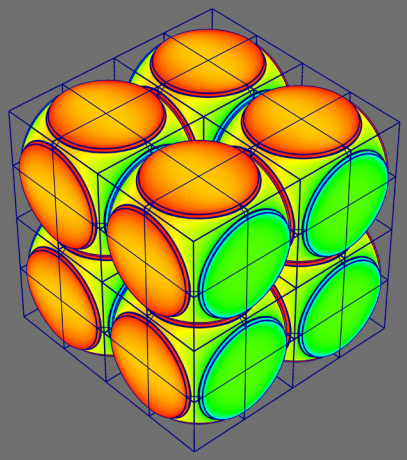
ISSN 2309-3684



Математическое моделирование и численные методы

Ступицкий Е.Л., Моисеева Д.С., Моторин А.А. Математическое моделирование воздействия радиоизлучения на нижнюю ионосферу. Математическое моделирование и численные методы, 2024, № 1, с. 67–92.

Источник: https://mmcm.bmstu.ru/articles/333/

Параметры загрузки:
IP: 216.73.217.22
18.11.2026 12:59:48

УДК 550.388.2 DOI: 10.18698/2309-3684-2024-1-6792

Математическое моделирование воздействия радиоизлучения на нижнюю ионосферу

© Е.Л. Ступицкий, Д.С. Моисеева, А.А. Моторин

ИАП РАН, Москва, 123056, Россия

В работе представлены численные исследования параметров нижней ионосферы при воздействии на нее потока коротковолнового радиоизлучения различной частоты и мощности. Основное внимание уделяется взаимосвязи энергетических и кинетических параметров возмущенной D-области ионосферы в процессах, определяющих поглощение и трансформацию потока энергии радиолуча в пространстве и во времени. Показана возможность существенного различия в поведении параметров возмущенной области в дневное и ночное время как по величине, так и по пространственно-временному распределению. Ввиду отсутствия надежных значений констант скоростей ряда важных кинетических процессов, численные исследования велись поэтапно, с постепенным добавлением отдельных процессов и кинетических блоков, соответствующих вместе с тем определенному физическому содержанию. Показано, что главную роль при этом играют энергетические пороги для неупругих столкновений электронов с молекулами воздуха. Данный подход позволил обнаружить эффект возникновения автоколебательного режима изменения параметров, если главным каналом для потерь энергии в неупругих процессах является наиболее энергоемкий процесс – ионизация. Этот эффект может играть роль при плазменных исследованиях с использованием высокочастотных индукционных и емкостных разрядов. Представлены результаты расчетов ионизационных и оптических параметров возмущенной D-области для дневных условий. Получены значения электронной температуры, концентрации, коэффициентов излучения в видимом и инфракрасном диапазонах спектра для различных значений мощности радиолуча и его частоты в нижней ионосфере. Подробно исследовано влияние на электронную температуру и на общее поведение параметров энергии, которая расходуется электронами на возбуждение колебательных и метастабильных состояний молекул. Показано, что в ночных условиях, когда нижняя граница электронной концентрации поднимается до 80 км, а концентрация тяжелых частиц снижается на два порядка по сравнению со средней областью D-слоя, при достаточной мощности радиоизлучения может развиваться крупномасштабное газодинамическое движение. На основе численной схемы Мак-Кормака разработан алгоритм и выполнены двумерные газодинамические расчеты поведения параметров возмущенной области при определенных упрощениях кинетической части задачи.

Ключевые слова: *численное моделирование, нижняя ионосфера, радиоволны КВ-диапазона, температура, кинетика*

Введение. При распространении потока радиоволн КВ-диапазона основное поглощение энергии происходит в D-области ионосферы, т.е. на высотах 50-90 км. Данное взаимодействие является существенно нелинейным. Нижняя ионосфера также характеризуется

наиболее сложным комплексом кинетических процессов, которые имеют неравновесный характер как по концентрации частиц, так и по температуре.

Благодаря малой концентрации электронов n_e в ионосфере возникает возможность вызывать достаточно сильное локальное возмущение распределения n_e, используя слабоинтенсивное воздействие.

Цель настоящей работы состоит в исследовании химических, ионизационных и температурных характеристик возмущенной D области ионосферы на основе численного моделирования. Также рассматривается важный вопрос о взаимосвязи электронной кинетики и электронной температуры, так как ей определяется весь ход трансформации энергии радиоизлучения.

1. Краткий анализ состояния исследований нижней ионосферы, возмущенной мощным потоком радиоизлучения. Ранее было выполнено большое количество работ по исследованию верхней и нижней ионосферы. Особенно большое количество монографий приходится на 70-е годы XX века [1-6]. Полный перечень переведенных на русский язык ранних изданий дан в монографии [4].

Наиболее полный анализ явлений, связанных с возмущением верхней ионосферы, дан в обзорах [7-9].

Краткий обзор ранних работ, направленных на анализ некоторых экспериментальных результатов при воздействии радиоволн КВ-диапазона на нижнюю ионосферу, представлен в работе [10].

В работе [11] авторы сообщили о прогрессе в интерпретации радиолокационных измерений, полученных с помощью радара некогерентного рассеяния во время нагрева D-области, и получили определенное согласие между имеющимися экспериментальными данными и теоретическими моделями [11-15], а также дали критический анализ этого метода диагностики и предложили варианты по его совершенствованию.

Таким образом, исследования взаимодействия радиоволн с нижней ионосферой и численное моделирование структуры радиолуча показали возможность возникновения сложной неоднородной структуры в области прохождения луча. Для дальнейших постановок и решения задач прежде всего требуется корректность самой физической модели, построенной на основе взаимосвязи многочисленных кинетических процессов и энергии электронов, полученной от радиолуча. Именно этим определяется направление исследований в данной работе.

2. Кинетические процессы в возмущенной области и полная постановка задачи. На основе анализа кинетических процессов в

нижней естественной и возмущенной ионосфере, учитывая необходимость подробного определения ионизационно-химических и оптических характеристик возмущенной области ионосферы, в работе принят следующий компонентный состав среды, условно подразделенный на группы (табл. 1):

– простые атомные, молекулярные и ионные составляющие;

– частицы в метастабильных электронно-возбужденных состояниях;

– положительные и отрицательные ионные связки;

– колебательно возбужденные молекулярные компоненты;

– примеси, привнесенные в атмосферу, в результате проведения крупномасштабных экспериментов.

Последняя группа компонентов — дополнительная, учитывается при внесении в ионосферу примесей (выброс сгустков, плазменных струй или взрывов).

Таблица 1

Компонентный состав нижней ионосферы

Группа I	O_2, O, O_3, O_2^+, O^+, O_2^-, NO, NO^+, NO_2, N_2O, N_2, N, N_2^+, N^+, C, CO, CN, CO_2, H, OH, H_2O
Группа II	$O(^1D)$, $O(^1S)$, $N(^2D)$, $N(^2P)$, $O_2(^1\Delta_g)$, $N_2(A^3\Sigma)$, $O^+(^2D)$, $O^+(^2P)$, $O_2^+(a^4\Pi_u)$, $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, $N^+(^1D)$, $N^+(^1S)$, $N_2(a^1\Sigma_u^-)$
Группа III	O_4^+, $O_2^+(H_2O)$, H_3O^+, $H_3O^+(OH)$, $H^+(H_2O)_2$, $H_5O_2^+$, NO^+N_2, $NO^+(H_2O)$, $NO^+(CO_2)$, $NO^+(H_2O)_2$, O^-, O_3^-, NO_2^-, CO_3^-
Группа IV	$N_2(1)$, $N_2(2)$, $O_2(1)$, $N^{14}N^{15}(0)$, $N^{14}N^{15}(1)$, NO(1), OH(1), CO(1), $NO^+(1)$, $N_2O(001)$, $N_2O(010)$, $N_2O(100)$, $H_2O(001)$, $H_2O(010)$, $H_2O(100)$, $O_3(001)$, $O_3(010)$, $O_3(100)$, $CO_2(001)$, $CO_2(010)$, $CO_2(020)$, $CO_2(100)$
Группа V	A, AO, AO_2, A^+, AO^+

Такое подразделение на группы было использовано при разработке численного алгоритма, которое позволяет при таком большом количестве компонент (и соответственно, реакций) проводить численные исследования роли отдельных процессов на поведение возмущенной области.

Для расчета изменения концентраций компонентов использовалась кинетическая схема, предложенная в работе [16] и ее расширенная версия, в части возбуждения метастабильных состояний атомов и молекул и диссоциации малых составляющих атмосферы, из [17]. Константы скоростей взяты из соответствующих монографий, научно-методических материалов и оригинальных статей [4, 5, 18-27].

Система уравнений многокомпонентной многоскоростной газодинамики частично-ионизованного газа при наличии магнитного и гравитационного поля представлена в монографии [16].

При повышении температуры тяжелых частиц в D области возможно формирование газодинамического течения [17], и хотя среда может оставаться определенное время неравновесной как по кинетическим процессам, так и по температурам, плотности частиц достаточно, чтобы среда оставалась односкоростной.

Таким образом, с учетом высказанных замечаний полная схема пространственно-временного решения задачи имеет вид (рис. 1):

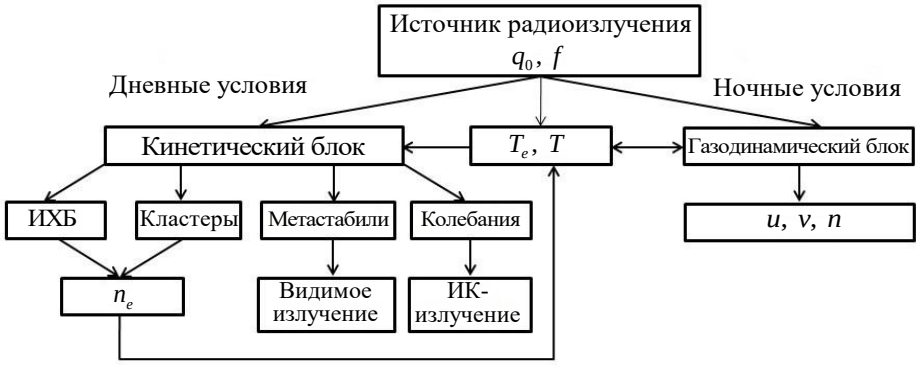


Рис. 1. Схема решения пространственно-временной задачи с учетом взаимосвязи кинетической и динамической части. Здесь: ИХБ – атомы, ионы и молекулы, участвующие в ионизационно-химических процессах; q_0 – плотность потока радиоволн у поверхности земли; f – частота радиоволны; $\mathbf{u}$, $\mathbf{v}$ — вертикальная и радиальная составляющие скорости; n – концентрация тяжелых частиц

Плотность и скорость возможного движения возмущенной среды определяется уравнениями газодинамики в односкоростном приближении, которые применимы для нижнего слоя ионосферы:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathrm{div}\rho\mathbf{u} = 0; \tag{1}$$

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = -\nabla p + \rho\mathbf{g}, \tag{2}$$

где $\rho = \sum_k m_k n_k$ — плотность газа; $p = p_e + p_i + p_0$ — давление газа.

Для тяжелых частиц можно полагать $T_k = T$ для всех k компонентов и в теплоемкости учитывать только одноатомные, двухатомные и трехатомные молекулы и ионы, предполагая, что вращательные степени свободы у них полностью возбуждены. Тогда,

обозначая индексом «*m*» основные характеристики тяжелых частиц, получаем для температуры уравнение

$$\left(\frac{3}{2}n_1+\frac{5}{2}n_2+3n_3\right)k\frac{dT}{dt}+p_m\mathrm{div}\mathbf{u}=Q_m, \tag{3}$$

где $Q_m=Q_m^y+Q_m^{\text{ну}}$. Отметим, что основной вклад в Q_m дают упругие столкновения с электронами.

Давление и плотность рассчитываются по формулам:

$$p_m=\left(n_3+n_2+n_1\right)kT;\ \rho=\sum_k\left(m_{k1}n_1+m_{k2}n_2+m_{k3}n_3\right),$$

где m_{k1}, m_{k2}, m_{k3} — массы *k*-х компонентов, имеющих один, два и три атома.

Аналогичную общую структуру имеет уравнение для электронной температуры:

$$\frac{3}{2}kn_e\frac{dT_e}{dt}+p_e\mathrm{div}\mathbf{u}_e=Q_e; \tag{4}$$

$$Q_e=Q_e^{\mu}+Q_e^{y}+Q_e^{\text{ну}}+Q_e^{\lambda}+Q_e^{\nu}\ \text{ эрг/см}^3\text{с}.$$

В начальный момент времени задаются плотность потока радиоволн у поверхности земли q_0, частота излучения f и высотные распределения температур и концентраций компонентов, входящий в химический состав невозмущенной ионосферы в рассматриваемой области.

Скорость изменения энергии электронов за счет поглощения радиоизлучения на высоте h будет

$$Q_e^{\mu}=q(h)\mu(h)\ \text{ эрг/см}^3\text{с},$$

$$\mu=\frac{\omega_p^2\nu_e}{c[\left(\omega\pm\omega_{ce}\right)^2+\nu_e^2]},$$

где μ — коэффициент поглощения, 1/см;

$\omega_p=\sqrt{\dfrac{4\pi e^2n_e}{m}}=5.64\cdot10^4n_e^{1/2}$ — плазменная частота, 1/с;

$\omega_{ce}=\dfrac{eB}{cm}$ — гирочастота электронов, рад/с.

В знаменателе верхний знак относится к левой, обыкновенной волне, нижний — к правой, необыкновенной волне.

$$q=q_0\frac{A_0}{A(h)}\exp\left(-\int_0^h\mu(x)dx\right),$$

где q_0 — плотность потока радиоизлучения у поверхности земли; $A_0 / A(h)$ — отношение поперечных сечений радиолуча на высоте $h = 0$ и h.

За счет дифракционной расходимости плотность мощности излучения падает с высотой как

$$\frac{A_0}{A(h)} = \frac{1}{\left(1 + h / h_0\right)^2},$$

где $h_0 = L_0^2 / 2.44\lambda$ — характерный масштаб дифракционной расходимости луча; λ — длина радиоволны; L_0 — эффективный диаметр антенны $\left(A_0 = \pi L_0^2 / 4\right)$.

Частота столкновений электронов равна

$$\nu_e = \nu_{eo} + \nu_{ei};$$

$$\nu_{eo} = \frac{4}{3}\bar{\sigma}_{eo}\bar{\upsilon}_e n_0;\ \ \nu_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3\sqrt{m}}\frac{e^4 n_i \overline{z^2}\Lambda}{(kT_e)^{3/2}},$$

где $\Lambda = 24.46 + 1.5\ln\left(T_e, \text{эВ}\right) - 0.15\ln\left(\overline{z^3} n_i\right)$ — кулоновский логарифм; n_i — концентрация ионов, 1/см$^{-3}$.

Выражение для скорости передачи энергии электронам в упругих столкновениях имеет вид

$$Q_{eo}^y = \frac{3}{2}kn_e\frac{2m_e}{M}\nu_{eo}\left(T - T_e\right) = 4\frac{m_e}{M}\bar{\sigma}_{eo}\bar{\upsilon}_e n_0 k n_e\left(T - T_e\right);$$

$$Q_{ei}^y = \frac{16e^4 L}{M\bar{\upsilon}_e kT_e} n_e n_i k\left(T - T_e\right).$$

Выражение для скорости изменения энергии электронов в неупругих процессах $Q_e^{\text{ну}} = Q_e^i + Q_e^B + Q_e^{\text{д}} + Q_e^k$, где энергия, расходуемая на ионизацию равна

$$Q_e^i = -\sum_\alpha\left(I_\alpha + \frac{3}{2}kT_e\right)\left(n_e n_{\alpha 0} j_{oe} - n_e^2 n_{\alpha i}\bar{j}_{ei}\right).$$

Здесь I_α — потенциал ионизации; j_{oe}, $\bar{j}_{ei}$ — константы скорости ионизации и тройной рекомбинации. (В данной задаче можно рассматривать лишь однократные ионы).

Энергия, расходуемая на возбуждение электронных состояний:

$$Q_e^B = -\sum_\alpha\sum_k\sum_{m\neq k} E_{\alpha km}\left(n_{\alpha k} n_e j_{km} - n_{\alpha m} n_e j_{mk}^e\right).$$

Энергия, расходуемая на диссоциацию:

$$Q_e^{\text{д}} = -\sum_{\alpha} D_\alpha \left(n_\alpha n_e j_{se} - n_\alpha^2 n_e j_{es} \right).$$

С учетом важности потерь энергии электронами на возбуждение колебательных состояний, отсутствия надежных данных по сечениям возбуждения молекул электронами вблизи порога, необходимо детально исследовать влияние этого процесса на всю энергетику возмущенной области. В расчетах принималось следующее выражение для Q_e^k, учитывающее возбуждение указанных компонент в первом колебательном состоянии:

$$Q_e^k = -\sum E_{\alpha 01} \left(n_e n_{\alpha 0} j_{\alpha 01} - n_e n_{\alpha 1}^* \bar{j}_{\alpha 10} \right).$$

В работах [16, 28] было показано, что при фоторекомбинации электронов их температура может расти из-за ухода электронов из низкоэнергетической части спектра. С учетом зависимости сечения фоторекомбинации от энергии электронов было получено выражение для фоторекомбинационного подогрева электронов:

$$Q_e^{\nu} = \left(\frac{3}{2} - F(T_e) \right) n_e n_i j_{ei}^{\nu},$$

где

$$F(T_e) = 0.64 + 0.11 \ \lg\left(\frac{I}{T_e} \right).$$

Для тяжелых частиц можно приближенно учесть переход энергии к ним в результате дезактивации метастабилей с помощью выражения:

$$Q_m^{\text{ну}} = \sum_{\alpha} E_{\alpha 12} n_{\alpha 2}^* n_e j_{21},$$

где $E_{\alpha 12}$ — энергия между уровнями $(1 \to 2)$; $n_{\alpha 2}^*$ — концентрация метастабилей сорта «α»; j_{21} — константа скорости.

Таким образом, в данной постановке задачи учтены все наиболее важные кинетические процессы, влияющие на температуру. Расчеты показали, что тормозное излучение практически не влияет на поведение электронной температуры. Электронная теплопроводность также не оказывает существенного влияния на T_e, так как $\mu q >> \text{div}\left(\lambda_e \nabla T_e\right)$. Отметим также, что в процессе разогрева электронов радиоизлучением время максвеллизации $\tau_e = T_{e,K}^{3/2} / \left(3.8 n_e \Lambda\right) \le 0.1$ с и введение понятия электронной температуры оправдано.

3. Метод решения системы кинетических уравнений и примеры расчета. В работе [10] проанализированы основные численные методы для расчета системы кинетических уравнений, которая относится к классу жестких задач. Показано, что наиболее оптимальным по времени счета и устойчивости является полунеявный метод Эйлера с адаптивным шагом по времени:

$$[\alpha_k]_{i+1} = \frac{[\alpha_k]_i + \tau I_{ki}}{1 + \tau R_{ki}},$$

где $\alpha_k = n_k / n$ — безразмерная концентрация k-го компонента; I_k, R_k — скорости возникновения и убыли k-го компонента; индексы i и $i+1$ обозначают предыдущий и следующий моменты времени.

Для анализа возможностей используемого алгоритма и оценки характера поведения различных компонент во времени были выполнены отдельные и совместные расчеты ионизационно-химического, метастабильного и колебательного блоков для различных значений температур в предположении $T_e = T$ для высоты 80 км.

На рис. 2 показан один из вариантов расчета, на котором представлены концентрации ионизационно-химического блока (группа I) для $T = 5000$ К. Время выхода на равновесные значения составило $t_p \approx 10$ с. Наибольшую концентрацию среди ионизованных компонент имеют O^+ и $NO^+ \sim 10^{-3}$.

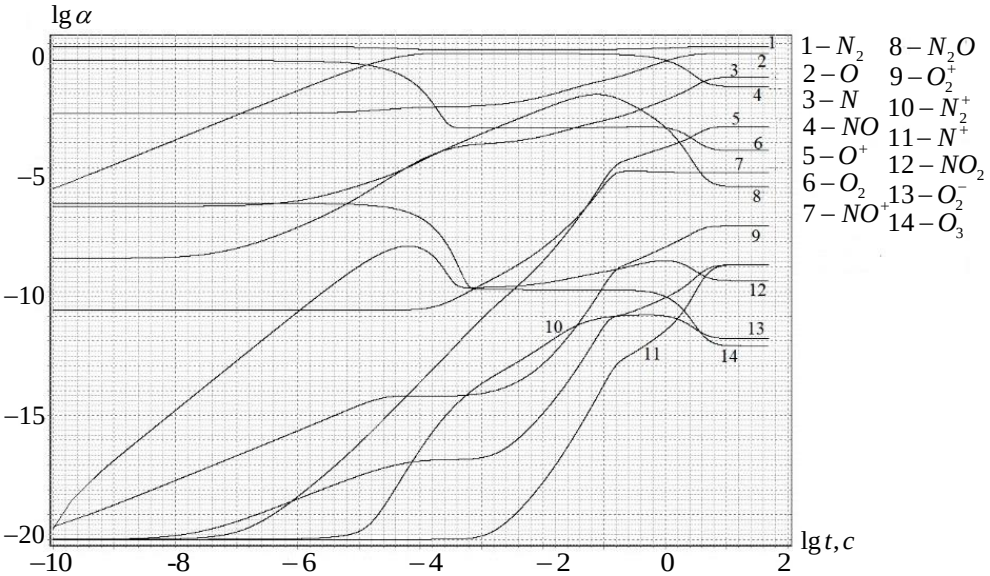


Рис. 2. Результаты расчета ионизационно-химического блока для $n_в = 4 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$, без примеси, $T = 5000$ К

4.Результаты расчета параметров нижней ионосферы, возмущенной направленным потоком радиоволн. Сложность точного решения рассматриваемой задачи состоит главным образом не в недостатке вычислительных мощностей, а в однозначной физической интерпретации полученных результатов по расчету концентраций и электронной температуры, т.е. роли множества отдельных процессов в поведении основных параметров. Поэтому задача решалась поэтапно с постепенным добавлением и последующим анализом каждого физического процесса.

В отношении неупругих столкновений все процессы можно подразделить на несколько категорий по их энергетическому порогу:

- ионизация: 12–15 эВ;
- диссоциация N_2: O_2: ~8 эВ;
- возбуждение разрешенных электронных переходов: ~6÷8 эВ;
- возбуждение метастабильных состояний: ~1÷2 эВ;
- возбуждение колебательных уровней: ~0.3 эВ.

Так как ионизационный энергетический порог очень высокий, то прежде чем электронная температура выйдет на квазистационарный режим с высоким значением температуры электронов, произойдет существенный рост электронной концентрации.

Аналогичная ситуация повторяется и с влиянием на температуру электронов диссоциации N_2 и O_2 и возбуждения разрешенных электронных переходов.

Чтобы получить наиболее полное представление о влиянии исследуемых процессов на поведение электронной температуры и, следовательно, на развитие параметров возмущенной области, была рассмотрена задача, в которой в ионосфере учитывался лишь молекулярный кислород.

а) Влияние процессов с высоким энергетическим порогом на параметры возмущенной области

На рис. 3 представлены пространственно-временные распределения температуры электронов и степени ионизации для дневных условий при различных частотах радиоволн. Для ночных условий временное поведение основных параметров дано на рис. 4, где впервые была показана возможность возникновения автоколебаний. Были выполнены специальные численные исследования возникновения этих колебаний. Показано, что с ростом степени ионизации принципиально меняется для заданных частот f зависимость энергии подогрева от частоты столкновений: от ν до $\sim 1/\nu$, причем это связано с тем, что становится $\nu_{eo} << \nu_{ei}$ и больше f. Важно, что при этом $T \to T_e$ и время релаксации зависит как от частоты радиоволны, так и от плотности энергии.

Наблюдается достаточно высокий уровень электронной температуры и повышение степени ионизации при условиях, соответствующих дневной ионосфере, почти на два порядка. Однако, температура тяжелых частиц при этом меняется незначительно, так как поглощенной электронами энергии не хватает для разогрева тяжелых частиц, концентрация которых достаточно высока на высоте ~55-60 км.

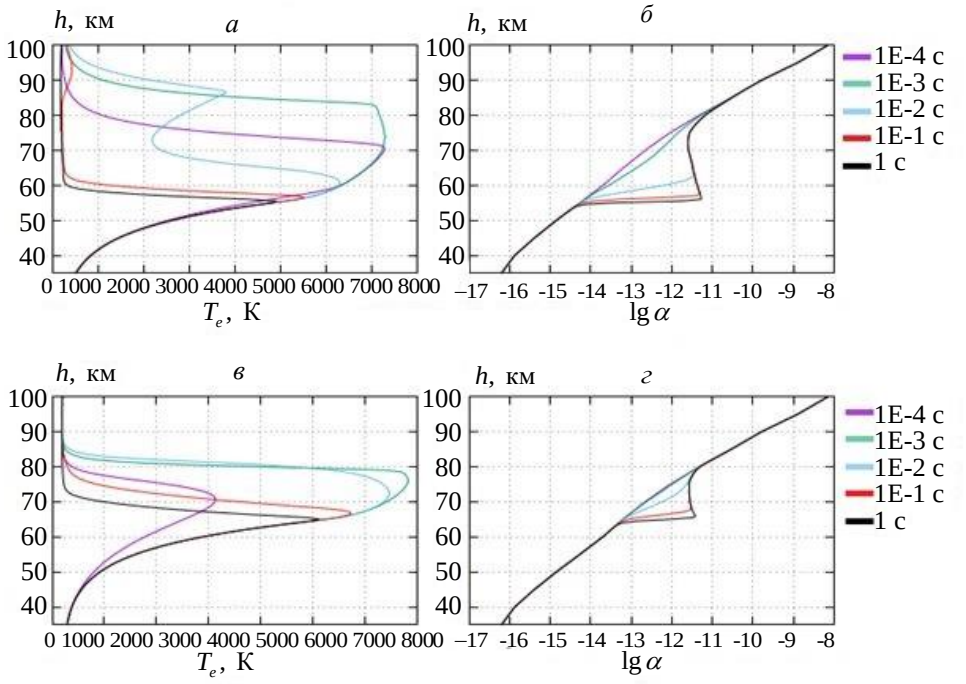


Рис. 3. Температура и степень ионизации при частоте $f = 10$ *МГц* (а, б), 3 МГц (в, г) и плотности потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ *эрг / см²с* в дневных условиях

Процесс возникновения автоколебаний, представленных на рис. 4, специально исследовался с использованием инертных газов Xe и Ar, в которых нет внутренних степеней свободы, которые есть у молекул. Инертные газы также применяются при проведение лабораторных экспериментов с высокочастотными разрядами. В емкостных разрядах давление обычно значительно ниже атмосферного (~ 1 торр) и диапазон частот $f \sim 10^{-1} \div 10^2$ МГц. Характер автоколебаний имел тот же вид, т.к. потенциалы у Xe и O_2 близки.

Следует отметить, что характер поведения степени ионизации $\alpha(t)$ существенно неравновесный. Учет диссоциации и возбуждения разрешенных электронных переходов, также имеющих высокие энергетические пороги, дает аналогичное поведение параметров $T_e(t)$, $T(t)$, $\alpha(t)$ (рис. 5).

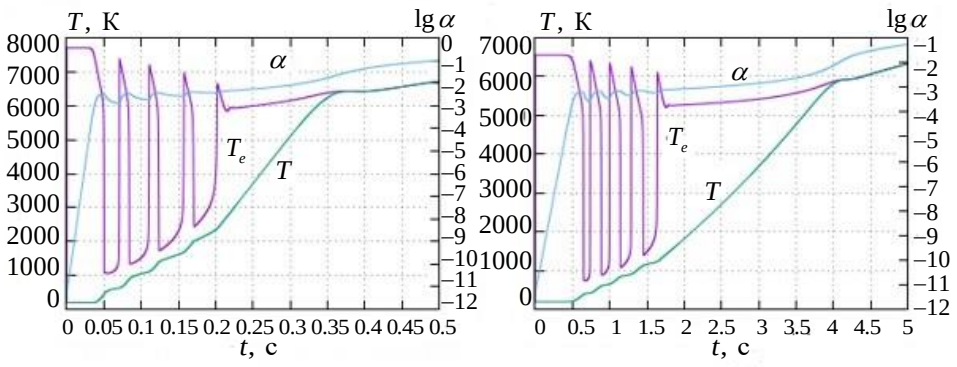


Рис. 4. Временное изменение температур и степени ионизация на высоте 80 км:
а — $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ *эрг* / $\left(см^2 с\right)$, f = 3 МГц; б — $q_0 = 2.65 \cdot 10^3$ *эрг* / $\left(см^2 с\right)$, f = 3 МГц

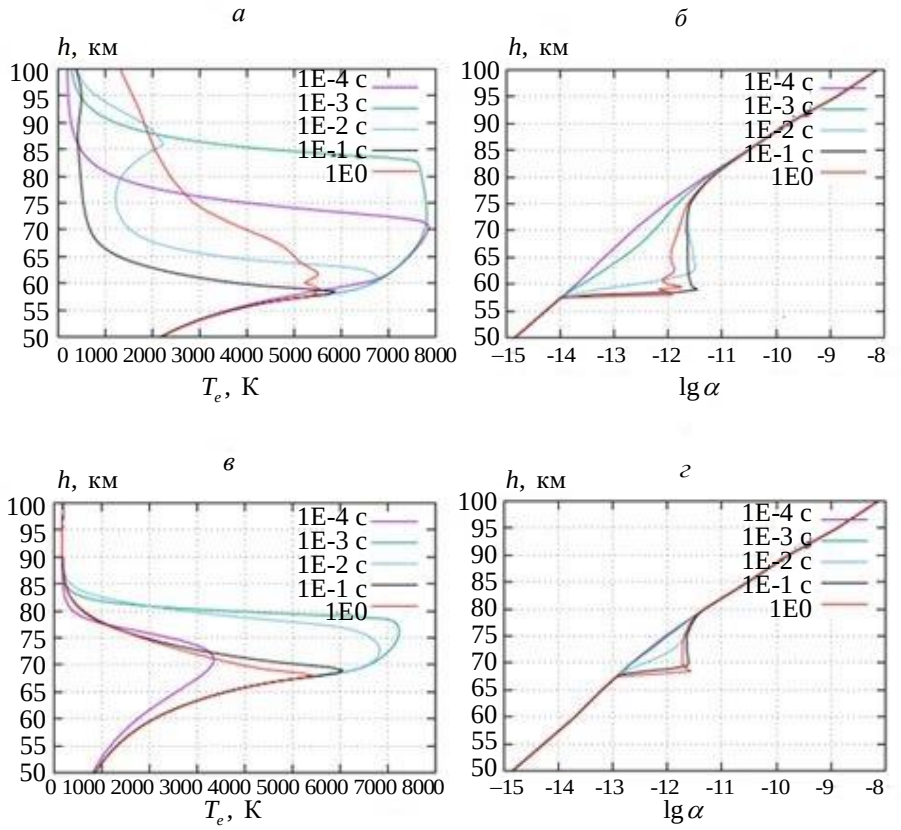


Рис. 5. Температура и степень ионизации при учете процессов с высоким энергетическим порогом (ионизации, диссоциации, возбуждения разрешенных электронных переходов) в электронной температуре при частоте $f = 10$ МГц (а, б), 3 МГц (в, г) и плотности потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 104$ эрг/см^{2}с

Асимптотическое поведение параметров было исследовано при расчете на более длительные времена (~50 с). Из результатов

расчетов следует, что максимальные значения T_e и α сравнительно слабо зависят от параметров излучения, меняющихся в рассматриваемом высотном диапазоне. Однако высотное положение максимальных значений заметно отличается — с уменьшением частоты излучения возрастает высота температурного максимума возмущенной области (рис. 6). Это связано с падением концентрации тяжелых частиц и соответственно с уменьшением потерь энергии электронами на упругие столкновения при увеличении высоты. Например, для $f = 10$ МГц, $T_{e\max} \approx 4300$ К, $\alpha_{\max} \approx 4 \cdot 10^{-12}$ соответствуют высоте 63 км на время ~ 50 с (рис. 6а). Как показали выше представленные результаты расчетов, в дневной ионосфере при $q_0 = 2{,}65 \cdot 10^4$ эрг/см^{2}с и f = 10 МГц развитие максимальных значений $T_{e\max}$ и $\alpha_{\max}$ происходит на высоте ~55 км, где начальная электронная концентрация $n_{e0} \approx 45$ см$^{-3}$.

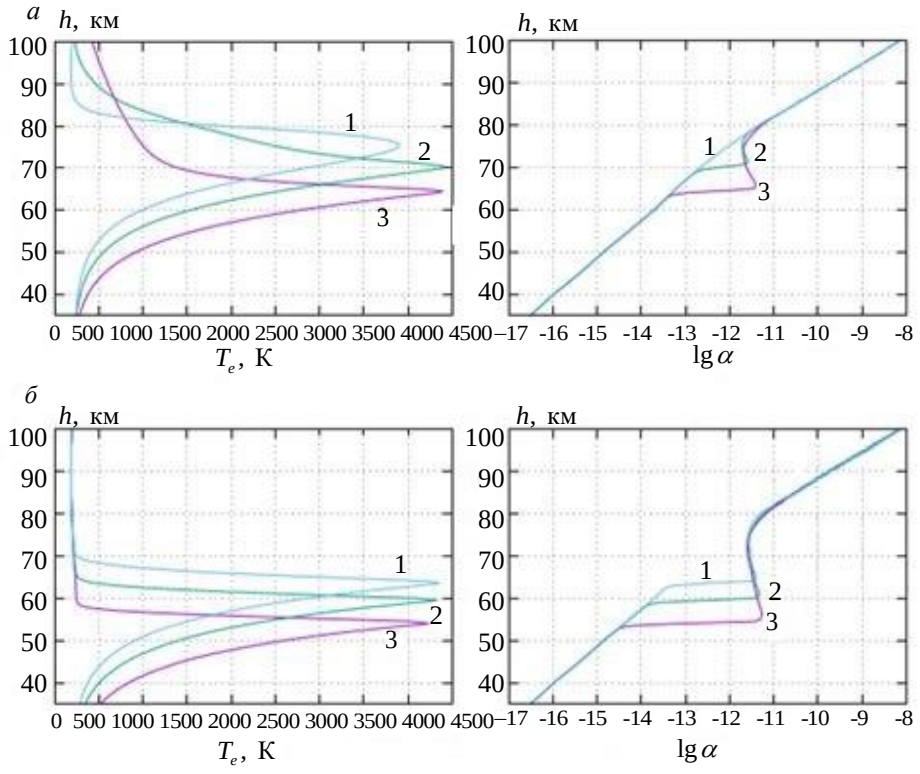


Рис. 6. Высотные профили температуры электронов и степени ионизации на момент времени 50 с при плотности потока радиоволн $2.65 \cdot 10^3$ (а) и $2.65 \cdot 10^4$ (б) эрг/см^{2}с и частоте радиоволны 3 МГц (1), 5 МГц (2) и 10 МГц (3)

б) Влияние процессов с низким энергетическим порогом на параметры возмущенной области

Более детальные исследования требовались для выяснения роли метастабильных и колебательных состояний, так как сечения столкновений и константы скоростей для их возбуждения электронами известны далеко недостаточно.

Так как для возбуждения метастабильных и колебательных состояний энергетические пороги достаточно низкие, то ясно, что эти процессы могут отбирать значительную долю энергии от электронов. Однако, как показал анализ значений сечений и, соответственно, констант скоростей, в припороговой области энергий сечения известны далеко недостаточно точно, и по анализу имеющихся работ аппроксимации констант скоростей завышены как минимум на порядок. На рис. 7 представлены результаты расчета поведения температуры электронов и степени ионизации при учете колебательных состояний, полученной по оценке констант скоростей сверху. При $f = 10$ МГц температура в максимуме достигает примерно 3400 К, что недостаточно для развития ионизации при $q_0 = 2{,}65 \cdot 10^4$ эрг/см^{2}с. Однако при снижении константы скорости возбуждения колебаний для N_2 примерно на порядок, что, как указывалось выше, будет наиболее соответствовать припороговому поведению сечения при рассматриваемых энергиях электронов, то температура в максимуме достигает более 5500 К.

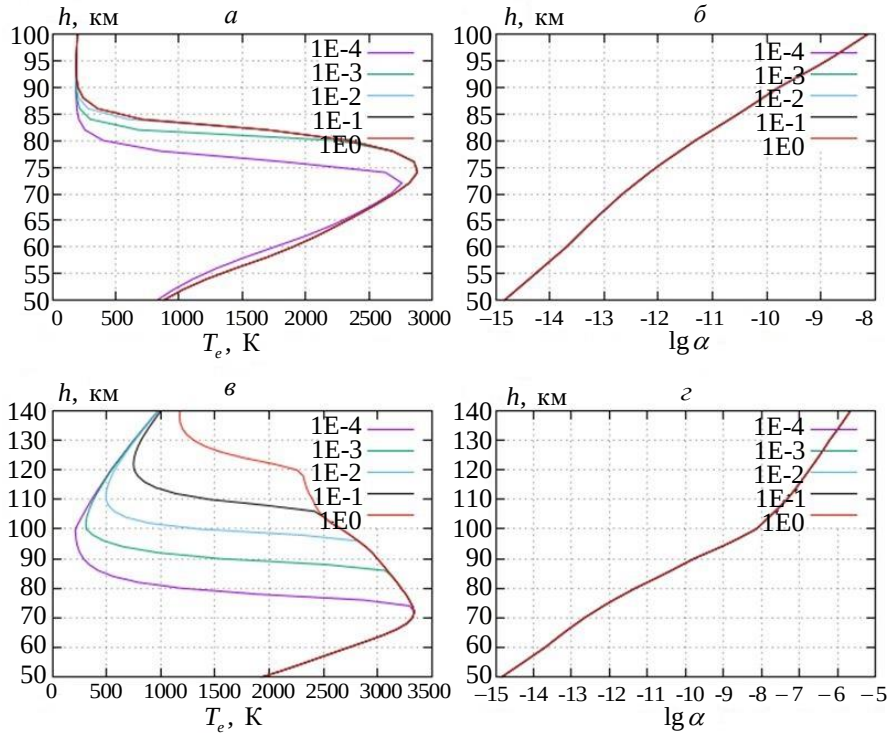


Рис. 7. Температура и степень ионизации при частоте f =3 МГц (а), 10 МГц (б) и плотности потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ *эрг / см^{2}с* без учета влияния потерь на возбуждение метастабильных состояний

На рис. 8 представлено поведение электронной температуры и значения различных слагаемых в правой части уравнения (4) для температуры электронов. Как показывают расчеты возбуждение колебательных состояний имеют определяющий вклад в поведение электронной температуры.

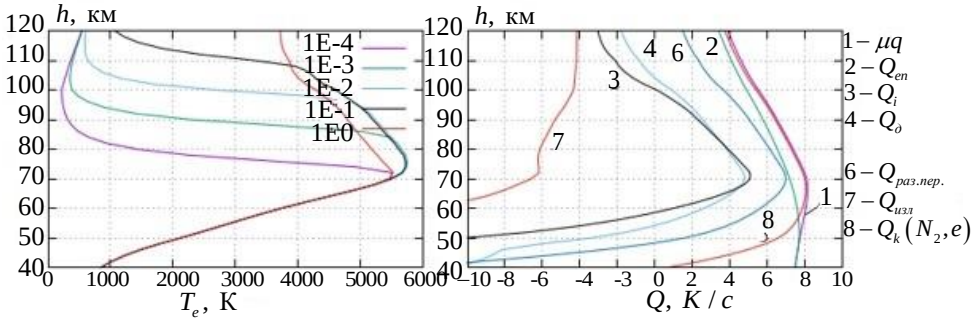


Рис. 8. Температура и правые части ур. (4) при частоте $f = 10$ МГц и плотности потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ *эрг / см²с* без учета влияния потерь на возбуждение метастабильных состояний при уменьшении константы скорости возбуждения колебательных состояний на один порядок

При завышенной константе скорости возбуждения колебательных состояний увеличение на порядок плотности потока радиоизлучения приводит к существенному росту максимальной электронной температуры (рис. 9) и, соответственно, более чем на порядок возрастает степень ионизации.

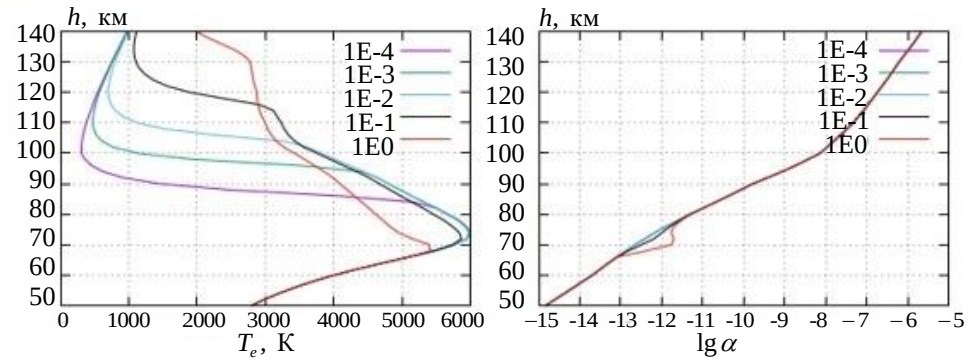


Рис. 9. Температура электронов и степень ионизации при плотности потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^5$ *эрг / см²с* и частоте $f = 10$ МГц при оценке константы скорости сверху

Следует отметить, что определенным резервуаром колебательной энергии является молекула N_2, для которой спонтанный переход запрещен. Именно реакция $N_2(0) + e \leftrightarrow N_2(1) + e$ дает основной вклад в уменьшение электронной температуры и в последующую

трансформацию колебательной энергии. В целом отметим, что для дневных условий температура тяжелых частиц в области максимальных электронных температур мало отличается от фоновой.

Численный анализ также показал, что значительную часть энергии электронов забирает процесс возбуждения нижних метастабильных состояний молекулы O_2. Поэтому были выполнены специальные расчеты с включением блока возбуждения метастабильных состояний без учета процессов возбуждения колебательных уровней молекул, также с вариацией константы скорости возбуждения основного уровня $O_2(^1\Delta_g)$ на порядок величины.

На рис. 10 показаны результаты расчетов, из которых следует, что при уменьшении константы скорости изменение в поведении электронной температуры аналогично тому, что происходит при уменьшении скорости возбуждения колебаний.\

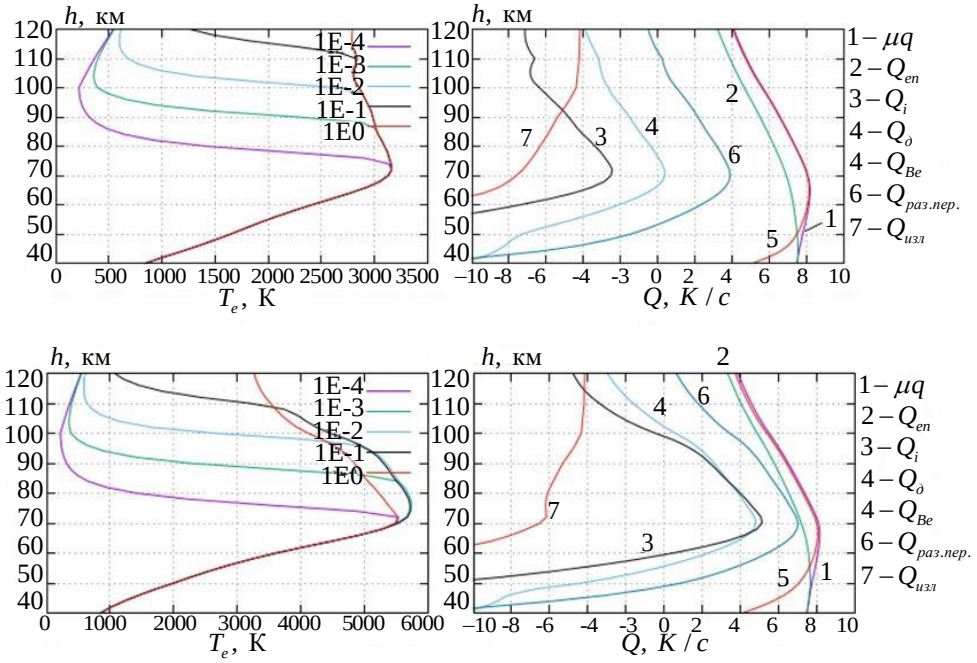


Рис. 10. Распределения температуры электронов (Te) и правых частей ур. (4) при плотности потока радиоизлучения $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ *эрг / см²с* и частоте $f = 10$ МГц при константе скорости возбуждения метастабильного состояния $O_2\left(^1\Delta_g\right)$, отличающейся на порядок (а) и на два порядка (б)

в) Расчет оптического излучения D-области ионосферы

По температуре и концентрациям частиц рассчитывалось возбуждение метастабильных и колебательных уровней молекул. В целом такой расчет и анализ полученных результатов представляет

собой трудоемкую задачу, так как большую роль играет обмен колебательными квантами между компонентами, а также требует большого расчетного времени. Соответствующий кинетический блок, определяющий заселенность колебательных состояний молекул группы V, содержит в себе 106 кинетических реакций, включающих обмен и возбуждение молекул, указанных в таблице 1. Перечень кинетических реакций и характеристики переходов приведены в приложении к монографии [16].

На рис. 11-12 представлен один из вариантов расчета, на котором показаны результирующие высотные профили электронной температуры для двух вариантов частот (учтены все неупругие процессы), а также результаты расчета коэффициентов излучения для некоторых компонентов колебательного блока, ответственных за инфракрасное излучение возмущенной области, при оценке констант скоростей снизу.

Коэффициенты излучения определялись по формуле

$$\varepsilon_\nu = n^* \cdot h\nu \cdot A,$$

где n^* — концентрация возбужденных частиц; $h\nu$ — энергия кванта; A — вероятность спонтанного перехода.

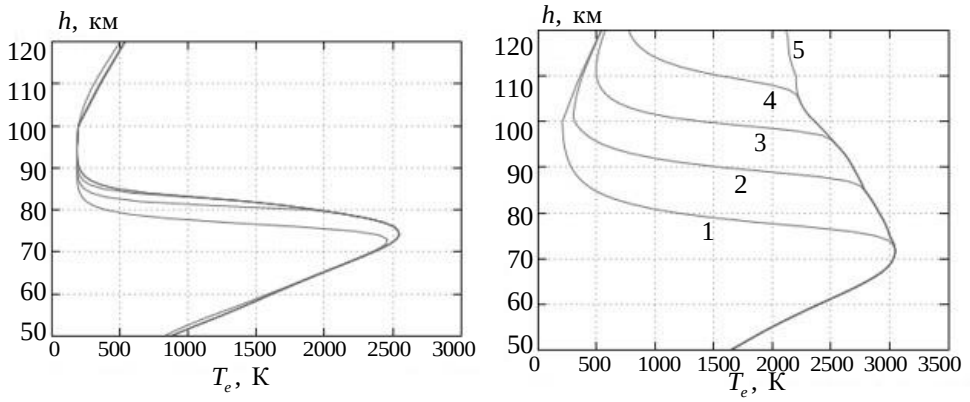


Рис. 11. Температура электронов на моменты времени: 1 – 1E-4 с; 2 – 1E-3 с; 3 –1E-2 с; 4 – 1E-1 с; 5 – 1.0 с. Параметры расчета: плотность потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ *эрг / см*^{2}*с* , частота радиоволны f = 3 МГц (а), 10 МГц (б). Константы скорости возбуждения нижнего метастабильного уровня $O_2\left(^1\Delta_g\right)$ и основного колебательного состояния N2(1) снижены на один порядок

Полученные результаты показали, что даже несмотря на небольшое возмущение электронной температуры (в 6–10 раз по сравнению с начальной ионосферной температурой для высоких констант скоростей, в 25 раз — для низких констант скоростей основных кинетических процессов) это приводит к усилению инфракрасного свечения и ухудшению фоновой обстановки.

Предварительные оценки показали, что коэффициенты излучения ИК-области по сравнению с естественным фоном возрастают на 3–4 порядка.

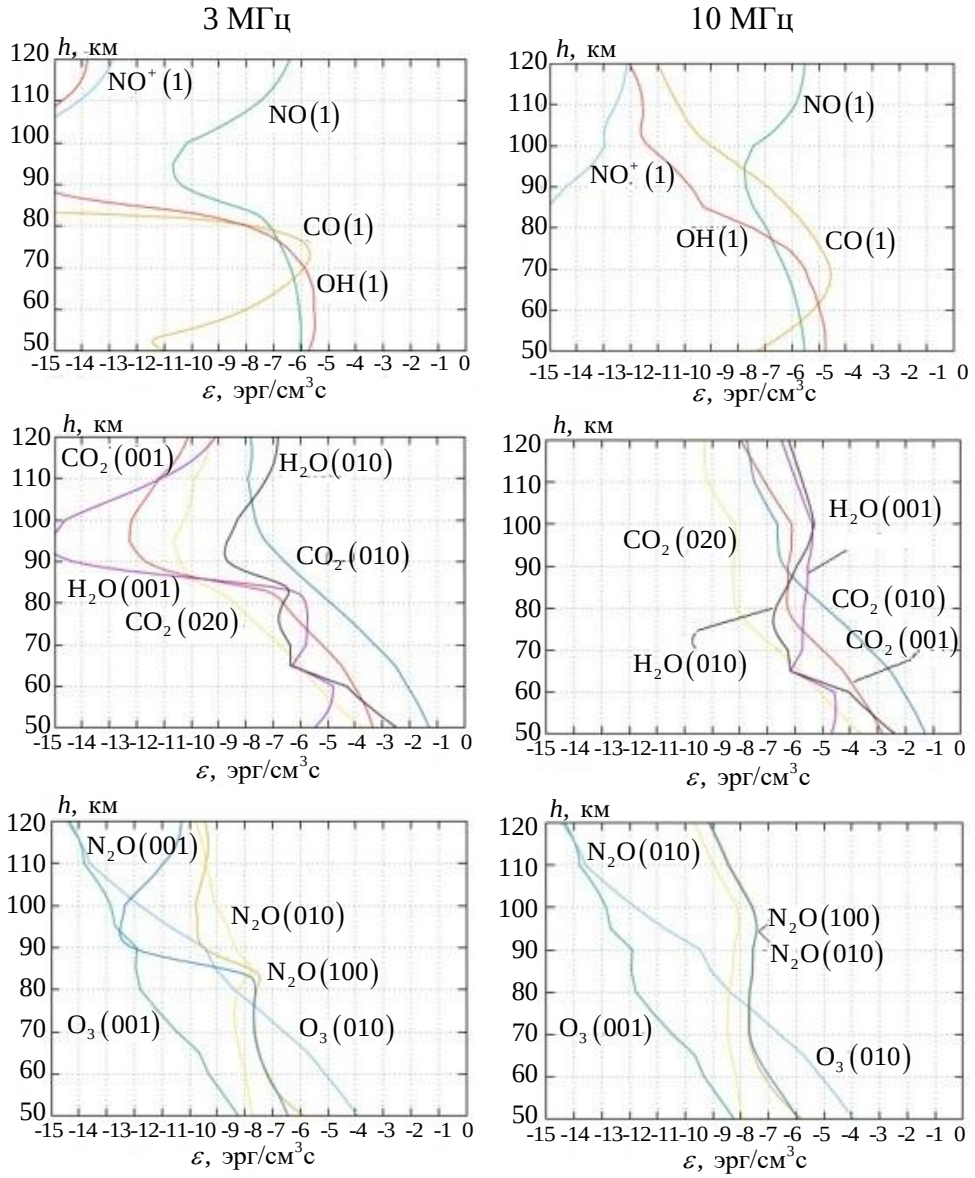


Рис. 12. Коэффициенты излучения на момент времени 1 с Параметры расчета: плотность потока радиоволн $q_0 = 2.65 \cdot 10^4$ *эрг / см²с* , частота радиоволны f = 3 МГц , 10 МГц. Константы скорости возбуждения нижнего метастабильного уровня $O_2(^1\Delta_g)$ и основного колебательного состояния $N_2(1)$ снижены на один порядок

Таким образом, физическая модель и ее численный алгоритм, описанные в данной работе, позволили выполнить многочисленные расчеты пространственно-временного изменения основных

параметров возмущенной области — температуры и концентрации электронов, исследовать взаимосвязь между кинетическими процессами и определить их влияние на электронную температуру, определить концентрации малых составляющих атмосферы и рассчитать коэффициенты излучения в видимом и инфракрасном диапазоне спектра.

5. О возможном возникновении и характере газодинамического течения. В ночных условиях уровень максимального поглощения КВ-излучения смещается выше уровня, соответствующего дневным условиям. Подъем нижней границе электронной концентрации в ночной ионосфере на h = 80 км и уменьшение концентрации тяжелых частиц более чем на два порядка приводит к возможности роста температуры тяжелых частиц, следовательно, к развитию газодинамического движения.

Как показали расчеты для ночных условий, то есть для высот ~ 80 км, температуры тяжелых частиц и электронов за время ~ 1 с выравниваются, и область возмущения в среднем становится однотемпературной. При $T \approx 3000$ К характерное время развития газодинамического течения $t_g \cong R/\overline{\upsilon} \cong 10^6/1{,}5\cdot 10^5 \cong 7$ с, то есть значительно большие времена релаксации температур. В данной работе приведены предварительные численные исследования развития газодинамического возмущения на время $t \geq 1 \div 2$ с на основе двумерной системы уравнений газовой динамики в приближении двухатомного газа без учета дальнейшего разогрева области радиоизлучением.

На данном этапе исследований, чтобы расширить возможности разработанного алгоритма, постановка задачи носила в определенной степени модельный характер с существенным завышением пространственных и энергетических характеристик по сравнению с указанными выше.

Расчетная область представляла собой цилиндр в диапазоне высот от 35 до 120 км и радиусом 30 км; радиус радиолуча составляет 16 км.

Рассматривалась модельная задача с включением теплового источника и последующим его отключением. Так как масштаб задачи $L_x > \Delta,$ то возникает существенная трудность, связанная с экспоненциальным изменением плотности с высотой. При задании на таком плотностном профиле температурного возмущения быстро возрастает вычислительная ошибка. Удовлетворительный результат дал прием, заключающийся в обезразмеривании на естественно изменяющиеся плотность и давление, предложенный в монографии [16]. В качестве характерных величин были взяты:

$$L_x = \Delta = \frac{RT}{\mu g} = 8 \text{ км}, \quad t_x = \frac{L_x}{U_x} = 30 \text{ с}, \quad U_x = \sqrt{gL_x} = 293.2 \text{ м/с},$$

$$\rho_x = \rho_0 e^{-\frac{h}{\Delta}}, \quad P_x = P_0 e^{-\frac{h}{\Delta}}, \quad T_x = T_0 = 300 \text{ К}.$$

Таким образом, двумерная система уравнений в безразмерном виде принимает вид:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \bar{t}} + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} \left(\bar{r} \bar{u}_r \bar{\rho} \right) + \frac{\partial \left(\bar{u}_z \bar{\rho} \right)}{\partial \bar{z}} = \bar{\rho} \bar{u}_z , \tag{5}$$

$$\frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_r \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{r}} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{u}_r}{\partial \bar{z}} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{r}} , \tag{6}$$

$$\frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{z}} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{r}} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \bar{z}} + \left(\bar{T} - 1 \right), \tag{7}$$

$$\frac{5}{2} \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{t}} + \bar{u}_z \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{z}} + \bar{u}_r \frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}} \right) + \bar{T} \left(\frac{\partial \bar{u}_z}{\partial \bar{z}} + \frac{1}{\bar{r}} \frac{\partial \left(\bar{r} \bar{u}_r \right)}{\partial \bar{r}} \right) = S(\bar{t}, \bar{z}, \bar{r}) , \tag{8}$$

$$\bar{P} = \bar{\rho} \bar{T} . \tag{9}$$

В результате в начальный момент времени на всех высотах $\bar{\rho} = 1$. При этом возникающие в правой части безразмерных уравнений дополнительные члены не вносят существенной трудности в расчетный алгоритм.

Граничные условия имели следующий вид:

Для плотности:

$$\bar{\rho}(\bar{t}, \bar{r}_k, \bar{z}) = \bar{\rho}(\bar{t}, \bar{r}, \bar{z}_0) = \bar{\rho}(\bar{t}, \bar{r}, \bar{z}_k) = 1 ;$$

$$\left. \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \bar{r}} \right|_{\bar{r}=0} = 0 .$$

Для компонент скорости:

$$\bar{u}_r = \bar{u}_r(t, \bar{r}_k, \bar{z}) = \bar{u}_r(t, \bar{r}, \bar{z}_0) = \bar{u}_r(t, \bar{r}, \bar{z}_k) = 0 ;$$

$$\bar{u}_z(t, \bar{r}_k, \bar{z}) = \bar{u}_z(t, \bar{r}, \bar{z}_0) = \bar{u}_z(t, \bar{r}, \bar{z}_k) = 0 ;$$

$\bar{u}_z(t, \bar{r}_0, \bar{z})$ — рассчитывается по формулам численной схемы на каждом шаге по пространству.

Для температуры:

$$\bar{T}(t, \bar{r}_k, \bar{z}) = \bar{T}(t, \bar{r}, \bar{z}_0) = \bar{T}(t, \bar{r}, \bar{z}_k) = 1 ;$$

$$\left.\frac{\partial \bar{T}}{\partial \bar{r}}\right|_{\bar{r}=0} = 0 .$$

Для моделирования процесса разогрева ионосферы в правой части уравнения (8) задавался модельный тепловой источник $S(\bar{t},\bar{z},\bar{r})$ в виде

$$S(\bar{t},\bar{z},\bar{r}) = \begin{cases} \dfrac{S_{\max}}{\tau_1} t \exp\left[-\left(2z-160\right)^2 - r^2\right]; \\ 0 \end{cases}$$

$$t \le \tau_2, r \le 16;$$
$$t > \tau_2, r > 16.$$

где τ_1 — время роста мощности источника; τ_2 — время окончания воздействия; $S_{\max}$ — максимальная мощность теплового источника.

Среди рассмотренных схем наиболее оптимальной по точности, времени счета и программной реализации была схема Мак-Кормака, которая является явной двухшаговой разностной схемой, порядок аппроксимации которой $O(\tau^2 + h^2)$. В ней на двух последовательных шагах по времени попеременно используются конечные разности вперед и назад по пространственным переменным. Однако, в случае необходимости получения более точного решения наиболее приемлемыми являются метод Лакса-Вендроффа или сеточно-характеристический метод.

Общий характер поведения разогретой области зависит от ее начальной геометрии и накопленной в ней энергии. При большой энергии, образование сильно разреженной полости с размерами больше высоты однородной атмосферы приводит к тому, что скорость вертикальной конвекции может превышать скорость звука. Радиальная скорость имеет меньшую величину, но все же дает существенный вклад в газодинамическое течение с образование вихреподобной структуры (рис. 13).

Анализ показывает, что при большой энергии радиоволн полное решение задачи о разогреве *D*-области ионосферы требует совместного решения термодинамической и кинетической задачи при условии неравновесности процессов. Следует отметить, что при решении такого рода задач о газодинамическом развитии возмущенной области наиболее сложными уравнениями являются уравнения для температуры электронов T_e и температуры тяжелых частиц $T = T_i - T_0$, так как на их поведение влияет большое число

кинетических процессов [29]. В работах [30; 31] показано, что при решении такого ряда задач весьма эффективным является метод расщепления по физическим процессам $T_e = T_g y_e$, $T = T_g y$, где T_g — газодинамическая температура, обусловленная адиабатическим процессом движения идеального газа; y_e, y — функции, уравнения для которых можно записать для отдельной массовой частицы, и которые учитывают упругие и неупругие процессы и выход излучения. Таким образом, уравнение для T_g соответствует однотемпературному приближению $T_g = T$ идеального газа.

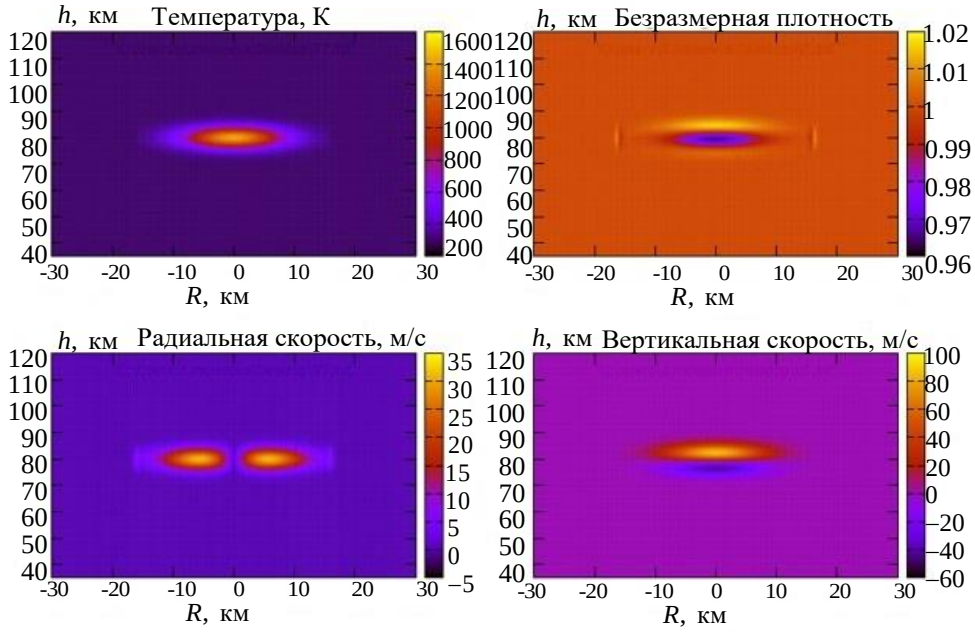


Рис. 13. Параметры возмущенной области (температура, плотность, составляющие скорости). Время расчета 3 с, шаг по пространству $dr = dz = 0.01$ (сетка равномерная), шаг по времени $\tau = 0.001$, $\alpha = 0.1$, $S_{\max} = 15$, $\tau_1 = 0.02$, $\tau_2 = 0.22$

Заключение. В данной работе выполнены численные исследования процессов в нижней ионосфере при воздействии на нее потока радиоволнового излучения. В целом можно считать, что с точки зрения теплового разогрева ионосферы, то принятые в работе характеристики процессов соответствуют оценке.

Дальнейшее исследование будет направлено на уточнение физической модели задачи как в кинетическом, так и в термодинамическом отношении.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИАП РАН.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Иванов-Холодный Г.С., Никольский Г.М. *Солнце и ионосфера*. Москва, Наука, 1969.

[2] Ратклифф Дж. *Введение в физику ионосферы и магнитосферы.* Москва, Мир, 1975.

[3] Бауэр З. *Физика планетных ионосфер.* Москва, Мир, 1976.

[4] Ришбет Г., Гарриот О.К. *Введение в физику ионосферы*. Ленинград, Гидрометеоиздат, 1975.

[5] Мак-Ивен М., Филлипс Л. *Химия атмосферы.* Москва, Мир, 1978.

[6] Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. *Физика ионосферы*. Москва, Наука, 1988.

[7] Фролов В.Л., Бахметьева Н.В., Беликович В.В. и др. Модификация ионосферы Земли мощным коротковолновым излучением. *Успехи физических наук,* 2007, 177, № 3, с 330–340.

[8] Гуревич А.В. Нелинейные явления в ионосфере. *Успехи физических наук*, 2007, 177, № 11, с. 1145–1177.

[9] Streltsov A.V., Bertheier J.J., Chernyshov A.A., Frolov V.L., Honary F., Kosch M.J. et al. Past, present and future of active frequency experiments in space. *Space Sci. Rev.*, 2018, 214, No. 118, pp. 1–122.

[10] Моисеева Д.С., Моторин А.А., Ступицкий Е.Л. Численные исследования параметров возмущенной области, образующейся в нижней ионосфере под действием направленного потока радиоизлучения от наземного источника. *Компьютерные исследования и моделирование,* 2018, 10, № 5, с. 679–708.

[11] Kero A., Vierinen J., Enell C.-F., Virtanen I., Turunen E. New incoherent scatter diagnostic methods for the heated D-region ionosphere. *Ann. Geophys*, 2008, 26, pp. 2273–2279.

[12] Tomko A.A., Ferraro A.J., Lee H.S., Mitra A.P. A theoretical model of D-region ion chemistry modifications during high power radio wave heating. *J. Atmos. Terr. Phys*., 1980, 42, pp. 275–285.

[13] Tomko A.A., Ferraro A.J., Lee H.S. D-region absorption effects during high-power radio wave heating. *Radio Science*, 1980, 15, No. 03, pp. 675-682.

[14] Kero A., Bösinger, T., Pollari, P. et al. First EISCAT measurement of electron-gas temperature in the artificially heated D-region ionosphere. *Annales Geophysical*, 2000, 18, pp. 1210–1215.

[15] Enell C.-F, Kero A, Turunen E et al. Effects of D-region RF heating studied with the Sodankylä Ion Chemistry model. *Annales Geophysicae*, 2005, 23, pp. 1575-1583.

[16] Ступицкий Е.Л., Холодов А.С. *Физические исследования и математическое моделирование крупномасштабных геофизических экспериментов*. Долгопрудный, Изд-во «Интеллект», 2019.

[17] Моисеева Д.С. Разработка методологического аппарата для определения параметров ионосферы, возмущенной мощным направленным потоком радиоволн от наземного источника. *Автореферат дисс. канд. физ.-мат. наук.* Долгопрудный, МФТИ, 2021.

[18] Мак-Даниэль И. *Процессы столкновений в ионизованных газах*. Москва, Мир, 1967.

[19] Митчнер М., Кругер Ч. *Частично-ионизованные газы*. Москва, Мир, 1976.

[20] Омхольт А. *Полярные сияния*. Москва, Мир, 1974.

[21] Хастед Дж. *Физика атомных столкновений*. Москва, Мир, 1965.

[22] Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М. *Явления переноса в слабоионизированной плазме*. Москва, Атомиздат, 1975.

[23] Гордиец Б.Ф, Марков Н.Н., Шелепин Л.А. Теория инфракрасного излучения околоземного космического пространства. *Труды АН СССР*, 1978, 105, с. 7-71.

[24] Ступицкий Е.Л., Репин А.Ю. *Методика исследования кинетики ионизационно-химических и оптических возмущений в атмосфере на основе численного моделирования*. ЦФТИ МО РФ, 2002.

[25] Перов С.П, Хриган А.Х. *Современные проблемы атмосферного озона.* Ленинград, Гидрометеоиздат, 1980.

[26] Turco R.P. Photodissociation rates in the atmosphere below 100 km. *Geophysical Surveys*, 1975, 2, pp. 153–192.

[27] *Справочник. Околоземное космическое пространство*. Москва, Мир, 1988.

[28] Прияткин С.Н., Ступицкий Е.Л. Неравновесные процессы при разлете бариевого облака в поле солнечного излучения. *Космические исследования*, 1992, 30, № 2, с. 253.

[29] Морозов Д.В., Ступицкий Е.Л. *Воздействие на ионосферу земли направленного потока радиоизлучения от наземного источника*. IX Международная конференция по волновой электродинамике, Ярославль, ч.1,2, 2011.

[30] Ступицкий Е.Л. *Динамика мощных импульсных излучений и плазменных образований.* Москва, Физматлит, 2006.

[31] Ступицкий Е.Л., Любченко О.С., Худавердян А.М. Неравновесные процессы при разлете высокотемпературного плазменного сгустка. *Квантовая электроника*, 1985, 12, № 5, с. 1038–1049.

Статья поступила в редакцию 23.06.2023

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Ступицкий Е.Л., Моисеева Д.С., Моторин А.А. Математическое моделирование воздействия радиоизлучения на нижнюю ионосферу. *Математическое моделирование и численные методы,* 2024, № 1, с. 67–92.

Ступицкий Евгений Леонидович — д-р техн. наук, профессор, главный научный сотрудник ИАП РАН. e-mail: stup@bk.ru

Моисеева Дарья Сергеевна — канд. физ.-мат. наук, младший научный сотрудник ИАП РАН. e-mail: moiseevads@rambler.ru

Моторин Андрей Анатольевич — младший научный сотрудник ИАП РАН. e-mail: vansp91@gmail.com

Mathematical modeling of the impact of radio waves on the lower ionosphere

© E.L. Stupitskij, D.S. Moiseeva, A.A. Motorin

ICAD RAS, Moscow, 123056, Russia

The paper presents numerical studies of the parameters of the lower ionosphere when heated by high-frequency radio waves of various frequencies and powers. The main attention is paid to the interrelation between the energy and kinetic parameters of the disturbed D-region of the ionosphere in the processes that determine the absorption and transformation of the radio beam energy flux in space and time. The possibility of a

significant difference in the behavior of the parameters of the disturbed region in the daytime and at nighttime, both in magnitude and in space-time distribution, is shown. In the absence of sufficiently reliable values of the rate constants for a number of important kinetic processes, numerical studies were carried out in stages with the gradual addition of individual processes and kinetic blocks corresponding at the same time to a certain physical content. It is shown that the energy thresholds for inelastic collisions of electrons with air molecules are the main ones. This approach made it possible to detect the effect of the emergence of a self-oscillating mode of changing parameters if the main channel for energy losses in inelastic processes is the most energy-intensive process – ionization. This effect may play a role in plasma studies using high-frequency inductive and capacitive discharges. The results of calculations of the ionization and optical parameters of the disturbed D-region for daytime conditions are presented. The electron temperature, density, emission coefficients in the visible and infrared ranges of the spectrum are obtained for various values of the power of the radio beam and its frequency in the lower ionosphere. The influence on the electron temperature and on the general behavior of the parameters of energy losses by electrons on the excitation of vibrational and metastable states of molecules has been studied in detail. It is shown that under nighttime conditions, when the electron concentration begins at altitudes of about 80 km, and the concentration of heavy particles decreases by two orders of magnitude com-pared to the average D-region, large-scale gas-dynamic motion can develop with sufficient radio emission power The algorithm was developed based on the McCormack method and two-dimensional gas-dynamic calculations of the behavior of the parameters of the perturbed region were performed with some simplifications of the kinetics.

***Keywords**: numerical modeling, lower ionosphere, HF radio waves, temperature, kinetics*

REFERENCES

[1] Ivanov-Kholodnyy G.S., Nikol'skiy G.M. *Solntse i ionosfera* [Sun and ionosphere]. Moscow, Nauka, 1969.

[2] Ratcliffe J.A. *An introduction to the ionosphere and magnetosphere*. Cambridge University Press, 1972/

[3] Bauer S. *Physics of planetary ionospheres*. Springer-Verlag. Berlin Heidelberg New York, 1973.

[4] Rishbeth H., Garriott O.K. *Introduction to Ionospheric Physics*. Academic Press, New York, 47, 1969.

[5] McEwan M.J.; Phillips L.F. *Chemistry of the atmosphere*. New York, Halsted Press, 1975.

[6] Bryunelli B.E., Namgaladze A.A. *Fizika ionosfery* [Physics of the ionosphere] — Moscow, Nauka, 1988.

[7] Frolov V.L, Bakhmet'eva N.V, Belikovich V.V. et al. Modification of the Earth's ionosphere by high-power high-frequency radio waves. *Physics-Uspekhi*, 2007, 50, no. 3, pp. 315–324.

[8] Gurevich A.V. Nonlinear effects in the ionosphere. *Physics-Uspekhi*, 2007, 50, no.11, pp. 1091-1121.

[9] Streltsov A.V., Bertheier J.J., Chernyshov A.A., Frolov V.L., Honary F., Kosch M.J. et al. Past, present and future of active frequency experiments in space. *Space Sci. Rev*., 2018, 214, no. 118, pp. 1–122.

[10] Moiseeva D.S., Motorin A.A., Stupitskij E.L. — *Computer Research and Modeling*, 2018, 10, no. 5, pp. 679–708.

[11] Kero A., Vierinen J., Enell C.-F., Virtanen I., Turunen E. New incoherent scatter diagnostic methods for the heated D-region ionosphere. *Ann. Geophys*, 2008, 26, pp. 2273–2279.

[12] Tomko A.A., Ferraro A.J., Lee H.S., Mitra A.P. A theoretical model of D-region ion chemistry modifications during high power radio wave heating. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 1980, 42, pp. 275–285.

[13] Tomko A.A., Ferraro A.J., Lee H.S. D-region absorption effects during high-power radio wave heating. *Radio Science*, 1980, 15, No. 03, pp. 675-682.

[14] Kero A., Bösinger, T., Pollari, P. et al. First EISCAT measurement of electron-gas temperature in the artificially heated D-region ionosphere. *Annales Geophysical*, 2000, 18, pp. 1210–1215.

[15] Enell C.-F, Kero A, Turunen E. Effects of D-region RF heating studied with the Sodankylä Ion Chemistry model. Annales Geophysicae, 2005, 23, pp. 1575-1583.

[16] Stupitskij E.L., Kholodov A.S. *Fizicheskie issledovaniya i matematicheskoe modelirovanie krupnomasshtabnyh geofizi-cheskih eksperimentov* [Physical research and mathematical modeling of large-scale geophysical experiments]. Dolgoprudnyj, «Intellekt» Publishers, 2019.

[17] Moiseeva D.S. — *Ph.D. thesis. Dolgoprudnyy*, MIPT, 2021.

[18] McEwan M.J.; Phillips L.F. *Chemistry of the atmosphere*. New York, Halsted Press, 1975.

[19] Mitchner M., Kruger Ch. H Jr. *Partially ionized gases*. New York, Wiley, 1973.

[20] Omholt A. *The Optical Aurora*. Springer-Verlag, 1971.

[21] Hasted J. *Physics of atomic collisions*. Butterworth, Washington, D.C., 1964.

[22] Yeletskiy A.V., Palkina L.A., Smirnov B.M. *Yavleniya perenosa v slaboionizirovannoy plazme* [Transport Phenomena in Weakly Ionized Plasma]. Moscow, Atomizdat, 1975.

[23] Gordiyets B.F, Markov N.N., Shelepin L.A. — *Proceedings of the Academy of Sciences of the USSR*, 1978, 105, pp. 7–71.

[24] Stupitskij E.L., *Repin A.Yu. Metodika issledovaniya kinetiki ionizatsionno-khimicheskikh i opticheskikh vozmushcheniy v atmosfere na osnove chislennogo modelirovaniya* [Methodology for studying the kinetics of ionization-chemical and opti-cal disturbances in the atmosphere based on numerical simulation]. TSFTI MO RF, 2002.

[25] Perov S.P, Khrgian A.Kh. *Sovremennyye problemy atmosfernogo ozona* [The current problems of atmospheric ozone]. Leningrad, Gidrometeoizdat, 1980.

[26] Turco R.P. Photodissociation rates in the atmosphere below 100 km. *Geophysical Surveys*, 1975, 2, pp. 153–192.

[27] *Spravochnik. Okolozemnoye kosmicheskoye prostranstvo* [Reference book. Near-Earth outer space]. Moscow, Mir, 1988.

[28] Priyatkin S.N., Stupitskij E.L. — *Cosmic Research*, 1992, 30, no. 2, pp. 253.

[29] Morozov D.V., Stupitskij E.L. — *IX International Conference on Wave Electrodynamics*, Yaroslavl, Parts 1, 2, 2011.

[30] Stupitskij E.L. *Dinamika moshchnykh impul'snykh izlucheniy i plazmennykh obrazovaniy* [Dynamics of powerful pulsed radiation and plasma formations.]. Moscow, Fizmatlit, 2006.

[31] Stupitskij E.L., Lyubchenko O.S., Khudaverdyan A.M. — *Quantum electronics*, 1985, 12, no. 5, p. 1038–1049.

Stupitskij E.L., Dr. Sci. (Eng.), Professor, Chief Researcher, ICAD RAS. e-mail: stup@bk.ru

Moiseeva D.S., Cand. Sc. (Phys. — Math.), Junior Researcher, ICAD RAS. e-mail: moiseevads@rambler.ru

Motorin A.A., Junior Researcher, ICAD RAS. e-mail: vansp91@gmail.com