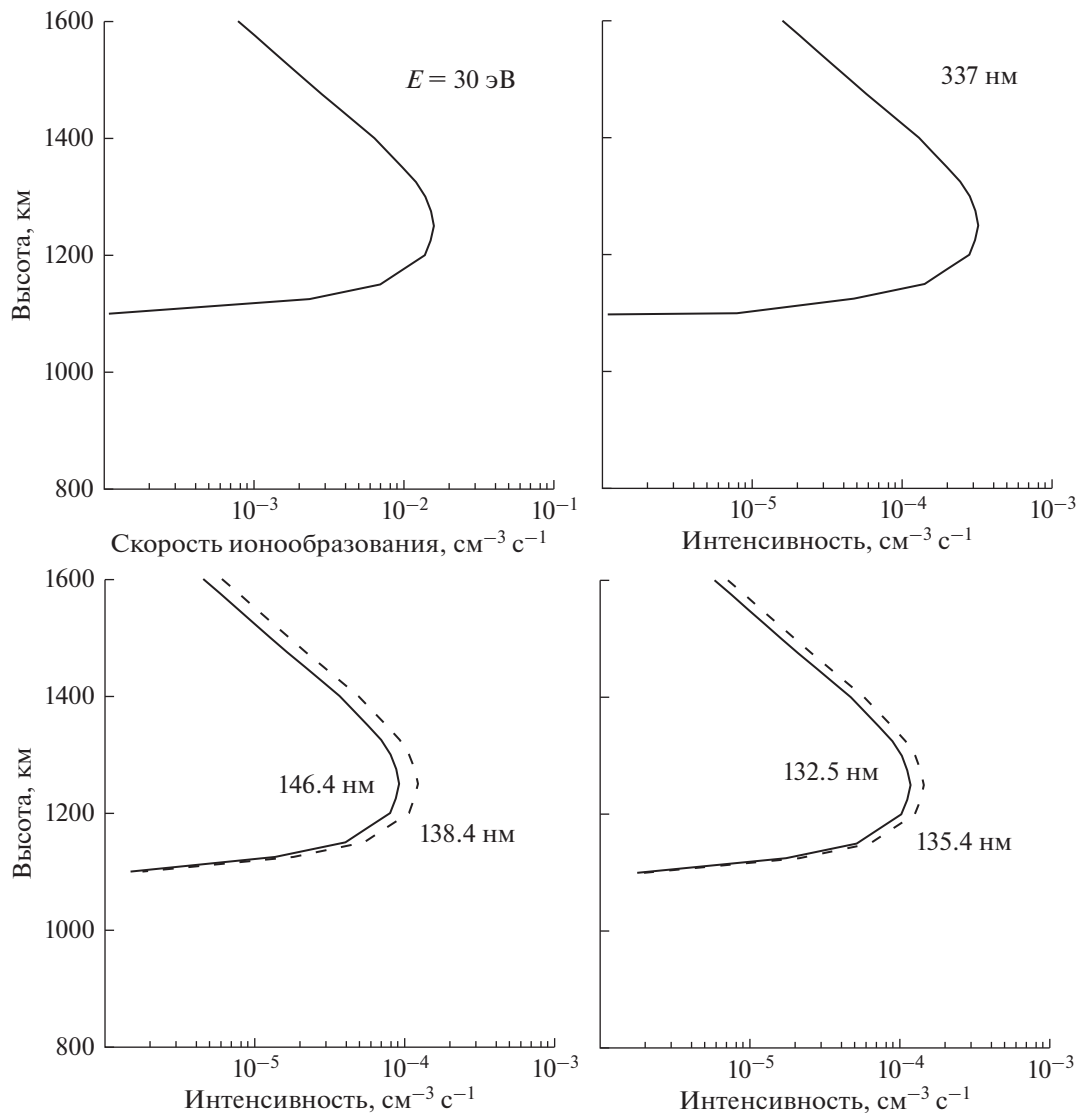
летательного аппарата *Кассини* 26.X.2004 и 16.IV.2005. Авторы [27, 28] представили скорости ионообразования в атмосфере Титана во время высыпаний электронов из магнитосферы Сатурна. Воспользуемся данными работ [27, 28] для энергий электронов 30–1000 эВ. При расчете скоростей возбуждения электронно-возбужденных состояний молекулярного азота во время высыпания высокоэнергичных электронов из магнитосферы Сатурна воспользуемся методом деградационных спектров электронов в молекулярном азоте  $\text{N}_2$  [29, 30].

На рис. 2 показаны рассчитанные согласно (7б) профили объемных скоростей свечения полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда 146.4, 138.4, 135.4 и 132.5 нм для электронов с энергиями  $E = 30$  эВ и потоком  $F = 7.9 \cdot 10^5 \text{ эл/см}^2 \text{ с}$ . Свечение данных четырех полос связано со спонтанными излучательными переходами (1)  $v' = 1 \rightarrow v'' = 1$ ,  $v' = 2 \rightarrow v'' = 0$ ,  $v' = 3 \rightarrow v'' = 0$  и  $v' = 4 \rightarrow v'' = 0$ , соответственно. Также на данном рисунке представлены рассчитанные профили объемных скоростей свечения полосы 337 нм второй положительной системы (2PG), связанного с излучательным переходом (2). Результаты аналогичных расчетов для  $E = 200$  эВ,  $F = 1.3 \cdot 10^5 \text{ эл/см}^2 \text{ с}$  и  $E = 1000$  эВ,  $F = 2.4 \cdot 10^4 \text{ эл/см}^2 \text{ с}$  представлены на рис. 3 и 4, соответственно.

Как видно из представленных рисунков, потери энергии высыпавшимися в атмосферу Титана электронов происходят на высотах выше 900 км, т.е. при концентрациях молекулярного азота  $[\text{N}_2] < 10^{11} \text{ см}^{-3}$ . Поскольку излучательные времена жизни всех колебательных уровней  $v' = 0-6$  состояния  $a^1\Pi_g$  порядка 60 микросекунд [18], на данных высотах верхней атмосферы Титана при расчете концентраций  $a^1\Pi_g (v' = 0-6)$  столкновительными процессами можно пренебречь. Аналогично для всех рассмотренных уровней состояния  $w^1\Delta_u$  излучательные времена жизни меньше 1 миллисекунды [18], поэтому для этого состояния также можно пренебречь столкновительными процессами на рассмотренном интервале высот. Что

касается состояния  $a^1\Sigma_u^-$ , то для нижних двух колебательных уровней  $v' = 0, 1$  излучательные времена жизни порядка 20 миллисекунд [18, 20], но константы скоростей гашения принимают невысокие значения (табл. 1). Поэтому процессы гашения становятся эффективными на высотах меньше 800 км, т.е. при высыпаниях более жестких по энергии электронов или других заряженных частиц.

Что касается полос второй положительной системы, то константы скоростей гашения  $\text{N}_2(\text{C}^3\Pi_u, v' = 0-4)$  молекулами азота имеют значения больше  $10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  [31]. Однако излучательное время



**Рис. 2.** Высотные профили скоростей ионообразования [28] и рассчитанных интенсивностей свечения полос 146.4, 138.4, 135.4, 132.5 нм (LBN) и 337 нм (2PG) для энергии высыпающих электронов  $E = 30$  эВ.

жизни состояния  $C^3P_u$  порядка 40 наносекунд [18], поэтому столкновительные времена жизни состояния  $C^3P_u$  становятся сравнимыми с излучательным только при концентрациях молекулярного азота  $[N_2] > 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Поэтому в расчетах интенсивностей свечения полосы 337 нм гашением состояния  $C^3P_u$  при неупругих столкновениях можно пренебречь на высотах верхней и средней атмосферы Титана.

Как видно из рис. 2–4, профили свечения полосы 337 нм и всех четырех полос Лаймана–Бирджа–Хопфила практически повторяют профили скорости ионообразования в атмосфере Титана во время рассмотренных случаев высыпаний электронов. Отношения рассчитанных интегральных интенсивностей для всего интервала рассмотрен-

ных энергий магнитосферных электронов составляют следующие значения:  $I_{146.4}/I_{337} \approx 0.28$ ,  $I_{138.4}/I_{337} \approx 0.38$ ,  $I_{135.4}/I_{337} \approx 0.45$ ,  $I_{132.5}/I_{337} \approx 0.37$ . Полученные результаты хорошо согласуются с расчетами, выполненными в [14] для авроральных электронов, высыпающих в полярную ионосферу Земли, поскольку на высотах верхней атмосферы Земли для синглетных состояний также можно пренебречь неупругими молекулярными столкновениями. Однако для высыпаний релятивистских электронов [14] наблюдается значительное понижение данных отношений с ростом энергии электронов и уменьшением высоты, что связано с возрастающим вкладом гашения синглетных состояний  $a^1\Sigma_u^-$ ,  $a^1\Pi_g$ ,  $w^1\Delta_u$  молекулярно-

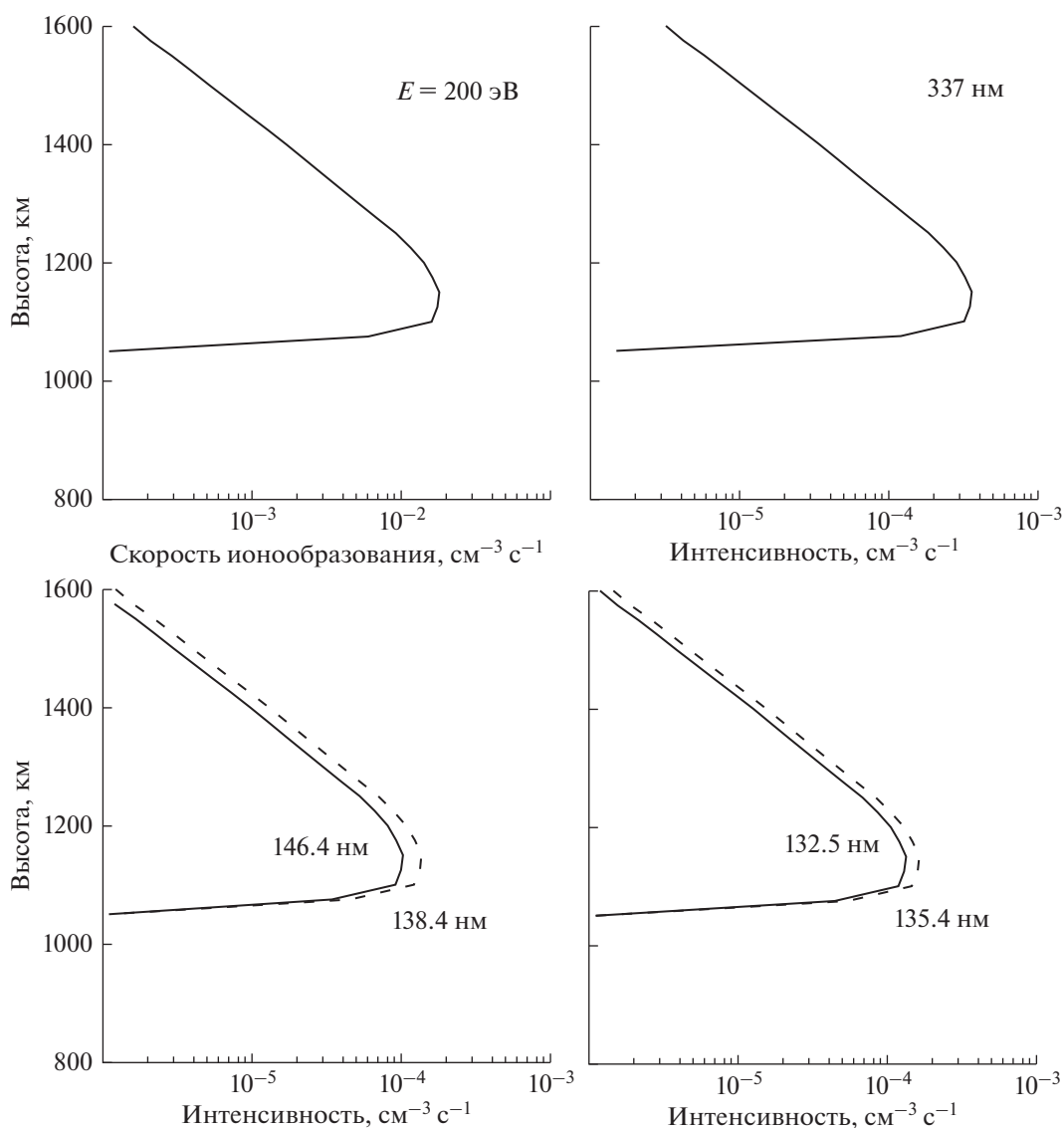


Рис. 3. Аналогично рис. 2, но для энергии высыпавшихся электронов  $E = 200$  эВ.

го азота при неупругих молекулярных столкновениях на меньших высотах атмосферы Земли.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены расчеты объемных и интегральных интенсивностей свечения полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда 146.4, 138.4, 135.4 и 132.5 нм молекулярного азота в верхней атмосфере Титана при высыпании электронов с энергией 30–1000 эВ из магнитосферы Сатурна. При расчете колебательных населенностей электронно-возбужденных синглетных состояний  $a^1\Sigma_u^-$ ,  $a^1\Pi_g$ ,  $w^1\Delta_u$  молекулярного азота в атмосфере Титана были рассмотрены как излучательные процессы, так и процессы переноса энергии электронного возбуждения

при неупругих столкновениях с молекулами  $N_2$  и  $CH_4$ . Расчеты показали, что отношения рассчитанных интегральных интенсивностей свечения полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда к интенсивности свечения полосы 337 нм второй положительной системы  $N_2$  для всего интервала рассмотренных энергий магнитосферных электронов имеют постоянные значения, что объясняется пренебрежительно малым вкладом столкновительных процессов в колебательные населенности  $a^1\Pi_g(v' = 0-6)$  и  $C^3\Pi_u(v' = 0)$  на рассмотренном диапазоне высот выше 900 км. Полученные результаты хорошо согласуются с расчетами, выполненными в [14] для авроральных электронов, высыпавшихся в полярную ионосферу Земли.

Автор признателен правительству Российской Федерации и Министерству высшего образова-

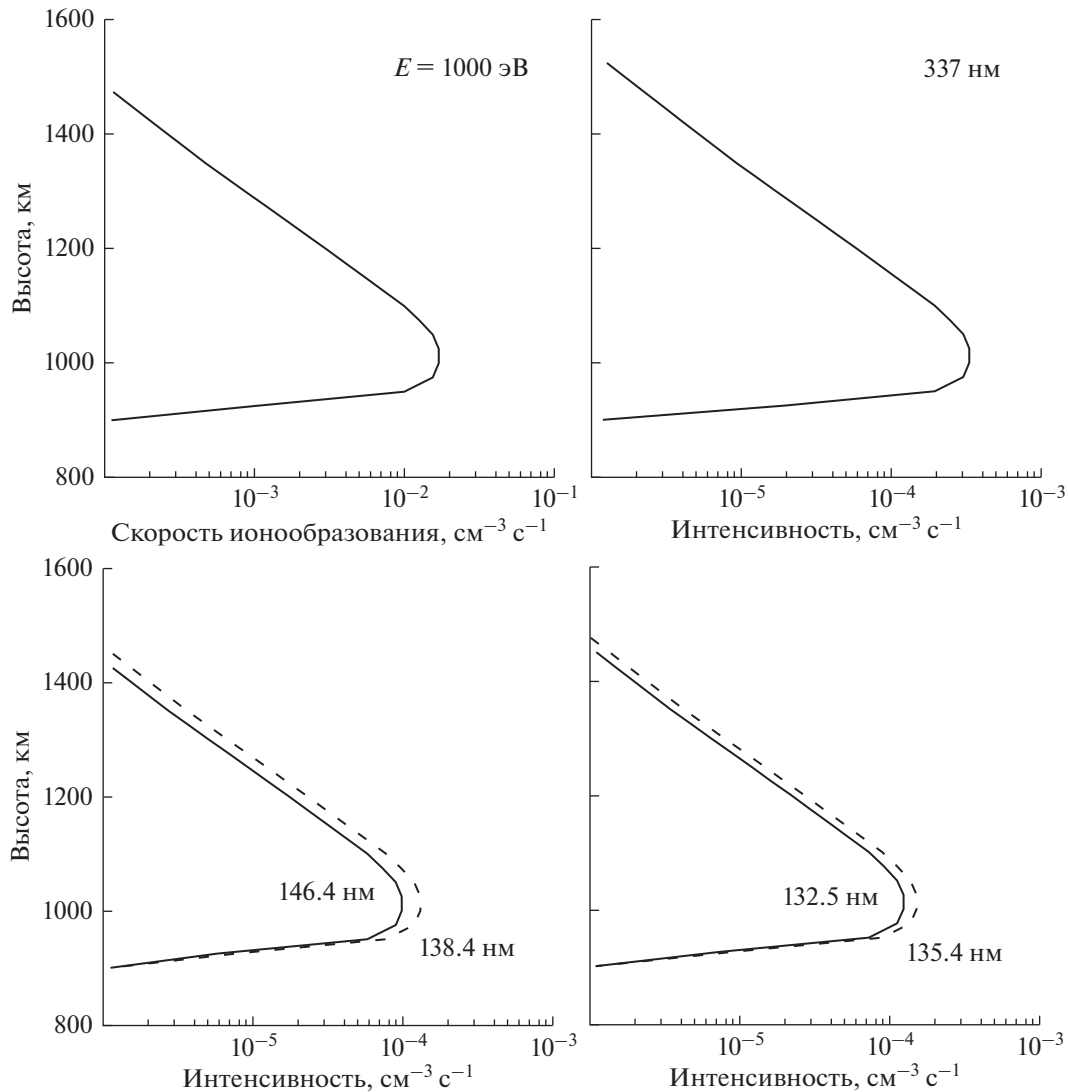


Рис. 4. Аналогично рис. 2, но для энергии высыпающих электронов  $E = 1000$  эВ.

ния и науки РФ за поддержку по гранту 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039).

Автор благодарит доцента Санкт-Петербургского государственного университета Янковского Валентина Андреевича за очень полезные рекомендации при написании данной работы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Huffman R.E., LeBlanc F.J., Larrabee J.C., Paulsen D.E. Satellite vacuum ultraviolet airglow and auroral observations // *J. Geophys. Res.* 1980. V. 85. № A5. P. 2201–2215.
- Eastes R.W., Sharp W.E. Rocket-borne spectroscopic measurements in the ultraviolet aurora: The Lyman–Birge–Hopfield bands // *J. Geophys. Res.* 1987. V. 92. № A9. P. 10095–10100.
- Torr M.R., Torr D.G., Chang T. et al. N<sub>2</sub> Lyman–Birge–Hopfield dayglow from ATLAS 1 // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. № A11. P. 21397–21407.
- Budzien S.A., Feldman P.D., Conway R.R. Observations of the far ultraviolet airglow by the Ultraviolet Limb Imaging experiment on STS-39 // *J. Geophys. Res.* 1994. V. 99. № A12. P. 23275–23287.
- Ajello J.M., Gustin J., Stewart I. et al. Titan airglow spectra from the Cassini Ultraviolet Imaging Spectrograph: FUV disk analysis // *Geophys. Res. Lett.* 2008. V. 35. № 6. L06102.
- Stevens M.H., Gustin J., Ajello J.M. et al. The production of Titan’s ultraviolet nitrogen airglow // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116. № 5. A05304.
- West R.A., Ajello J.M., Stevens M.H. et al. Titan airglow during eclipse // *Geophys. Res. Lett.* 2012. V. 39. № 18. L18204.

8. *Ajello J.M., West R.A., Gustin J. et al.* Cassini UVIS observations of Titan nightglow spectra // *J. Geophys. Res.* 2012. V. 117. № 12. A12315.
9. *Cartwright D.C.* Vibrational populations of excited states of  $N_2$  under auroral conditions // *J. Geophys. Res.* 1978. V. 83. № A2. P. 517–531.
10. *Dashkevich Z.V., Sergienko T.I., Ivanov V.E.* The Lyman–Birge–Hopfield bands in aurora // *Planet. Space Sci.* 1993. V. 41. № 1. P. 81–87.
11. *Дашкевич Ж.В., Козелов Б.В., Иванов В.Е.* Полосы системы Лаймана–Берджа–Хопфилда в протонных полярных сияниях // *Геомагнетизм и аэронамия.* 1995. Т. 35. № 6. С. 109–116.
12. *Eastes R.W., Dentamaro A.V.* Collision-induced transitions between the  $a^1\Pi_g$ ,  $a^1\Sigma_u^-$ , and  $w^1\Delta_u$  states of  $N_2$ : Can they affect auroral  $N_2$  Lyman–Birge–Hopfield band emissions? // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. № A12. P. 26931–26940.
13. *Кириллов А.С.* Синглетный молекулярный азот в авроральной ионосфере и в условиях лабораторного разряда // *Журн. технической физики.* 2011. Т. 81. № 12. С. 39–45.
14. *Кириллов А.С., Белаховский В.Б.* Свечение полос Лаймана–Бирджа–Хопфилда  $N_2$  в атмосфере Земли во время высыпания высокоэнергичных электронов // *Геомагнетизм и аэронамия.* 2020. Т. 60. № 5. С. 796–802.
15. *De La Haye V., Waite J.H., Cravens T.E. et al.* Heating Titan's upper atmosphere // *J. Geophys. Res.* 2008. V. 113. A11314.
16. *Campbell L., Kato H., Brunger M.J., Bradshaw M.D.* Electron-impact excitation heating rates in the atmosphere of Titan // *J. Geophys. Res.* 2010. V. 115. A09320.
17. *Lavvas P., Yelle R.V., Heays A.N. et al.*  $N_2$  state population in Titan's atmosphere. // *Icarus.* 2015. V. 260. P. 29–59.
18. *Gilmore F.R., Laher R.R., Espy P.J.* Franck-Condon factors,  $r$ -centroids, electronic transition moments, and Einstein coefficients for many nitrogen and oxygen band systems // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* 1992. V. 21. № 5. P. 1005–1107.
19. *Van der Kamp A.B., Siebbeles L.D.A., Van der Zande W.J., Cosby P.C.* Evidence for predissociation of  $N_2 a^1\Pi_g$  ( $v \geq 7$ ) by direct coupling to the  $A^1\Sigma_g^+$  state // *J. Chem. Phys.* 1994. V. 101. № 11. P. 9271–9279.
20. *Casassa M.P., Golde M.P.* Vacuum UV emission by electronically-excited  $N_2$ : The radiative lifetime of the  $N_2(a^1\Sigma_u^-)$  state // *Chem. Phys. Lett.* 1979. V. 60. № 2. P. 281–285.
21. *Кириллов А.С.* Расчет коэффициентов скоростей гашения электронно-возбужденного синглетного молекулярного азота // *Журн. технической физики.* 2011. Т. 81. № 12. С. 34–38.
22. *Kirillov A.S.* Excitation and quenching of ultraviolet nitrogen bands in the mixture of  $N_2$  and  $O_2$  molecules // *J. Quan. Spec. Rad. Tran.* 2011. V. 112. № 13. P. 2164–2174.
23. *Vuitton V., Yelle R.V., Klippenstein S.J. et al.* Simulating the density of organic species in the atmosphere of Titan with a coupled ion-neutral photochemical model // *Icarus.* 2019. V. 324. P. 120–197.
24. *Umemoto H., Ozeki R., Ueda M., Oku M.* Reactions of  $N_2(a^1\Sigma_u^-)$  with  $H_2$ ,  $CH_4$ , and their isotopic variants: Rate constants and the production yields of H(D) atoms // *J. Chem. Phys.* 2002. V. 117. № 12. P. 5654–5659.
25. *Marinelli W.J., Kessler W.J., Green B.D., Blumberg W.A.M.* Quenching of  $N_2(a^1\Pi_g, v' = 0)$  by  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $CH_4$ ,  $H_2$ , and Ar // *J. Chem. Phys.* 1989. V. 90. № 4. P. 2167–2173.
26. *Piper L.G.* Quenching rate coefficients for  $N_2(a^1\Sigma_u^-)$  // *J. Chem. Phys.* 1987. V. 87. № 3. P. 1625–1629.
27. *Cravens T.E., Robertson I.P., Clark J. et al.* Titan's ionosphere: Model comparisons with Cassini Ta data // *Geophys. Res. Lett.* 2005. V. 32. № 12. L12108.
28. *Agren K., Wahlund J.-E., Modolo R. et al.* On magnetospheric electron impact ionisation and dynamics in Titan's ram-side and polar ionosphere – a Cassini case study // *Ann. Geophys.* 2007. V. 25. № 11. P. 2359–2369.
29. *Коновалов В.П., Сон Э.Е.* Деградационные спектры электронов в газах // *Химия плазмы.* 1987. Т. 14. С. 194–227.
30. *Коновалов В.П.* Деградационный спектр электронов в азоте, кислороде и воздухе // *Журн. технической физики.* 1993. Т. 63. № 3. С. 23–33.
31. *Kirillov A.S.* Intermolecular electron energy transfer processes in the quenching of  $N_2(C^3\Pi_u, v = 0–4)$  by collisions with  $N_2$  molecules // *Chem. Phys. Lett.* 2019. V. 715. P. 263–267.