

УДК: 550.388.2

Физические исследования и численное моделирование воздействия мощного потока радиоизлучения на нижнюю ионосферу. Часть 2. Результаты численных расчетов и их анализ

Д. С. Моисеева^а, Е. Л. Ступицкий^б

Институт автоматизации проектирования Российской академии наук,
Россия, 123056, г. Москва, ул. 2-я Брестская, д. 19/18

E-mail: ^а moiseevads@rambler.ru, ^б stup@bk.ru

*Получено 26.10.2022, после доработки — 30.06.2023.
Принято к публикации 11.07.2023.*

Во второй части работы представлены численные исследования параметров нижней ионосферы на высотах 40–90 км при воздействии на нее мощного потока коротковолнового радиоизлучения различной частоты и мощности. Постановка задачи изложена в первой части работы. 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. Получено высотно-временное распределение поглощенной мощности излучения, что необходимо при исследованиях более высоких слоев ионосферы. 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: активные эксперименты, нижняя ионосфера, КВ-радиоволны, нагревные стенды, численное моделирование, температура, кинетика

Работа выполнена в рамках государственного задания ИАП РАН.

UDC: 550.388.2

Physical research and numerical modeling of the lower ionosphere perturbed by powerful radio emission. Part 2. Results of numerical calculations and their analysis

D. S. Moiseeva^a, E. L. Stupitskij^b

Institute of Computer Aided Design of the Russian Academy of Sciences,
19/18 2-nd Brestskaya st., Moscow, 123056, Russia

E-mail: ^a moiseevads@rambler.ru, ^b stup@bk.ru

Received 26.10.2022, after completion — 30.06.2023.

Accepted for publication 11.07.2023.

The second part presents numerical studies of the parameters of the lower ionosphere at altitudes of 40–90 km when heated by powerful high-frequency radio waves of various frequencies and powers. The problem statement is considered in the first part of the article. 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 height-time distribution of the absorbed radiation power is calculated, which is necessary in studies of higher layers of the 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 compared 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 simulation, lower ionosphere, HF radio waves, active experiments, heating facility, temperature, kinetics

Citation: *Computer Research and Modeling*, 2023, vol. 15, no. 5, pp. 1237–1262 (Russian).

The work was performed within the state task of the ICAD RAS.

1. Введение

При исследовании ионизационных и оптических характеристик D -области ионосферы, возмущенной мощным потоком радиоизлучения, требуется рассматривать широкий спектр взаимосвязанных кинетических процессов.

Выражения, определяющие расход энергии электронов в упругих столкновительных процессах с тяжелыми и ионизованными тяжелыми частицами, хорошо известны и приведены в первой части работы [Моисеева, Ступицкий, 2023]. В отношении неупругих столкновений процессы можно подразделить на две группы по их энергетическому порогу E :

- **процессы с высоким энергетическим порогом** — ионизация ($E \sim 12 \div 15$ эВ), диссоциация N_2 , O_2 ($E \sim 8$ эВ), возбуждение разрешенных электронных переходов ($E \sim 6 \div 8$ эВ);
- **процессы с низким энергетическим порогом** — возбуждение метастабильных уровней ($E \sim 1 \div 2$ эВ), возбуждение колебаний ($E \sim 0,3$ эВ).

Так как константа скорости прямого процесса обычно пропорциональна $\exp\left(-\frac{E}{T_e}\right)$, то для указанных групп процессов константы скоростей будут существенно различаться, а значит, и влияние процессов на электронную температуру T_e будет различно.

Для ряда реакций второй группы, которые имеют существенное влияние на изменение параметров ионосферной плазмы (электронной температуры и концентрации), отсутствуют достаточно точные значения констант скоростей. С учетом данного замечания и сложности одновременного анализа всей совокупности кинетических процессов поставленная задача решалась поэтапно — с постепенным добавлением отдельных групп, соответствующих в то же время определенному физическому содержанию. Такой подход позволил выявить роль отдельных процессов на поведение искусственно возмущенной D -области. Также были проведены дополнительные численные исследования, учитывающие неопределенность в константах скоростей реакций возбуждения колебательных и метастабильных уровней молекул кислорода и азота.

2. О взаимосвязи энергетических и кинетических параметров в процессе ионизации газа

Рассмотрим влияние первой группы высокоэнергетических процессов (ионизации) на электронную температуру.

Система уравнений без учета динамики газа имеет вид

$$\frac{d\alpha}{dt} = j_{ei} n^2 \alpha \left[(1 - \alpha) \frac{K_e}{n} - \alpha^2 \right], \quad (1)$$

$$\frac{dT_e}{dt} = \underbrace{\frac{5,1 \cdot 10^{14} q(h) v_e}{[(\omega - \omega_{ce})^2 + \nu_e^2]}}_{Q_e^\mu} - \underbrace{\left(\frac{2}{3} \cdot 11\,610 \cdot I + T_e \right) j_{ei} n^2 \left[(1 - \alpha) \frac{K_e}{n} - \alpha^2 \right]}_{Q_e^i} - \underbrace{\frac{T_e - T}{\tau_{ei}} - \frac{T_e - T}{\tau_{eo}}}_{Q_e^y}, \quad (2)$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{3}{5} \alpha \left(\frac{T_e - T}{\tau_{ei}} + \frac{T_e - T}{\tau_{eo}} \right), \quad (3)$$

$$K_e = 4,85 \cdot 10^{15} T_e^{3/2} \exp\left(-\frac{11\,610 \cdot I}{T_e}\right); \quad j_{ei} = \frac{1,71 \cdot 10^{-8}}{T_e^{9/2}},$$

где $\alpha = \frac{n_e}{n}$ — степень ионизации; n_e , n — концентрация электронов и тяжелых частиц, см^{-3} ; j_{ei} — скорость ионизации, $\text{см}^6/\text{с}$; K_e — константа равновесия, см^{-3} ; $q(h)$ — плотность потока радиоволн, $\text{эрг}/\text{см}^2\text{с}$; I — потенциал ионизации, эВ; T , T_e — температура тяжелых частиц и электронов, К;

$\frac{1}{\tau_{ei}} = \nu_{ei} \frac{2m}{M_i}$, $\frac{1}{\tau_{eo}} = \nu_{eo} \frac{2m}{M_o}$ — характерные времена обмена энергией между электронами и тяжелыми частицами, 1/с.

Система уравнений (1)–(3) существенно нелинейна и содержит три различных по физическому содержанию процесса: поглощение электронами радиоизлучения Q_e^μ , передачу энергии от электронов тяжелым частицам в упругих столкновениях Q_e^ν и ионизацию атомов (или молекул) электронами Q_e^i .

Для исследования развития ионизации используем инертные газы Ar ($I_{Ar} = 15,76$ эВ, $m_{Ar} = 39,948$ г/моль) и Xe ($I_{Xe} = 12,0$ эВ, $m_{Xe} = 131,3$ г/моль), в которых нет тех внутренних степеней свободы, которые есть у молекул. Кроме того, инертные газы широко применяются в лабораторных экспериментах, в частности при изучении высокочастотных индукционных и емкостных разрядов [Райзер, 1987]. В емкостных разрядах давление обычно значительно ниже атмосферного (~ 1 торр) и диапазон частот $f \sim 10^{-1} \div 10^2$ МГц.

Система уравнений (1)–(3) относится к обыкновенным дифференциальным уравнениям 1-го порядка. Для ее решения были рассмотрены стандартные численные методы: метод Эйлера с пересчетом (предварительный расчет и оценка поведения параметров), метод Рунге–Кутты 4-го порядка точности с адаптивным выбором шага интегрирования по времени. Оба метода, несмотря на разницу в точности, дали близкие результаты.

Начальные условия задавались приближенными к условиям ночной ионосферы (рис. 1). Концентрации электронов и тяжелых частиц брались из работы [Гуревич, Шварцбург, 1973]. Плотность потока соответствовала плотности потока нагревного стенда HAARP у поверхности Земли — $q_0 \sim 10^4$ эрг/см²с.

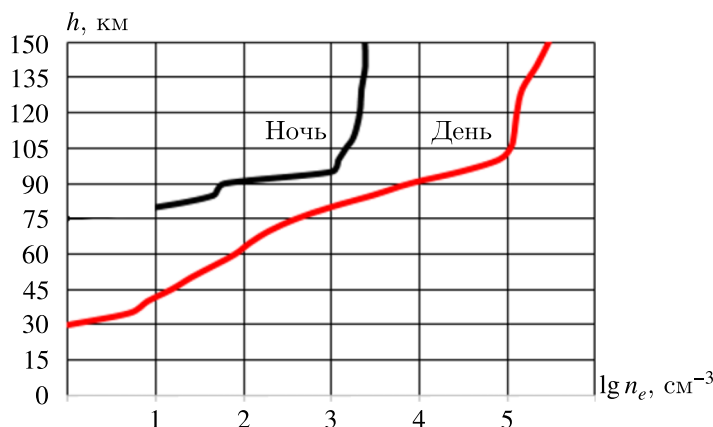


Рис. 1. Распределение свободных электронов в дневное и ночное время в невозмущенной ионосфере

В результате численных исследований обнаружен эффект развития автоколебаний основных параметров, возникающий при определенных значениях концентрации, плотности энергии и частоты радиоизлучения. Эффект отчетливо проявляется в главном энергетическом параметре системы — в электронной температуре. В меньшей степени он выражен в степени ионизации и температуре тяжелых частиц. На рис. 2–4 представлены результаты расчетов для ксенона. Автоколебания параметров наблюдаются при концентрациях n , соответствующих высотному диапазону $\sim 70 \div 80$ км, и заметном разогреве тяжелых частиц. Поведение для Ar аналогично.

Эффект заключается в следующем. Вследствие низкой начальной концентрации электронов их температура за несколько миллисекунд достигает ~ 7500 К (рис. 2, а). Пока $\alpha \ll 1$, частота столкновений электронов определяется столкновениями с нейтральными частицами и $\nu_e \cong \nu_{eo} \sim 10^6 \div 10^7$ 1/с, то есть ее значения значительно меньше $\omega = 6 \cdot 10^7$ 1/с. Определенное время при $T_e = 7500$ К степень ионизации экспоненциально растет, так как рекомбинация еще

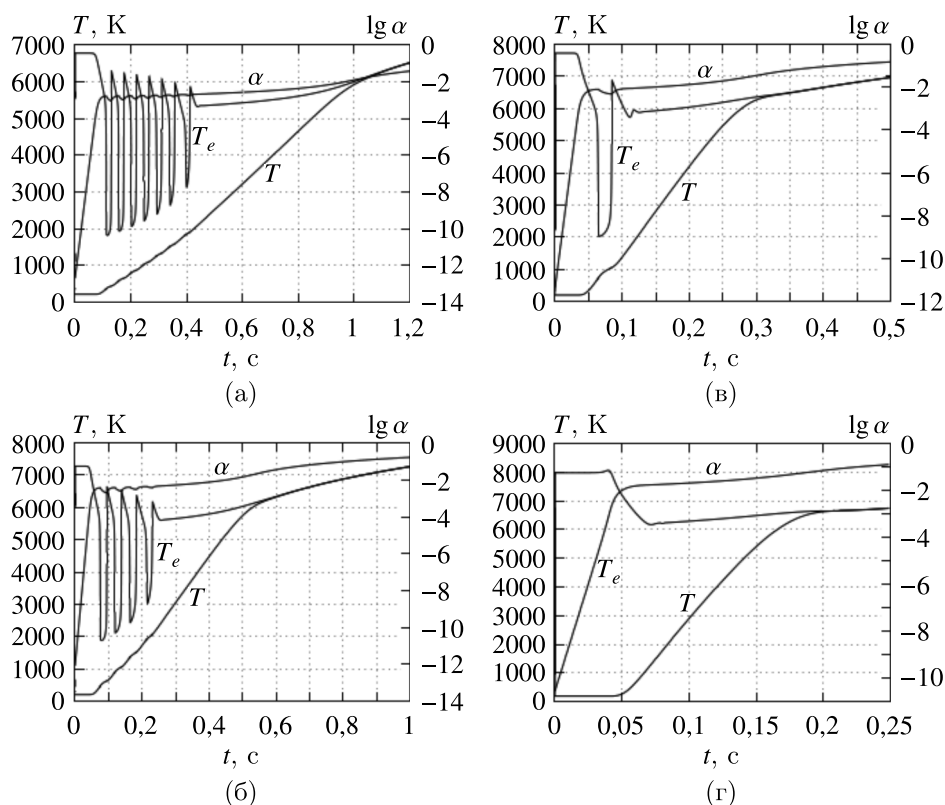


Рис. 2. Изменение температуры и степени ионизации для ксенона в зависимости от вариации концентрации тяжелых частиц при плотности потока радиоволн $q_0 = 2,65 \cdot 10^4$ эрг/см²с и частоте радиоволны $f = 3$ МГц. Параметры расчета: а) $q = 2,28$ эрг/см²с, $n = 9,06 \cdot 10^{14}$ см⁻³ ($h = 70$ км); б) $q = 1,99$ эрг/см²с, $n = 4,34 \cdot 10^{14}$ см⁻³ ($h = 75$ км); в) $q = 1,75$ эрг/см²с, $n = 2,08 \cdot 10^{14}$ см⁻³ ($h = 80$ км); г) $q = 1,55$ эрг/см²с, $n = 9,9 \cdot 10^{13}$ см⁻³ ($h = 85$ км)

мала. Одновременно возрастает частота столкновений электронов с ионами ν_{ei} , причем возрастает также экспоненциально. Когда степень ионизации достигает $\sim 10^{-3}$, ν_{ei} сравнивается с ν_{eo} и далее превосходит частоту электромагнитной волны, $\nu_e > \omega$. Теперь в коэффициенте поглощения можно пренебречь ω^2 по сравнению с ν_e^2 , тогда $Q_e^u \sim \frac{1}{\nu_e}$. Это приводит к немонотонности в поведении T_e и быстрому нарастанию температуры тяжелых частиц из-за высокой степени ионизации.

С падением T_e уменьшается степень ионизации α и, следовательно, уменьшается частота столкновений. Со временем она сравнивается и потом становится меньше частоты электромагнитной волны, что приводит к новому росту температуры и степени ионизации. Далее процесс повторяется. Периодическое изменение параметров происходит резко, скачками, что является характерным признаком автоколебательных систем релаксационного типа. В таких системах всегда существует так называемый «клапан» — устройство или параметр, попеременно открывающий и закрывающий доступ энергии в систему, причем, когда доступ энергии в систему закрыт, накопленная уже энергия покидает систему. Очевидно, таким «клапаном» в данной задаче является частота столкновений электронов. Так как степень ионизации достигает значений $\sim 10^{-3}$, весь колебательный процесс сопровождается ростом температуры тяжелых частиц и выходом на равновесие, когда $T_e = T$.

Расчеты были также проведены для кислорода O_2 ($I_{O_2} = 12$ эВ, $m_{O_2} = 32$ г/моль), результаты расчетов представлены на рис. 5. Внутренние степени свободы не учитывались.

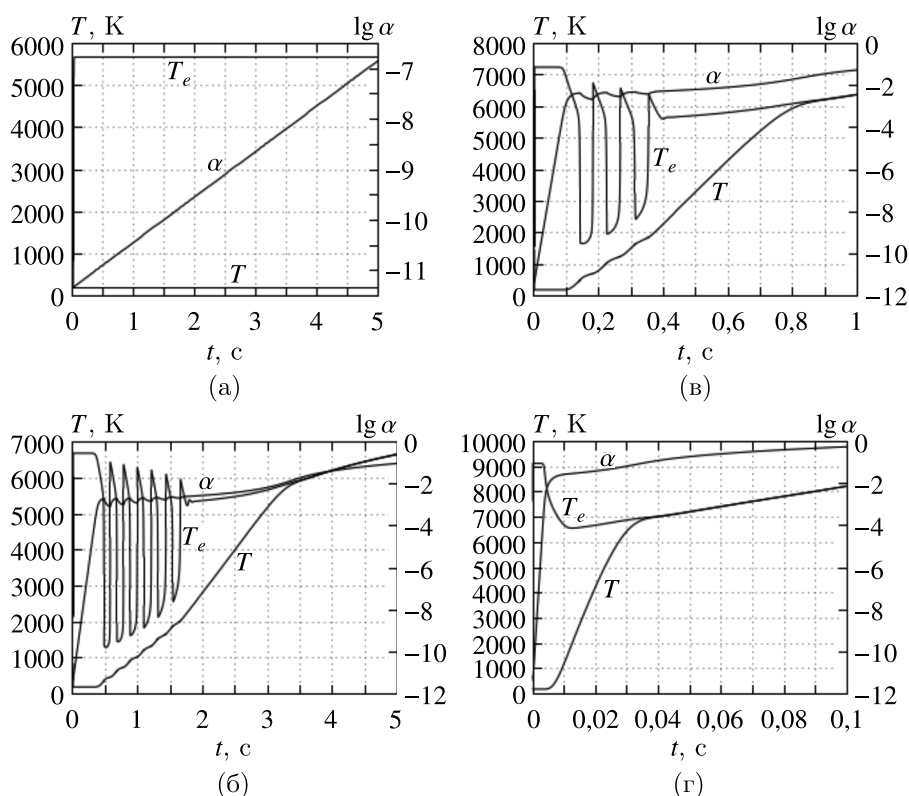


Рис. 3. Изменение температуры и степени ионизации для ксенона в зависимости от вариации начальной плотности потока радиоволны q_0 при концентрации тяжелых частиц $n = 2,08 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($h = 80 \text{ км}$) и частоте радиоволны $f = 3 \text{ МГц}$. Параметры расчета: а) $q = 0,017 \text{ эрг/см}^2\text{с}$, $q_0 = 2,65 \cdot 10^2 \text{ эрг/см}^2\text{с}$; б) $q = 0,175 \text{ эрг/см}^2\text{с}$, $q_0 = 2,65 \cdot 10^3 \text{ эрг/см}^2\text{с}$; в) $q = 0,66 \text{ эрг/см}^2\text{с}$, $q_0 = 10^4 \text{ эрг/см}^2\text{с}$; г) $q = 17,5 \text{ эрг/см}^2\text{с}$, $q_0 = 2,65 \cdot 10^5 \text{ эрг/см}^2\text{с}$

Учет процессов диссоциации электронами и возбуждения разрешенных электронных переходов не оказывает заметного влияния на общее поведение параметров, так как энергия, необходимая для этих процессов, сравнима с потенциалом ионизации, хотя в связи с высокой вероятностью спонтанных переходов энергия возбуждения будет уходить в излучение с линейчатым спектром. Рекомбинация в ионизационном процессе не влияет на развитие автоколебаний.

Таким образом, численные исследования показали следующее.

1. Колебательный режим возникает лишь при определенных начальных условиях среды и параметрах источника излучения.

2. Поведение $T(t)$ оказывает заметное влияние на длительность колебательного режима: при $T > 2000 \div 2500 \text{ К}$, когда $T(t) \rightarrow T_e(t)$, колебания прекращаются.

3. Весь колебательный процесс происходит в условиях существенной ионизационной неравновесности. На рис. 6 показано характерное поведение $\alpha(t)$ и величин, определяющих скорости ионизации и рекомбинации, которые существенно различны.

4. В энергетическом отношении весь процесс развития возмущенной области происходит в квазистационарном режиме, когда энергия, поступающая от электромагнитной волны, компенсируется потерями энергии при упругих столкновениях с тяжелыми частицами и ионизации молекул: $Q_e'' \cong |Q_e^v| + |Q_e^i|$.

5. В случае условий, близких к условиям ночной ионосферы, при достаточной энергии температуры тяжелых частиц и электронов за время $t \sim 1 \div 3 \text{ с}$ выравниваются ($T \cong T_e$), и то-

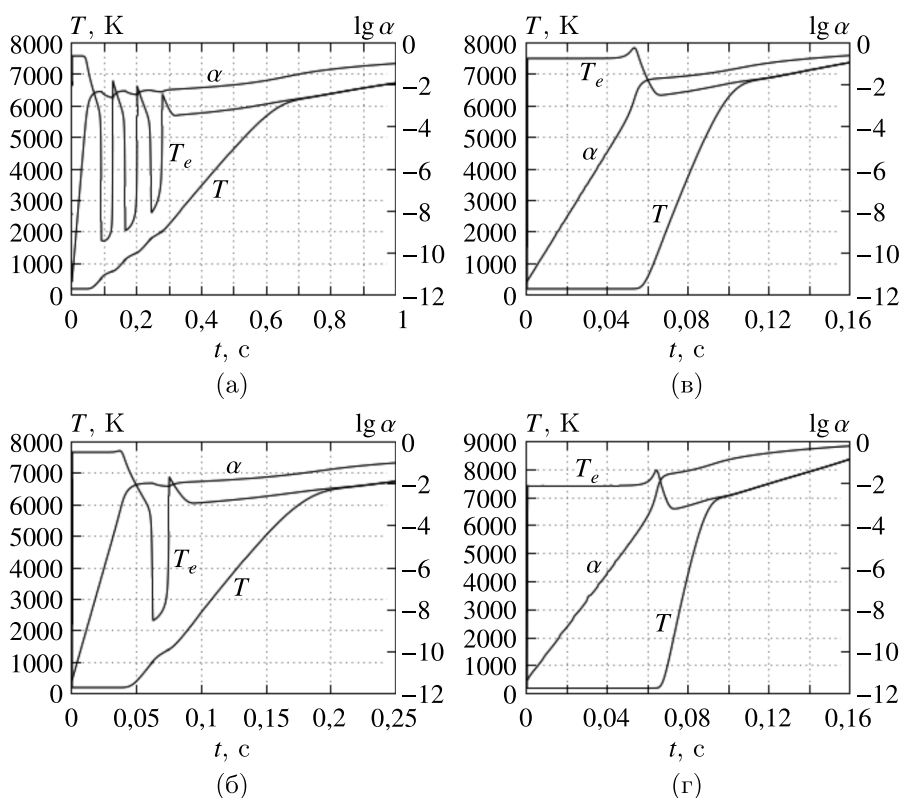


Рис. 4. Изменение температуры и степени ионизации для ксенона в зависимости от вариации частоты излучения при плотности потока радиоволн $q_0 = 2,65 \cdot 10^4$ эрг/см²с и концентрации тяжелых частиц $n = 2,08 \cdot 10^{14}$ см⁻³ ($h = 80$ км). Параметры расчета: а) $q = 0,78$ эрг/см²с, $f = 2$ МГц; б) $q = 3,09$ эрг/см²с, $f = 4$ МГц; в) $q = 9,33$ эрг/см²с, $f = 7$ МГц; г) $q = 18,74$ эрг/см²с, $f = 10$ МГц

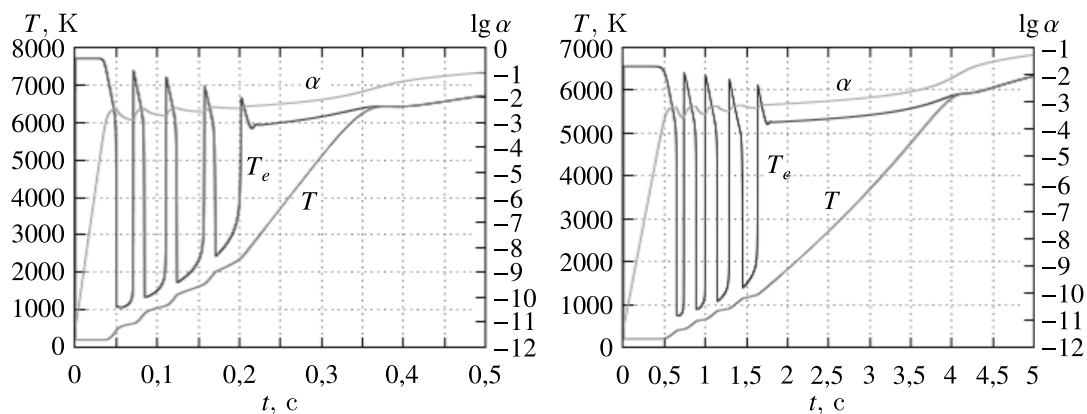


Рис. 5. Изменение температуры и степени ионизации при концентрации $n = 2,08 \cdot 10^{14}$ см⁻³ ($h = 80$ км) для кислорода O₂ без учета внутренних степеней свободы: при $q_0 = 2,65 \cdot 10^4$ эрг/см²с, $f = 3$ МГц (слева); при $q_0 = 2,65 \cdot 10^3$ эрг/см²с, $f = 3$ МГц (справа)

гда, вследствие повышения температуры тяжелых частиц, становится возможным формирование газодинамического движения.

Дальнейший анализ показал, что при незначительном варьировании частот столкновений автоколебательный режим заметно меняется, а при учете дополнительных неупругих процессов может существенно измениться поведение электронной температуры.

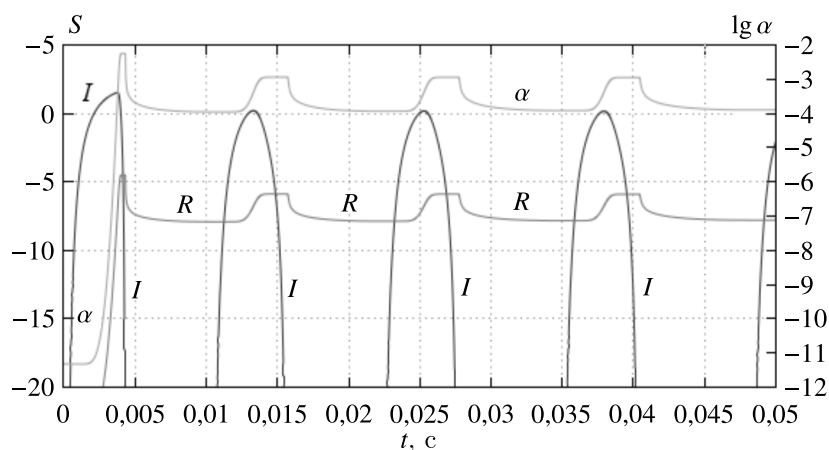


Рис. 6. Характерное поведение степени ионизации и правых частей уравнения (1), где $I = (1 - \alpha) \frac{K}{n}$, $R = \alpha^2$

Значительное внимание, уделенное в данном разделе анализу автоколебаний, связано с тем, что в случае их возникновения в ионосфере могут генерироваться низкочастотные энергетические возмущения, которые отразятся на параметрах радиационных поясов.

3. Численные исследования и анализ результатов расчета параметров нижней ионосферы, возмущенной мощным потоком радиоизлучения

Отличие дневных и ночных условий в D -области ионосферы состоит главным образом в высотном распределении электронной концентрации (рис. 1), а также в высокой концентрации тяжелых частиц на этих высотах (по сравнению с E - и F -областью). При проведении численных исследований для дневных условий предполагалось плавное уменьшение n_e с уменьшением высоты вплоть до 30–50 км. Данное предположение позволило подробно рассчитать распределения электронной температуры и степени ионизации на высотах D -области, включая ее нижние слои, где начинается поглощение мощного потока коротковолнового излучения (3–10 МГц) от нагревного стенда.

Рассмотрим последовательно влияние каждого неупругого процесса на поведение параметров при нагреве ионосферы.

Так как ионизационный энергетический порог очень высок и скорость потерь электронной энергии на ионизацию невелика, то, прежде чем электронная температура выйдет на квазистационарный режим с высоким значением температуры электронов, произойдет существенный рост электронной концентрации. Аналогичная ситуация наблюдается с влиянием на температуру электронов процессов диссоциации N_2 и O_2 и возбуждения разрешенных переходов. Поскольку вероятность прямого разбиения молекулы за счет кинетической энергии электронов мала, то диссоциация идет через возбуждение нижнего метастабильного электронного состояния [Словицкий, 1975]. На основе представленных в [Словицкий, 1975] данных по сечениям были рассчитаны константы скорости диссоциации электронами молекул N_2 и O_2 . К сожалению, экспериментальные данные по этому процессу и его механизму практически отсутствуют.

На рассматриваемых высотах существующая и дополнительно возникающая концентрация атомов O и N много меньше концентрации молекул O_2 и N_2 , поэтому основной вклад в потерю энергии электронов на возбуждение метастабильных состояний дают нижние состояния $O_2(^1\Delta_g)$ и $O_2(b^1\Sigma_g^+)$. Так как энергия уровня $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ составляет порядка 6 эВ, то его вклад существенно меньше. В соответствии с экспериментальными данными [Мак-Даниэль, 1967] сечение

возбуждения метастабильного состояния $O_2(^1\Delta_g)$ при ε_e выше порога на 0,16 эВ и составляет $3 \cdot 10^{-20}$ см², а для $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ — всего $6 \cdot 10^{-21}$ см², т. е. мало. Аналогичный анализ был проведен для возбуждения колебаний молекул.

Таким образом, в результате анализа показано, что из-за существенно завышенной аппроксимации экспериментальных данных вблизи порога возбуждения колебательных и метастабильных состояний скорости этих процессов, представленных в [Гордиец, Марков, Шелепин, 1978; Moore, 2007; Rodriguez, 1994], завышены как минимум на порядок, поэтому численные исследования проводились с учетом вариации констант скоростей этих процессов.

3.1. Влияние ионизации, диссоциации, возбуждения разрешенных электронных переходов

Вначале были выполнены численные исследования параметров возмущенной ионосферы на основе изложенной выше упрощенной модели (1)–(3), использованной для расчета процессов

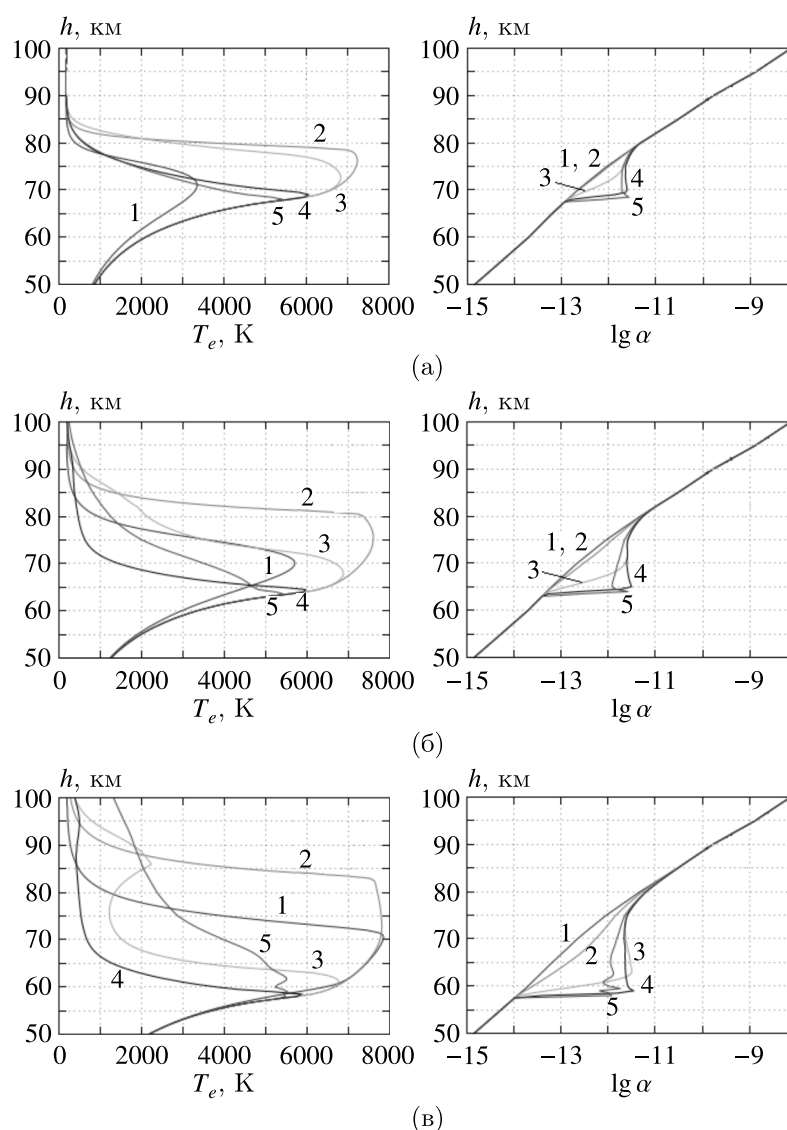


Рис. 7. Высотные профили температуры электронов и степени ионизации при учете процессов ионизации, диссоциации и разрешенных электронных переходов при частоте $f = 3$ МГц (а), 5 МГц (б), 10 МГц (в) и плотности потока радиоволн $q_0 = 2,65 \cdot 10^4$ эрг/см²с на моменты времени: 1 — 10^{-4} с, 2 — 10^{-3} с, 3 — 10^{-2} с, 4 — 10^{-1} с, 5 — 1,0 с

в инертных газах, а затем с использованием модели, учитывающей подробно кинетику возмущенной области. Для дневных условий при учете только процесса ионизации и реакций ионизационно-химического блока пространственно-временная структура аналогична той, которая получена в [Моисеева, Моторин, Ступицкий, 2018]. Включение в схему процессов диссоциации и возбуждения разрешенных переходов не внесло принципиальных изменений в поведение параметров возмущенной области. Результаты расчета даны на рис. 7.

Эффект сильного возрастания электронной температуры также отмечается в других расчетных работах [Kero et al., 2000; Черногор, Милованов, 2015], использующих примерно те же энергетические и частотные характеристики радиолуча.

Пространственно-временное изменение коэффициента поглощения и плотности потока радиоволн в области возмущения ионосферы представлено на рис. 8.

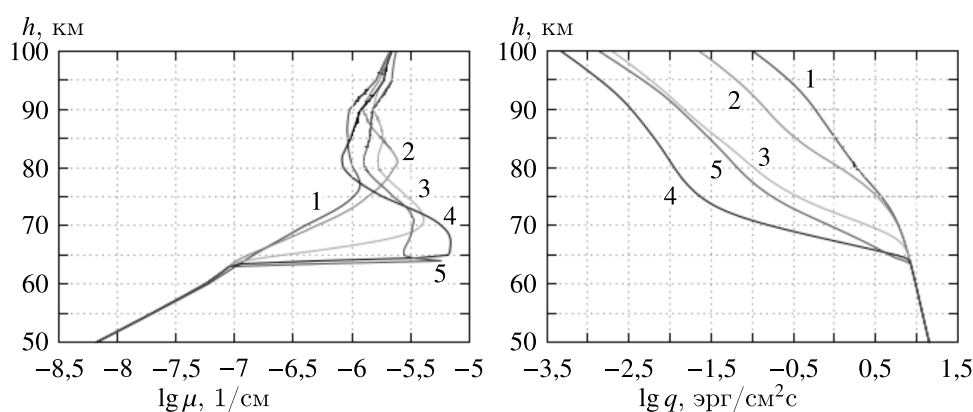


Рис. 8. Изменение коэффициента поглощения μ и плотности потока радиоволн q при учете процессов ионизации, диссоциации и разрешенных электронных переходов при частоте 5 МГц и плотности потока радиоволн $2,65 \cdot 10^4$ эрг/см²с на моменты времени: 1 — 10^{-4} с, 2 — 10^{-3} с, 3 — 10^{-2} с, 4 — 10^{-1} с, 5 — 1,0 с

Асимптотическое поведение $T_e(h, t)$ и $\alpha(h, t)$ было исследовано при расчете на более длительные времена (вплоть до 50 с), которые показали, что максимальные значения T_e и α сравнительно слабо зависят от параметров излучения (рис. 9). Однако высотное положение максимальных значений заметно отличается: с уменьшением частоты излучения возрастает высота температурного максимума возмущенной области. Это связано с падением концентрации тяжелых частиц и, соответственно, с уменьшением потерь энергии электронами на упругие столкновения при увеличении высоты.

3.2. Оценка влияния возбуждения вращательных степеней свободы молекул

В схеме кинетических процессов не рассматривалось возбуждение вращательных степеней свободы молекул, так как их населенность, пока электронов мало, определяется бальцмановским распределением по температуре тяжелых частиц. Однако при $T_e > T$ возбуждение электронами вращательных степеней может влиять на электронную температуру. Согласно квантовой механике энергия вращения жесткого ротатора принимает дискретный ряд значений $\varepsilon_{вр} = B_e j(j+1)$, где B_e — вращательная постоянная молекулы, $j = 0, 1, 2, \dots$ — вращательное квантовое число. Для азота вращательная постоянная молекулы принимает значение $B_e = 2,9$ К, для кислорода — $B_e = 2,1$ К (для сравнения: для водорода $B_e = 85,4$ К). Поэтому даже для $T = 300$ К молекула с $\varepsilon_{вр} = kT$ занимает $j \sim 10$, а расстояние между уровнями мало.

При возбуждении молекул электронами, когда передача энергии тяжелой молекуле массой M при классическом ударе $\frac{m}{M}\varepsilon_e \ll B_e$, возбуждение имеет квантовый характер, и взаимодействие для симметричных молекул N_2 и O_2 возможно лишь при квадрупольных переходах

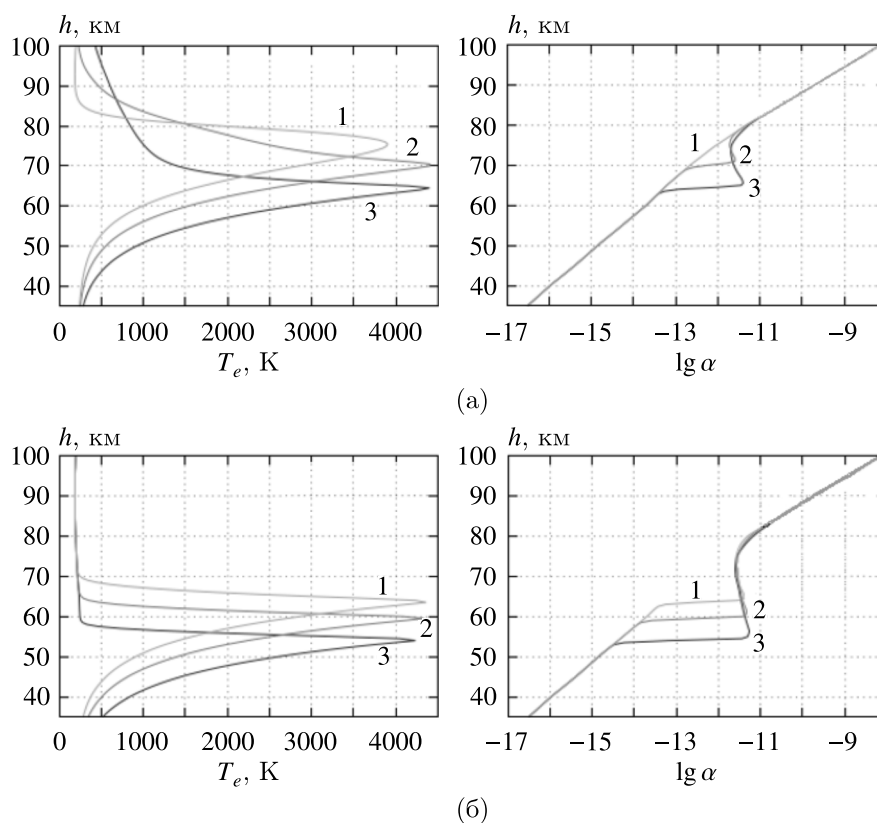


Рис. 9. Высотные профили температуры электронов и степени ионизации на момент времени 50 с при плотности потока радиоволн $2,65 \cdot 10^3$ (а) и $2,65 \cdot 10^4$ (б) эрг/см²с и частоте радиоволны 3 МГц (1), 5 МГц (2) и 10 МГц (3)

($j \rightarrow j+2$; $j \rightarrow j-2$). Экспериментов по измерению возбуждения вращений электронным ударом практически нет. Имеются данные только для водорода, приведенные в [Хастед, 1965]. Некоторые теоретические результаты для N_2 , представленные в [Елецкий, Палкина, Смирнов, 1975], показывают, что сечение возбуждения в области энергий $\varepsilon_e \cong 10^{-2} \div 10$ эВ примерно $\sigma_r \cong 10^{-18}$ см².

Кинетика вращательного возбуждения не влияет существенно на ионизационно-оптические характеристики возмущенной области. Однако степень ее влияния на температуру электронов требует специального анализа. Данную оценку можно получить, используя кинетический подход. Рассмотрим изменение T_e только в результате возбуждения вращений, то есть

$$\frac{3}{2}kn_e \frac{dT_e}{dt} = Q_r = -E(n_0 n_e j_{01}^e - n_1 n_e j_{10}^e) \text{ эрг/см}^2\text{с.}$$

Здесь j_{01}^e, j_{10}^e — константы скоростей возбуждения внутренних степеней свободы электронами с энергетическим порогом E . В условиях равновесия по электронной температуре

$$\frac{j_{01}^e}{j_{10}^e} = \exp\left(-\frac{E}{kT_e}\right).$$

Тогда

$$Q_r = -En_e \left(n_0 j_{01}^e - n_1 j_{01}^e \exp\left(\frac{E}{kT_e}\right) \right).$$

При значительной концентрации тяжелых частиц можно считать, что населенности вращательных степеней свободы находятся в равновесии с тяжелыми частицами температурой T , то есть $\frac{n_1}{n_0} \cong \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)$.

Тогда

$$Q_r = -En_e n_0 j_{01}^e \left(1 - \exp\left(\frac{E}{kT_e} - \frac{E}{kT}\right) \right).$$

Так как $E \ll kT, kT_e$, то, разлагая экспоненту до членов первого порядка малости, получаем

$$Q_r = -En_e n_0 j_{01}^e \left[1 - \left(1 + \frac{E}{kT_e} - \frac{E}{kT} \right) \right] = -\frac{E^2 n_e n_0 j_{01}^e (T_e - T)}{kT_e T}.$$

Полагая $E \cong B$, $\sigma \cong 10^{-18} \text{ см}^2$, $\bar{v}_e = 6,21 \cdot 10^5 \sqrt{T_e}$, K , $j_{01}^e = \bar{\sigma} \bar{v}_e$, получаем

$$Q_r = \frac{2,1 \cdot 10^{-30} n_e n_0}{\sqrt{T_e}} (T_e - T) \text{ эрг/см}^3 \text{ с},$$

где $n_e, n_0 - \text{см}^{-3}$.

По-видимому, численное значение в полученном выражении для Q_r соответствует оценке снизу, но нет достоверных экспериментальных данных как по сечению, так и по характеру возбуждения многоуровневой вращательной системы термов в зависимости от j . Таким образом, Q_r может отличаться на порядок величины.

3.3. Влияние возбуждения колебательных уровней молекул

В рамках классических представлений прямое возбуждение колебаний электронным ударом невозможно, так как при столкновениях с тяжелой частицей электрон может отдать ей лишь ничтожную долю своей энергии порядка $\frac{m}{M}$. Поэтому классическая теория не позволяет надежно рассчитать сечение возбуждения колебательных уровней молекулы и даже правильно определить порядок величины сечения при заданной энергии электрона [Елецкий, Палкина, Смирнов, 1975].

Экспериментальные результаты по определению сечений возбуждения колебательных уровней, полученные различными методами для N_2 и ряда других молекул, например методом электронной ловушки и с использованием моноэнергетического электронного пучка [Spence, Mauer, Schulz, 1972; Schulz, 1973], применялись для энергий электронов $\varepsilon_e > 1$ эВ и давали различные результаты. В работе [Карнюшин, Солоухин, 1981] приводится сечение возбуждения восьми колебательных уровней N_2 вплоть до $\varepsilon_e \cong 0,3$ эВ вблизи порога $\sigma \approx 10^{-19} \text{ см}^2$. Существующая теория на основе возбуждения через промежуточные состояния с образованием и распадом отрицательного иона, например N_2^- , не дает ответа о конечном состоянии молекулы. Этим, по-видимому, объясняется тот факт, что рост сечения возбуждения меняется не от энергетического порога, который для азота составляет $E_k = 0,29$ эВ, а от гораздо более высокой энергии $E = 1,8$ эВ [Райзер, 1987].

В работах [Гордиец, Марков, Шелепин, 1978; Rodriguez, 1994; Moore, 2007] приводятся аппроксимационные формулы для потерь энергии на возбуждение колебательных состояний Q_e^k , использующие вблизи порога сечения зависимость, не соответствующую эксперименту [Елецкий, Палкина, Смирнов, 1975] в наиболее важной для исследования низкотемпературной плазмы области энергий $\varepsilon \cong 0,29 \div 1$ эВ. Грубая оценка $j_k = \bar{\sigma} \bar{v}_e$ дает в области нескольких тысяч градусов на порядок меньшую величину.

На рис. 10 представлены результаты расчета поведения T_e и α при подключении блока процессов возбуждения и дезактивации колебательных состояний молекул, в котором константа скорости возбуждения N_2 получена по оценке сверху. При $f = 10$ МГц температура в максимуме достигает ≈ 3400 К, что, конечно, недостаточно для развития ионизации при $q_0 = 2,65 \cdot 10^4$ эрг/см²с. При снижении константы скорости возбуждения колебаний для N_2 примерно на порядок, что будет наиболее соответствовать припороговому поведению сечения при рассматриваемых энергиях электронов, температура в максимуме достигает более 5500 К.

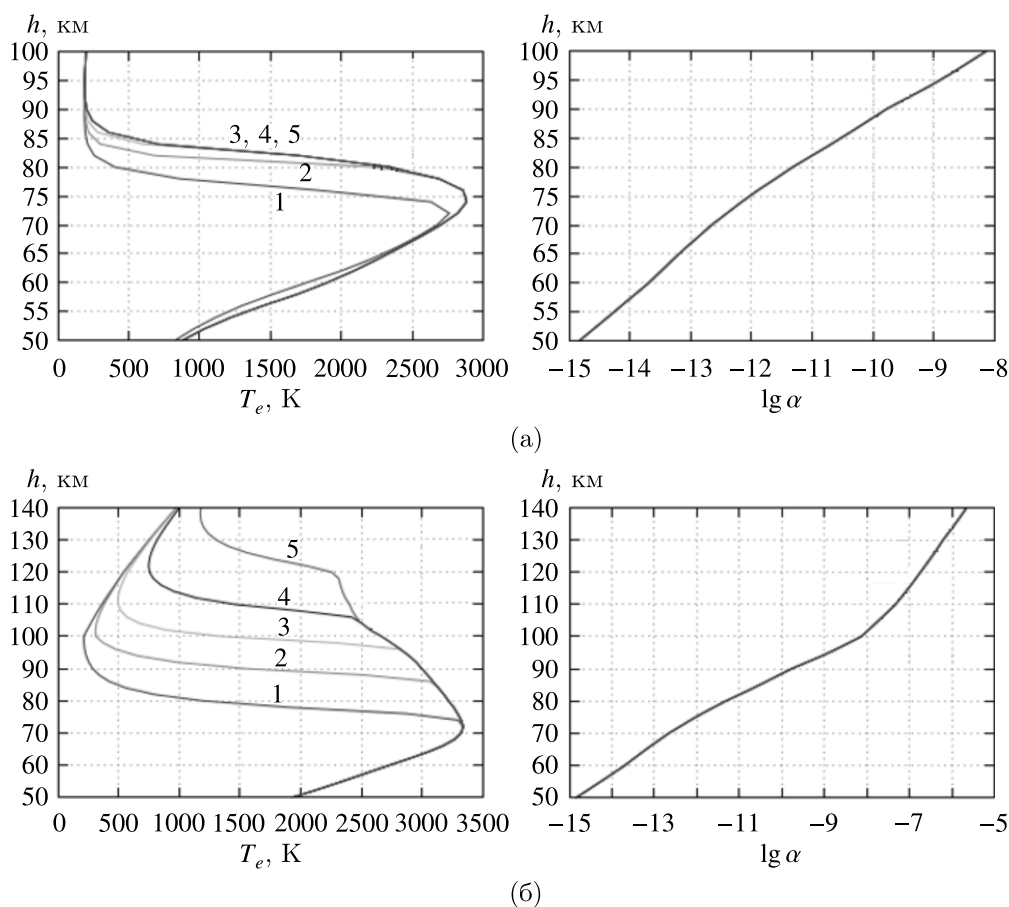


Рис. 10. Высотные профили температуры электронов и степени ионизации при частоте $f = 3$ МГц (а), 10 МГц (б) и плотности потока радиоволн $q_0 = 2,65 \cdot 10^4$ эрг/см²с без учета влияния потерь на возбуждение метастабильных состояний на моменты времени: 1 – 10^{-4} с, 2 – 10^{-3} с, 3 – 10^{-2} с, 4 – 10^{-1} с, 5 – 1,0 с. Концентрация электронов остается на уровне естественной ионосферы

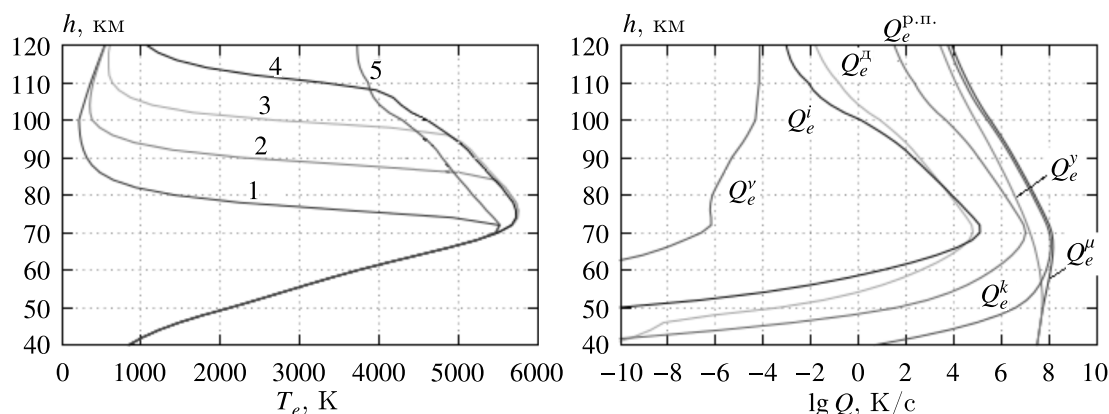


Рис. 11. Высотный профиль температуры электронов и распределение потерь энергии (на момент времени 1 с) при частоте $f = 10$ МГц и плотности потока радиоволн $q_0 = 2,65 \cdot 10^4$ эрг/см²с без учета влияния потерь на возбуждение метастабильных состояний при уменьшении константы скорости возбуждения колебательных состояний на один порядок на моменты времени: 1 – 10^{-4} с, 2 – 10^{-3} с, 3 – 10^{-2} с, 4 – 10^{-1} с, 5 – 1,0 с. Здесь Q_e^{μ} – скорость изменения энергии электронов за счет поглощения радиоизлучения; Q_e^{ν} – скорость изменения энергии за счет упругих соударений; Q_e^i , Q_e^{π} , Q_e^{ν} , $Q_e^{p.\pi.}$, Q_e^k – потери энергии в неупругих процессах: ионизации, диссоциации, излучения, разрешенных электронных переходах, возбуждении и дезактивации колебательных состояний

На рис. 11 показаны поведение электронной температуры и значения потерь энергии в неупругих процессах. Как видно из результатов расчета, потери энергии на возбуждение и дезактивацию колебательных состояний дают определяющий вклад в поведение T_e .

Отметим, что при завышенной константе скорости возбуждения колебательных уровней увеличение на порядок плотности потока радиоизлучения от нагревного стенда приводит к существенному росту температуры электронов, и в результате более чем на порядок возрастает степень ионизации.

3.4. Влияние возбуждения метастабильных состояний молекул

Так как нижнее электронное состояние молекулы $O_2(^1\Delta_g)$ обладает сравнительно малой энергией электронного возбуждения ($E_* = 0,98$ эВ), были выполнены предварительные численные исследования его влияния на электронную температуру. В работах [Watson et al., 1967; Smith, Henry, Burke, 1967; Омхольт, 1974] приведены некоторые экспериментальные результаты, в которых максимум сечения достигается при $\varepsilon_e \approx 2$ эВ и равен $\sigma_{\max} \approx 6 \cdot 10^{-19}$ см². В работе [Мак-Даниэль, 1967] показано, что при ε_e выше порога на 0,16 эВ сечение равно $\approx 3 \cdot 10^{-20}$ см², а для возбуждения $^1\Sigma_g^+ - 6 \cdot 10^{-21}$ см². В работе [Гордиец, Марков, Шелепин, 1978] дана аппроксимация экспериментальных результатов, представленных в более ранней работе [Trajmar, Cartwright, Williams, 1971]. Аппроксимационные значения более чем на порядок превышают значение, указанное выше, что, по-видимому, существенно завышает реальные значения сечения, так как оптический переход $O_2(^1\Delta_g) \rightarrow O_2 + h\nu$ является запрещенным с очень малой вероятностью спонтанного перехода $A = 3,7 \cdot 10^{-4}$ 1/с ($\tau \approx 45$ минут).

Как показали предварительные расчеты, степень ионизации в нижней части D -области ионосферы ($\approx 55 \div 65$ км), возмущенной мощным потоком радиоизлучения, достигает $\alpha \approx 8 \cdot 10^{-12}$, то есть $n_e \approx (2,7 \div 9,6) \cdot 10^4$ см⁻³. Метастабильные могут дезактивироваться как электронами, так и тяжелыми частицами. Так как концентрация частиц $n \gg n_e$, то, несмотря на то что константа скорости дезактивации электронами (даже по завышенным сечениям [Гордиец, Марков, Шелепин, 1978]) $\bar{j}_e^* \approx 10^{-8}$ см³/с больше константы скорости дезактивации \bar{j}_m^* тяжелыми частицами (для $O_2^- - 2 \cdot 10^{-10}$ см³/с; $O_3 - 3,6 \cdot 10^{-15}$ см³/с; $CO - 3 \cdot 10^{-16}$ см³/с; $O_2 - 2,2 \cdot 10^{-18}$ см³/с), получаем $j_e n_e \approx (2,7 \div 9,6) \cdot 10^{-4}$, а для $\bar{j}_m^* n \approx (1,7 \div 5,5) \cdot 10^{-3}$ 1/с, следовательно, скорость дезактивации нейтральными частицами примерно на порядок выше скорости дезактивации электронами и скорости дезактивации в результате спонтанных переходов. То есть энергия электронов, затраченная на возбуждение метастабильных уровней, затем переходит главным образом в энергию тяжелых частиц, а это уменьшает разность $(T_e - T)$, и, следовательно, уменьшается член передачи энергии от электронов тяжелым частицам в упругих столкновениях. Принимая во внимание, что этот процесс быстрый, он уменьшает влияние метастабильных на изменение температуры электронов.

Поскольку значительную часть энергии электронов может забирать процесс возбуждения нижних метастабильных уровней молекулы O_2 , были выполнены расчеты с включением блока возбуждения и дезактивации метастабильных состояний без учета возбуждения колебательных состояний с вариацией константы скорости возбуждения основного уровня $O_2(^1\Delta_g)$ на порядок величины (рис. 12).

Таким образом, анализ и численные расчеты показали, что нижние метастабильные и колебательные состояния могут оказывать существенное влияние на электронную температуру в зависимости от значения констант скоростей.

Отметим, что в данной работе предполагалась возможность введения понятия электронной температуры, как $\varepsilon_e = \frac{m\bar{v}_e^2}{2} = \frac{3kT_e}{2}$, то есть электроны во всем процессе воздействия мощного потока радиоизлучения имеют максвелловское распределение с температурой $T_e(t, \mathbf{r})$. Однако, в связи с исследованием оптического излучения, в работе допускается возможность наличия

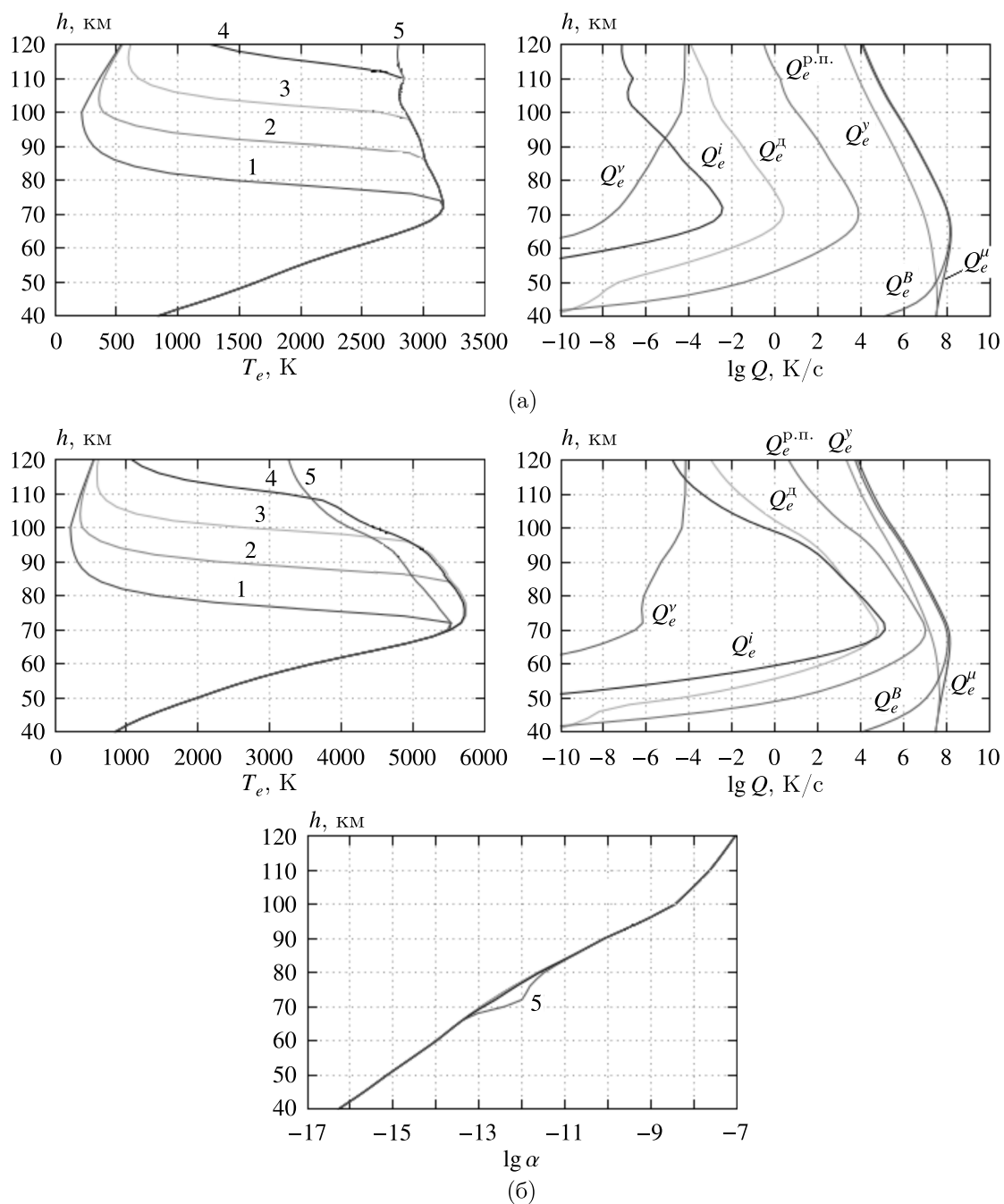


Рис. 12. Высотное распределение температуры электронов, потерь энергии (на момент времени 1 с) и степени ионизации для плотности потока радиоизлучения $q_0 = 2,65 \cdot 10^4$ эрг/см²с и частоты радиоволны $f = 10$ МГц на моменты времени: 1 – 10^{-4} с, 2 – 10^{-3} с, 3 – 10^{-2} с, 4 – 10^{-1} с, 5 – 1,0 с. Потери энергии на возбуждения колебательных уровней не учитываются. Константа скорости возбуждения $O_2(^1\Delta_g)$: а) уменьшена на один порядок; б) уменьшена на два порядка. Здесь Q_e^B – энергия, расходуемая на возбуждение электронных состояний

достаточно большого количества электронов с $\varepsilon_e \sim 10$ эВ. Таким образом, вопрос об энергетическом распределении электронов в разреженной среде в поле мощной высокочастотной волны требует специального исследования.

3.5. Нагрев ионосферы в ночных условиях

В естественной ионосфере в ночных условиях электронная концентрация становится отличной от нуля и начинает возрастать на высотах более 80 км. На этой высоте концентрация тяжелых частиц на два порядка меньше, чем в нижней части *D*-слоя, где происходит основной разогрев ионосферной плазмы (~ 60 ÷ 70 км). В связи с этим меняется в определенной степени и весь процесс трансформации поглощенной электронами энергии потока радиоволн. В частности, диэлектрическая проницаемость может становиться меньше нуля, и радиоволна может испытывать отражение от ионосферы:

$$\varepsilon = 1 - \frac{e^2 n_e}{m} \frac{1}{\omega^2 + \nu^2} = 1 - \frac{\omega_p}{\omega^2 - \nu^2}.$$

Последовательность численных исследований была такая же, как и для дневных условий, то есть с постепенным добавлением процессов, которые оказывают значительное влияние на электронную температуру и, соответственно, на поведение возмущенной области.

На рис. 13 показано поведение электронной температуры и степени ионизации на нижней границе ионосферы, которая в ночных условиях соответствует высоте ~80 км. Расчеты выполнены без учета реакций ассоциативной ионизации и диссоциативной рекомбинации. С учетом этих реакций автоколебаний не наблюдается. Диэлектрическая проницаемость плазмы становится отрицательной при степени ионизации $\alpha \sim 10^{-10}$ ($n_e \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$).

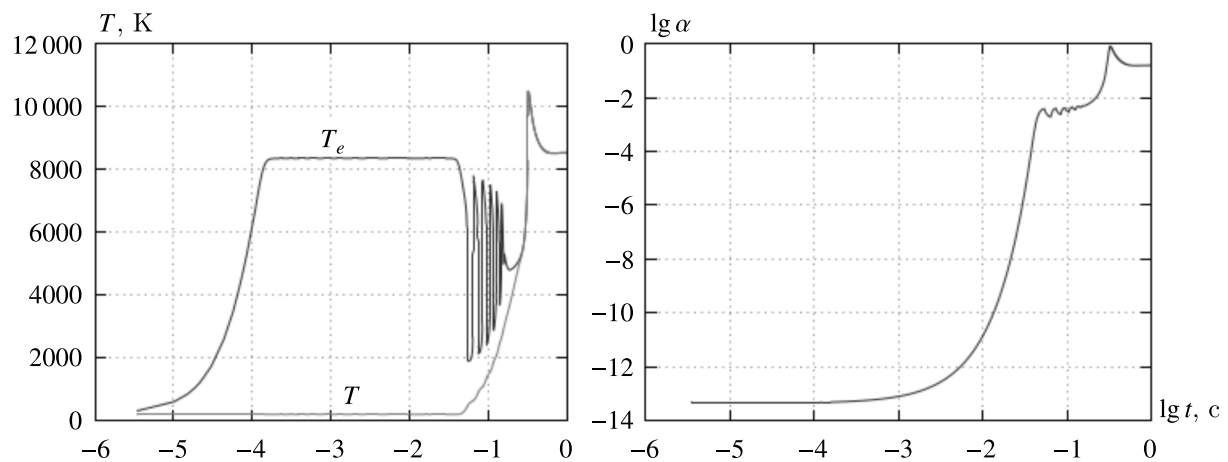


Рис. 13. Изменение температуры и степени ионизации на высоте 80 км при частоте радиоволны $f = 3 \text{ МГц}$ и $q_0 = 2,65 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^2\text{с}$ при постоянной q на высоте 80 км. Без учета реакций $\text{N} + \text{O} \leftrightarrow \text{NO}^+ + e$, $\text{O} + \text{O} \leftrightarrow \text{O}_2^+ + e$, $\text{N} + \text{N} \leftrightarrow \text{N}_2^+ + e$ в ионизационно-химическом блоке

Пространственно-временное развитие возмущенной области в ночной ионосфере, при частоте радиоволны 3 МГц и плотности потока у поверхности Земли $q_0 = 2,65 \cdot 10^4 \text{ эрг/см}^2\text{с}$, представлено на рис. 14. До 80 км концентрация свободных электронов отсутствует, поэтому слагаемое в правой части для электронной температуры принималось равным нулю, т. е. $q\mu = 0$ ($h < 80 \text{ км}$). Плотность потока радиоволн изменялась за счет расходимости радиолуча и коэффициента поглощения. Результаты получены с учетом только блока ионизационно-химический реакций. При учете всего комплекса кинетических процессов значения T_e и α существенно ниже, главным образом за счет возбуждения первого колебательного уровня молекулы N_2 и метастабильного состояния $\text{O}_2(^1\Delta_g)$ (рис. 15).

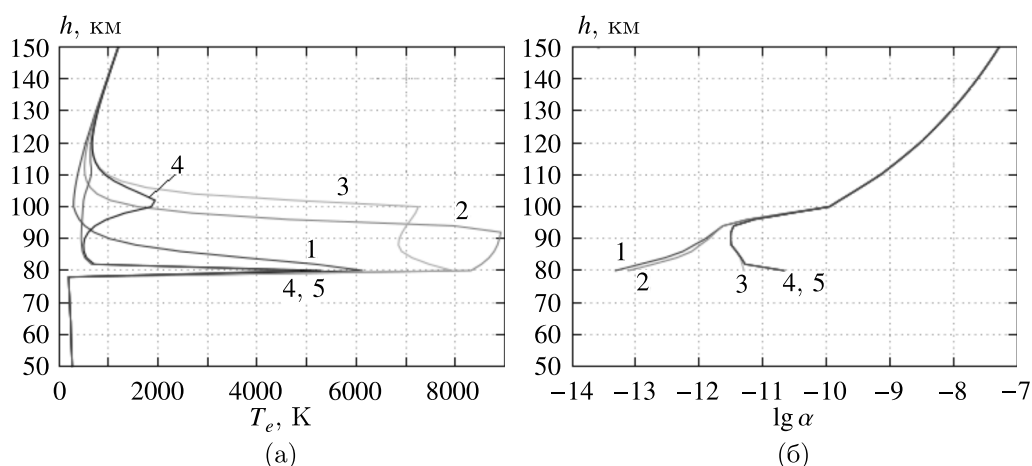


Рис. 14. Пространственно-временное изменение температуры электронов (а) и степени ионизации (б) при частоте радиоволны $f = 3$ МГц и $q_0 = 2,65 \cdot 10^4$ эрг/см²с в ночных условиях на моменты времени: 1 — 10^{-4} с, 2 — 10^{-3} с, 3 — 10^{-2} с, 4 — 10^{-1} с, 5 — 1,0 с

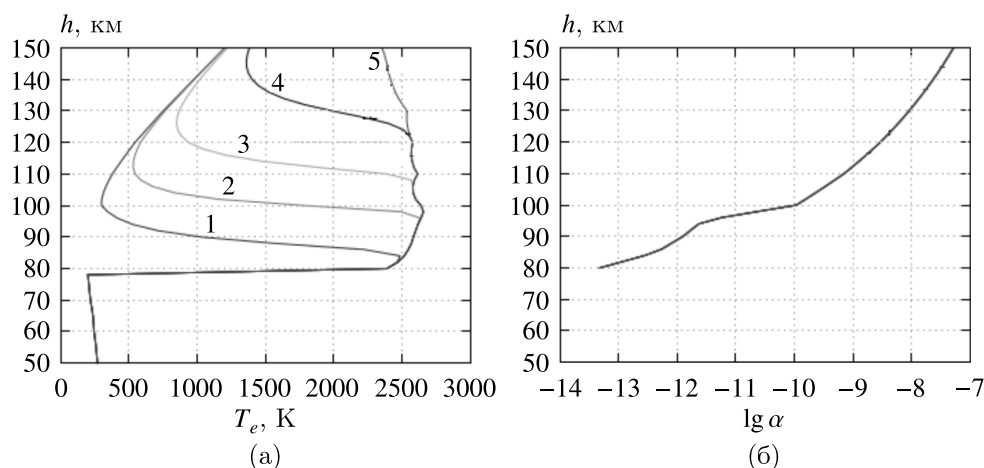


Рис. 15. Пространственно-временное изменение температуры электронов (а) и степени ионизации (б) при частоте радиоволны $f = 3$ МГц и $q_0 = 2,65 \cdot 10^4$ эрг/см²с в ночных условиях на моменты времени: 1 — 10^{-4} с, 2 — 10^{-3} с, 3 — 10^{-2} с, 4 — 10^{-1} с, 5 — 1,0 с. Учтен весь комплекс кинетических процессов

3.6. Расчет коэффициентов излучения

В работе выполнен расчет коэффициентов излучения в видимом и инфракрасном диапазоне спектра для дневных условий. Учитывался весь расчетный блок обмена колебательными квантами между компонентами. Перечень кинетических реакций и характеристики переходов приведены в приложении к монографии [Ступицкий, Холодов, 2019].

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.

Аналогично предыдущим расчетам константы скоростей процессов возбуждения $N_2(1)$ и $O_2(^1\Delta_g)$ варьировались на один и два порядка. Снижение константы скорости на два порядка существенно увеличивало максимальные значения электронной температуры от 1900 К

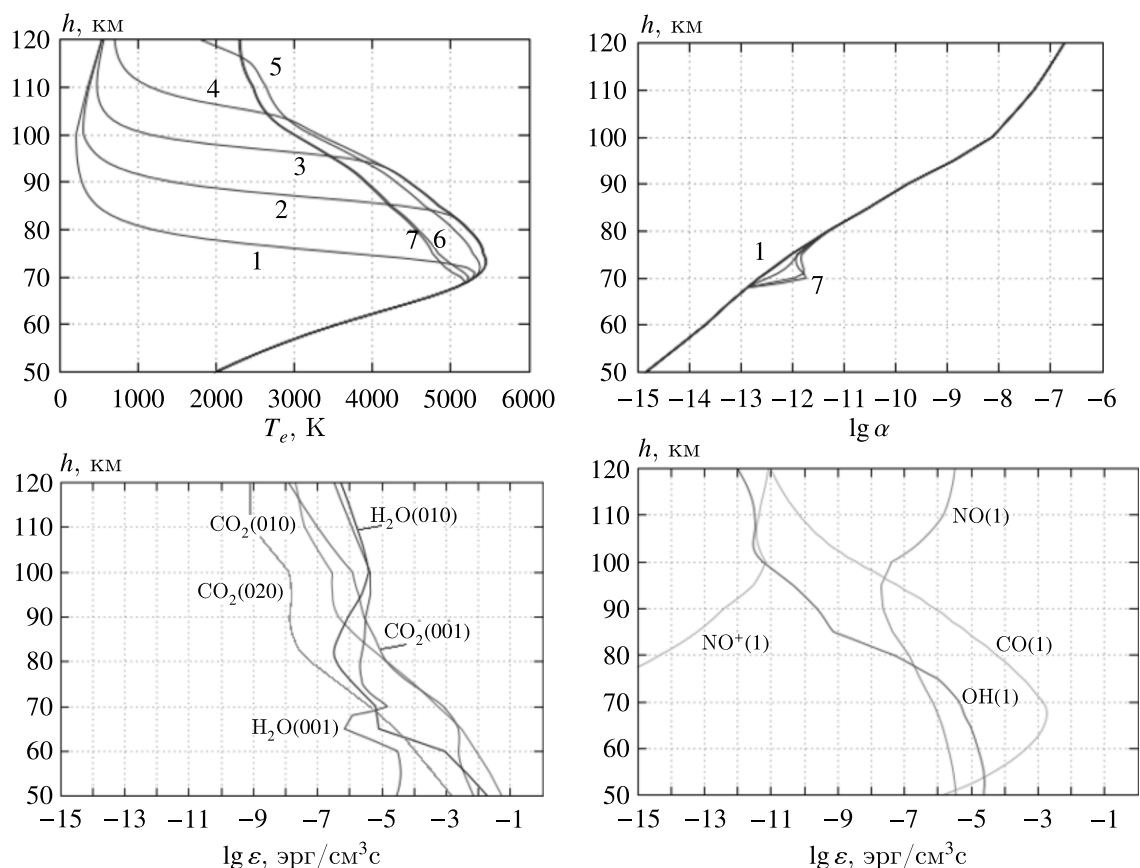


Рис. 16. Высотные профили температуры электронов, степени ионизации и коэффициентов излучения (на момент времени 10,0 с) возмущенной области ионосферы в дневных условиях на моменты времени: 1 — 10^{-4} с, 2 — 10^{-3} с, 3 — 10^{-2} с, 4 — 10^{-1} с, 5 — 1,0 с; 6 — 5,0 с; 7 — 10,0 с. Константы скоростей соответствуют оценке снизу. Параметры расчета: плотность потока радиоволн — $q_0 = 2,65 \cdot 10^4$ эрг/см²с, частота радиоволны — $f = 10$ МГц

до 5500 К. На рис. 16 и 17 показаны результирующие высотные профили электронной температуры и степени ионизации, а также результаты расчета коэффициентов излучения для некоторых компонентов колебательного и метастабильного блоков, ответственных за инфракрасное и видимое излучение возмущенной области, при оценке констант скоростей снизу.

Подробный анализ по всем компонентам, по-видимому, целесообразен при наличии экспериментальных данных для сравнения и представляет собой самостоятельную задачу по физическому анализу роли отдельных процессов.

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, которые имеют большое прикладное значение для телеметрической диагностики возмущенной области и оценки ее помехового влияния на работу оптико-электронных средств. Отметим, что полученные значения, определяющие свечение возмущенной ионосферы, значительно превышают естественный фон.

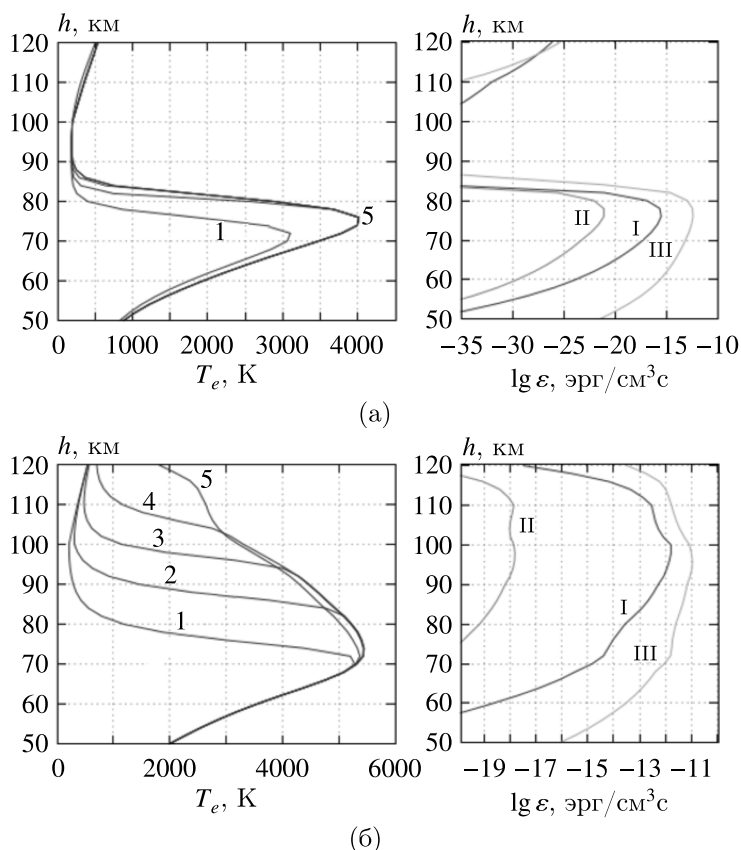


Рис. 17. Высотные профили температуры электронов на моменты времени: 1 — 10^{-4} с, 2 — 10^{-3} с, 3 — 10^{-2} с, 4 — 10^{-1} с, 5 — 1,0 с при частоте $f = 3$ (а) и 10 (б) МГц и плотности потока $q_0 = 2,65 \cdot 10^4$ эрг/см²с и коэффициенты излучения возмущенной области ионосферы видимого диапазона в дневных условиях на момент времени 1 с, где I — $O(^1S) \rightarrow O(^1D)$, II — $N(^2P) \rightarrow N(^2D)$, III — $O_2(b^1\Sigma_g^+) \rightarrow O_2(a^1\Delta_g)$

4. Численные исследования газодинамического возмущения в нижней ионосфере

Анализ литературных источников показал, что прямоугольная геометрия антенны имеет сложную структуру луча. При определении начальных условий антенна предполагалась круговой, с эффективным диаметром $L_0 = \sqrt{\frac{4A_0}{\pi}} = 407$ м, где $A_0 = 13$ га = $1,3 \cdot 10^5$ м² — площадь фазированной антенной решетки наиболее мощного нагревного стенда HAARP.

Оценим угловую расходимость луча из известного соотношения для дифракции на круговом отверстии:

$$\theta = \frac{1,22\lambda}{L_0}.$$

Для частоты $f = 7$ МГц ($\lambda = 43$ м), примерно соответствующей середине рассматриваемого спектрального диапазона, получаем $\theta = 0,129$ рад = $7,4^\circ$ (для $f = 10$ МГц $\theta = 0,09$ рад = $5,1^\circ$).

Эффективная мощность нагревного стенда может меняться в диапазоне $400 \div 3600$ МВт при излучаемой мощности $P_{\text{изл}} = 3,6$ Вт. Телесный угол расходимости луча определяется как

$$\Omega \cong 4\pi \frac{P_{\text{изл}}}{P_{\text{эф}}} = 2\pi(1 - \cos \theta) \approx \pi\theta^2.$$

Подставляя в выражение значение угловой расходимости луча, получим эффективную мощность нагревного стенда $P_{\text{эф}} = 872$ МВт для $f = 7$ МГц и $P_{\text{эф}} = 1780$ МВт для $f = 10$ МГц, что примерно соответствует данным по диапазону $P_{\text{эф}}$. Из оценок расходимости луча для максимальной эффективной мощности, равной 3600 МВт, получаем $\lambda = 21,1$ м и $f = 14,2$ МГц.

Плотность мощности у поверхности Земли, с учетом вышеизложенного, при $P_{\text{изл}} = 3,6$ МВт будет равняться $q_0 = \frac{P_{\text{изл}}}{A_0} = 27,7$ Вт/м² = $2,77 \cdot 10^4$ эрг/см²с.

Энергия радиоволны, проходящая через ионосферу, поглощается электронами и затем в упругих и неупругих столкновениях передается атомам, молекулам и ионам. Так как n_{e0} в естественной ионосфере мала, то в самом начале действия радиоволны за время $t \leq 10^{-3}$ с температура фоновых электронов быстро возрастает до значений, которые можно оценить из энергетического соотношения

$$\frac{3}{2}k\Delta T_e n_e = q\mu t,$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-16}$ эрг/К — постоянная Больцмана.

Для $h = 80$ км, где концентрация электронов в дневных условиях $n_e = 10^3$ см⁻³, $q\mu \approx 10^{-6}$ эрг/см³с, получаем для $t = 10^{-3}$ с температурой $\Delta T_e \approx 5000$ К.

Рассмотрим возможный разогрев тяжелых частиц. При достаточно грубой оценке сверху в плоском слое радиуса R и небольшой толщины Δ по вертикали, в основном поглощается мощный поток радиоизлучения, действующий время t . Тогда

$$\frac{3}{2}k\Delta T n V = w t,$$

где V — объем слоя, n — концентрация молекул в объеме V , w — излучаемая мощность стенда, направленная по вертикальному каналу, сечение которого с высотой меняется как $A(h)$.

При дальнейшем развитии нагревных стендов мощность американской установки HAARP может быть доведена до 15 МВт. С учетом того, что основной поток энергии заключен вблизи центра луча и по вертикали он поглощается в достаточно тонком слое по высоте, будем полагать, что основная энергия поглощается в цилиндре диаметром 2 км и высотой 1 км, находящемся на высоте ~ 105 км. Тогда, полагая $n = 4,6 \cdot 10^{12}$ см⁻³, $w = 1,5 \cdot 10^{14}$ эрг/с, $V = 3,14 \cdot 10^{15}$ см³, получим

$$\Delta T = \frac{w t}{1,5 k n V} = 50 t.$$

За время $t \sim 100$ с температура в области воздействия радиоизлучения может повыситься до 5000 К, что приведет к возникновению в ней интенсивного газодинамического течения. В связи с этим в данной работе разработан специальный двумерный численный алгоритм для исследования возможности и характера такого газодинамического возмущения.

Система дифференциальных уравнений, описывающая газодинамическое движение разогретого газа, будет иметь вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \rho u_r) + \frac{\partial}{\partial z}(r u_z) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} - g, \quad (6)$$

$$\frac{5}{2} \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u_z \frac{\partial T}{\partial z} + u_r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + T \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{1}{r} (r u_r) \right) = S(t), \quad (7)$$

$$P = \frac{\rho R T}{\mu}, \quad (8)$$

где $r \in [0; 32]$ км, $z \in [32; 120]$ км — размеры рассматриваемой области; $R = 16$ км — радиус радиолуча.

В начальный момент времени плотность атмосферы с высотой изменяется по закону

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{h}{\Delta}\right), \quad (9)$$

где Δ — высота однородной атмосферы.

Так как масштаб задачи $L_x > \Delta$, то, как показал расчетный анализ, 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 [Ступицкий, Холодов, 2019]. Таким образом, в качестве характерных величин были взяты

$$L_x = \Delta = \frac{RT}{\mu g} = 8 \text{ км}, \quad t_x = \frac{L_x}{U_x} = 30 \text{ с}, \quad U_x = \sqrt{gL_x} = 293,2 \text{ м/с},$$

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

При моделировании процесса разогрева ионосферы нагревным стендом в правой части уравнения (7) задавался модельный тепловой источник $S(t)$ в следующем виде:

$$S(t) = \begin{cases} \frac{S_{\max}}{\tau_1} t \exp[-(2z - 160)^2 - r^2], & t \leq \tau_2, r \leq 16, \\ 0, & t > \tau_2, r > 16, \end{cases} \quad (10)$$

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

Для решения системы (4)–(8) были опробованы наиболее часто используемые для решения подобных задач конечно-разностные схемы: двухшаговые (предиктор–корректор) схемы Лакса–Вендроффа, Мак-Кормака, а также схема Куранта–Изаксона–Риса и сеточно-характеристический метод А. С. Холодова и И. Б. Петрова. При выборе схемы учитывались ее точность по сохранению массы и энергии, а также экономичность времени счета.

Для повышения устойчивости и понижения погрешности счета во всех указанных методах использовалась процедура сглаживания [Петров, Лобанов, 2006]. Прием заключается в том, что значение искомого параметра в узле заменяется его «сглаженным» значением, которое есть средневзвешенное значение параметра в узле и четырех соседних точках:

$$\bar{u}_{i,j}^{n+1} = (1 - 4a)u_{i,j}^{n+1} + au_{i-1,j}^{n+1} + au_{i,j-1}^{n+1} + au_{i+1,j}^{n+1} + au_{i,j+1}^{n+1}, \quad a \leq 0,25.$$

Параметр сглаживания a подбирается опытным путем таким, чтобы не исказить само решение и вместе с тем подавить возмущение. В расчетах a принимался равным 0,1.

С учетом общезначимости постановки задачи метод Мак-Кормака, сеточно-характеристический метод и схема Лакса–Вендроффа давали близкие результаты. Метод Лакса–Вендроффа и сеточно-характеристический метод позволили получить более точное решение, но оптимальной по точности, времени счета и сложности программной реализации оказалась схема Мак-Кормака.

Общий характер поведения разогретой области зависит от ее начальной геометрии и накопленной в ней энергии. При большой энергии, значительно превосходящей ту, которую могут дать существующие в настоящее время нагревные стенды, 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 образованием вихреподобной структуры.

На рис. 18, 19 показаны тональные пространственно-временные картины при мощности источника $S_{\max} = 15$. Наличие радиальной скорости приводит к формированию высокотемпературной структуры, близкой по форме к тору. Изменение параметров в центре области приведено на рис. 20.

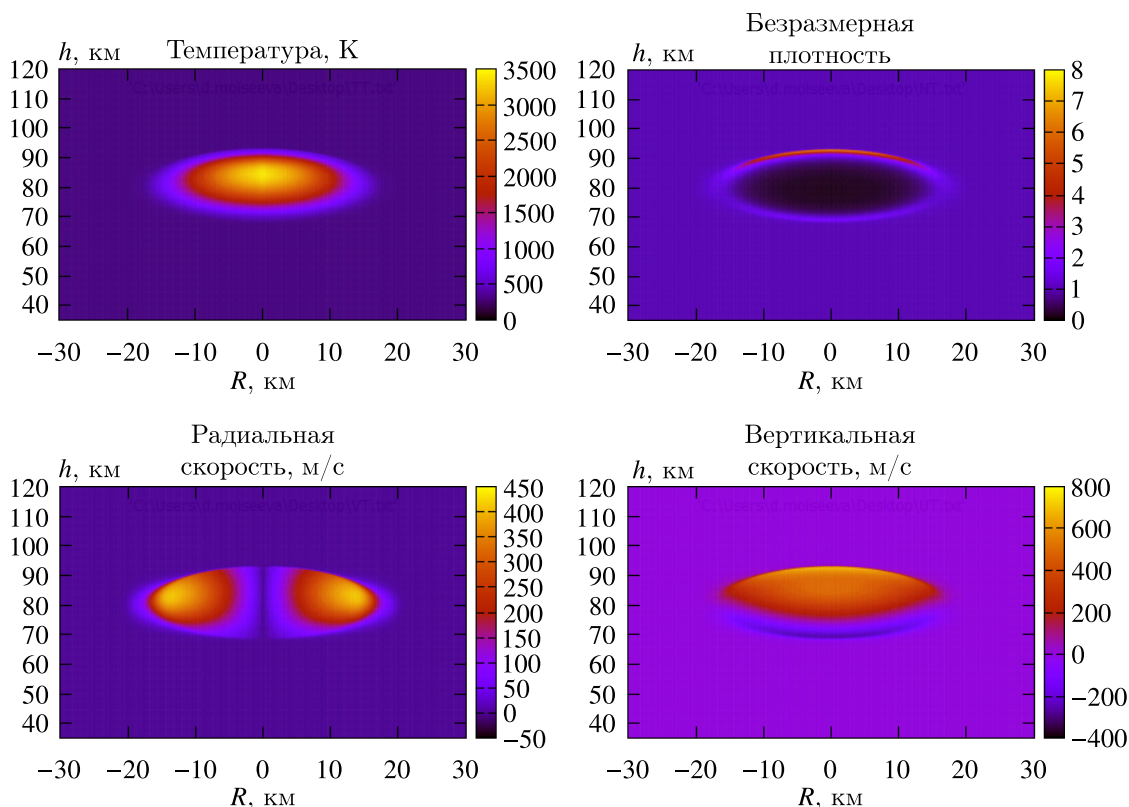


Рис. 18. Параметры возмущенной области (температура, плотность, составляющие скорости). Время расчета — 15 с, шаг по пространству — 0,01 (сетка равномерная), шаг по времени — 0,001, $a = 0,1$, $S_{\max} = 15$, $\tau_1 = 0,02$, $\tau_2 = 0,22$

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 в данных задачах наиболее сложными являются уравнения для температуры электронов T_e и температуры тяжелых частиц T , так как на их поведение влияет большое число кинетических процессов. В работах [Ступицкий, Любченко, Худавердян, 1985; Ступицкий, 2006] показано, что при решении такого рода задач весьма эффективным является метод расщепления по физическим процессам $T_e = T_g u_e$, $T = T_g u$, где T_g — газодинамическая температура, обусловленная адиабатическим процессом движения идеального газа; u_e , u — 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 , по существу, соответствует однотемпературному приближению $T_g = T$ идеального газа.

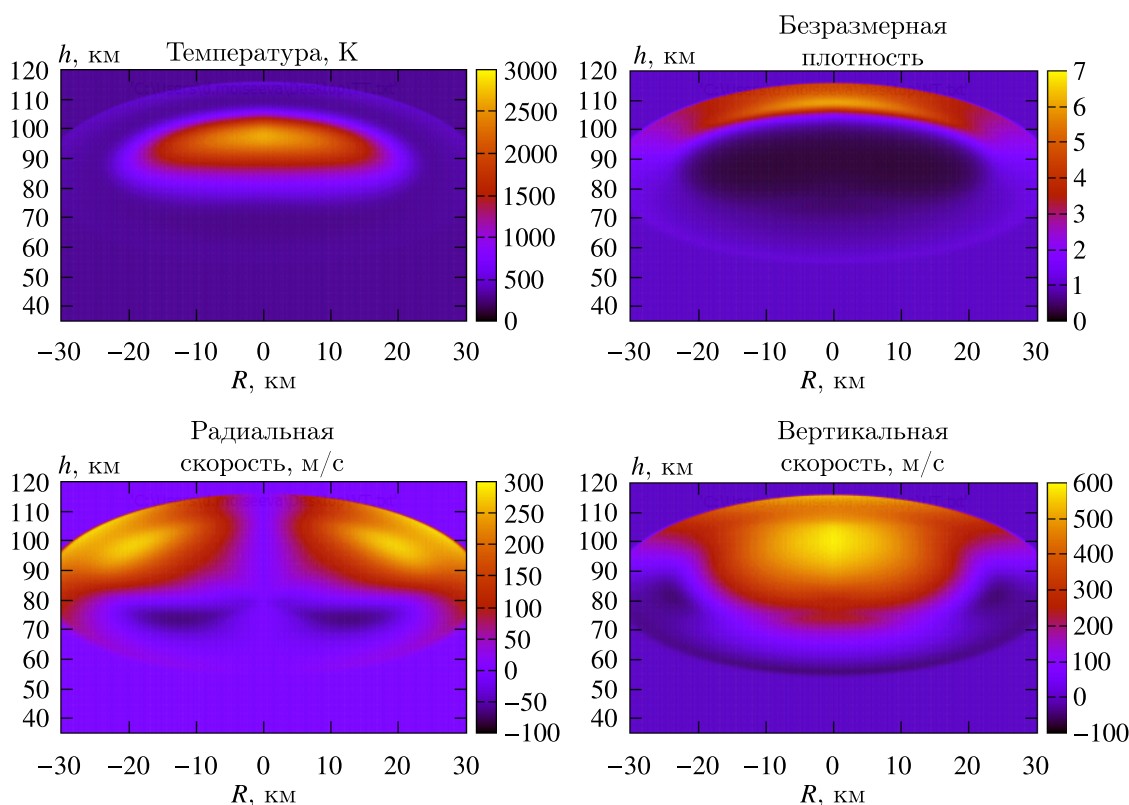


Рис. 19. Параметры возмущенной области (температура, плотность, составляющие скорости). Время расчета — 50 с, шаг по пространству — 0,01 (сетка равномерная), шаг по времени — 0,001, $a = 0,1$, $S_{\max} = 15$, $\tau_1 = 0,02$, $\tau_2 = 0,22$

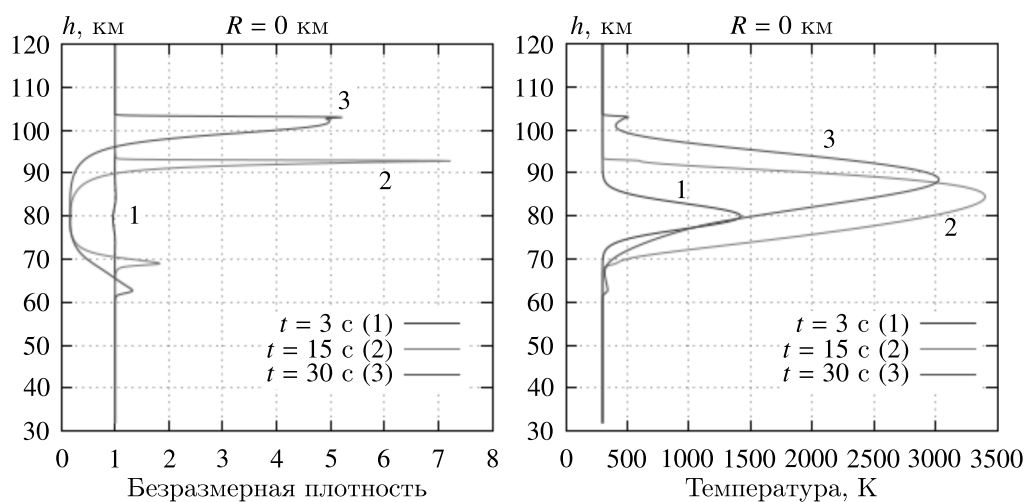


Рис. 20. Безразмерная плотность и температура в центре области течения ($R = 0$ км) на различные моменты времени. Параметры расчета: $S_{\max} = 15$, $\tau_1 = 0,02$, $\tau_2 = 0,22$

5. Заключение

В данной работе выполнены физические и численные исследования параметров нижней ионосферы при воздействии на нее мощного потока коротковолнового излучения от нагревного стенда и получены следующие результаты.

1. Разработаны численный алгоритм и программный комплекс, имеющий многоблочную структуру, для расчета концентраций ионизационно-химических и оптически активных компонентов и температур возмущенной области.

2. Показано, что определяющими параметрами при заданных характеристиках радиолуча являются электронная температура и концентрация тяжелых частиц окружающей ионосферы. В результате численных исследований определена степень влияния на электронную температуру основных неупругих процессов с участием электронов: ионизации, диссоциации, возбуждения метастабильных и колебательных состояний и соответствующих сечений столкновений и констант скоростей. Оценено влияние возбуждения вращательных степеней свободы на электронную температуру.

3. Получено пространственно-временное распределение всех основных параметров возмущенной области для дневных и ночных условий при вариации мощности потока и частоты радиоизлучения на различные моменты времени и показано, что:

- происходит сильное возмущение нижней ионосферы, температура электронов существенно возрастает по сравнению с естественной;
- для дневных условий основное поглощение радиоизлучения происходит в нижней части *D*-области ионосферы, где температура тяжелых частиц меняется слабо;
- определяющее влияние на поведение электронной температуры оказывают процессы возбуждения колебаний молекулы азота N_2 и метастабильных состояний молекулы кислорода O_2 .

4. Определены характеристики и концентрации заряженных частиц и оптически активных молекул. Рассчитанное по ним излучение значительно превосходит фоновое и существенно зависит от мощности радиоизлучения.

5. В результате численных исследований доказана возможность возникновения автоколебаний до выхода параметров на квазистационарные значения для условий, близких к условиям ночной ионосферы, когда область разогрева находится выше (~80 км). Определены параметры автоколебаний при исследовании генерации высокочастотного разряда в инертных газах в лабораторных условиях, что может быть использовано при постановке эксперимента.

6. Показано, что для ночных условий для высот 80–85 км температура электронов и тяжелых частиц за время $t \leq 1$ с может более чем на порядок увеличиться по сравнению с фоновым значением, что создает условия для возникновения газодинамического течения.

7. Разработан двумерный численный алгоритм для расчета параметров газодинамического течения и в результате проведенных расчетов определены его основные параметры.

В целом можно считать, что с точки зрения теплового разогрева ионосферы принятые в работе характеристики процессов соответствуют приведенной оценке.

Дальнейшее исследование будет направлено на уточнение физической модели задачи как в кинетическом, так и в термодинамическом отношении с учетом современного развития нагревных стенов коротковолнового излучения.

Отметим, что в работе [Streltsov et al., 2018] сформулированы нерешенные на настоящее время проблемы, связанные с исследованием нелинейных явлений в ионосфере, и предложена программа их решения, соответствующая современному состоянию вопроса.

Авторы выражают глубокую признательность чл.-корр. РАН, доктору физ.-мат. наук, профессору И. Б. Петрову; доктору физ.-мат. наук, профессору А. И. Лобанову; доктору физ.-мат. наук И. С. Никитину; доктору физ.-мат. наук С. С. Симакову за полезное обсуждение материала работы и улучшение качества данной статьи.

Список литературы (References)

- Гордиец Б. Ф., Марков Н. Н., Шелепин Л. А. Теория инфракрасного излучения околоземного космического пространства // Труды АН СССР. — 1978. — Т. 105. — С. 7–71.
Gordiyets B. F., Markov N. N., Shelepin L. A. Teoriya infrakrasnogo izlucheniya okolozemnogo kosmicheskogo prostranstva [Theory of infrared radiation of near-Earth space] // Proceedings of the Academy of Sciences of the USSR. — 1978. — Vol. 105. — P. 7–71 (in Russian).
- Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1973.
Gurevich A. V., Shvartsburg A. B. Nelineynaya teoriya rasprostraneniya radiovoln v ionosphere [Nonlinear theory of radio wave propagation in the ionosphere]. — Moscow: Nauka, 1973 (in Russian).
- Елецкий А. В., Палкина Л. А., Смирнов Б. М. Явления переноса в слабоионизированной плазме. — М.: Атомиздат, 1975.
Yeletskiy A. V., Palkina L. A., Smirnov B. M. Yavleniya perenosa v slaboionizirovannoy plazme [Transport phenomena in weakly ionized plasma]. — Moscow: Atomizdat, 1975 (in Russian).
- Карнюшин В. Н., Солоухин Р. И. Макроскопические и молекулярные процессы в газовых лазерах. — М.: Атомиздат, 1981.
Karnyushin V. N., Soloukhin R. I. Makroskopicheskiye i molekulyarnyye protsessy v gazovykh lazerakh [Macroscopic and molecular processes in gas lasers]. — Moscow: Atomizdat, 1981 (in Russian).
- Мак-Даниэль И. Процессы столкновений в ионизованных газах. — М.: Мир, 1967.
McDaniel E. W. Collision phenomena in ionized gases. — New York: Wiley, 1963. (Russ. ed.: *McDaniel E. W. Protssesy stolknoveniy v ionizovannykh gazakh*. — Moscow: Mir, 1967.)
- Моисеева Д. С., Ступицкий Е. Л. Физические исследования и численное моделирование воздействия мощного потока радиоизлучения на нижнюю ионосферу. Часть 1. Краткий обзор состояния вопроса и постановка задачи // Компьютерные исследования и моделирование. — 2023. — Т. 15, № 3. — С. 619–637.
Moiseeva D. S., Stupitskiy E. L. Fizicheskiye issledovaniya i chislennoye modelirovaniye vozdeystviya moshchnogo potoka radioizlucheniya na nizhnyuyu ionosferu. Chast' 1. Kratkiy obzor sostoyaniya voprosa i postanovka zadachi // Computer Research and Modeling. — 2023. — Vol. 15, No. 3. — P. 619–637 (in Russian).
- 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. — Т. 10, № 5. — С. 679–708.
Moiseeva D. S., Motorin A. A., Stupitskiy E. L. Chislennyye issledovaniya parametrov vozmushchennoy oblasti, obrazuyushchey v nizhney ionosfere pod deystviyem napravlennogo potoka radioizlucheniya ot nazemnogo istochnika [Numerical studies of the parameters of the perturbed region formed in the lower ionosphere under the action of a directed radio waves flux from a terrestrial source] // Computer Research and Modeling. — 2018. — Vol. 10, No. 5. — P. 679–708 (in Russian).
- Омхольт А. Полярные сияния. — М.: Мир, 1974.
Omholt A. The optical aurora. — Springer-Verlag, 1971. (Russ. ed.: *Omkhol't A. Polyarnyye siyaniya*. — Moscow: Mir, 1974.)
- Петров И. Б., Лобанов А. И. Лекции по вычислительной математике. — М.: Бинум, Лаборатория знаний, 2006.
Petrov I. B., Lobanov A. I. Lektzii po vychislitel'noy matematike [Lectures on computational mathematics]. — Moscow: Binom, Laboratoriya znaniy, 2006 (in Russian).
- Райзер Ю. П. Физика газового разряда. — М.: Наука, 1987.
Raizer Yu. P. Gas discharge physics. — Berlin, Heidelberg: Springer, 1991. (Russ. ed.: *Raizer Yu. P. Fizika gazovogo razryada*. — Moscow: Nauka, 1987.)
- Словицкий Д. И. Химия плазмы / под ред. Б. М. Смирнова. — М.: Атомиздат, 1975. — Т. 1.
Slovitskiy D. I. Khimiya plazmy / pod red. B. M. Smirnova [Plasma chemistry]. — Moscow: Atomizdat, 1975. — Vol. 1 (in Russian).
- Ступицкий Е. Л. Динамика мощных импульсных излучений и плазменных образований. — М.: Физматлит, 2006.
Stupitskiy E. L. Dinamika moshchnykh impul'snykh izluchenyi i plazmennykh obrazovaniy [Dynamics of powerful pulsed radiation and plasma formations]. — Moscow: Fizmatlit, 2006 (in Russian).

- Ступицкий Е. Л., Любченко О. С., Худавердян А. М. Неравновесные процессы при разлете высокотемпературного плазменного сгустка // Квантовая электроника. — 1985. — Т. 12, № 5. — С. 1038–1049.
- Stupitskij E. L., Lyubchenko O. S., Khudaverdyan A. M. Neravnovesnyye protsessy pri razlete vysokotemperaturnogo plazmennogo sgustka [Non-equilibrium processes during the expansion of a high-temperature plasma bunch] // Quantum Electronics. — 1985. — Vol. 12, No. 5. — P. 1038–1049 (in Russian).*
- Ступицкий Е. Л., Холодов А. С. Физические исследования и математическое моделирование крупномасштабных геофизических экспериментов. — Долгопрудный: Интеллект, 2019.
- Stupitskij E. L., Kholodov A. S. Fizicheskie issledovaniya i matematicheskoe modelirovanie krupnomasshtabnyh geofizicheskikh eksperimentov [Physical research and mathematical modeling of large-scale geophysical experiments]. — Dolgoprudnyj: Intellekt, 2019 (in Russian).*
- Хастед Дж. Физика атомных столкновений. — М.: Мир, 1965.
- Hasted J. Physics of atomic collisions. — Washington, D.C.: Butterworth, 1964. (Russ. ed.: Hasted J. Fizika atomnykh stolknoveniy. — Moscow: Mir, 1965.)*
- Черногор Л. Ф., Милованов Ю. Б. Возмущение ионосферы мощным непрерывным проходящим радиоизлучением: результаты численного моделирования // Радиофизика и радиоастрономия. — 2015. — Т. 20, № 1. — С. 48–63.
- Chernogor L. F., Milovanov Yu. B. Vozmushcheniye ionosfery moshchnym nepreryvnyim prokhodyashchim radioizlucheniym: rezul'taty chislenного modelirovaniya [Disturbances in the ionosphere produced by passing high-power radio transmissions: numerical simulations] // Radio Physics and Radio Astronomy. — 2015. — Vol. 20, No. 1. — P. 48–63 (in Russian).*
- 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. — Vol. 18. — P. 1210–1215.
- Moore R. C. ELF/VLF wave generation by modulated HF heating of the Auroral Electrojet. — Ph.D. thesis. — 2007.
- Rodriguez J. V. Modification of the Earth's ionosphere by very-low-frequency transmitters. — Ph.D. thesis. — Stanford, California: Stanford University, 1994.
- Schulz G. J. Resonances in electron impact on atoms // *Rev. Mod. Phys.* — 1973. — Vol. 45, No. 3. — P. 378–422.
- Smith K., Henry R. J. W., Burke P. G. Calculations on the scattering of electrons by atomic systems with configurations $2p^q$ // *Phys. Rev.* — 1967. — Vol. 157, No. 1. — P. 51–68.
- Spence D., Mauer J. L., Schulz G. J. Measurement of total inelastic cross sections for electron impact in N_2 and CO_2 // *J. Chem. Phys.* — 1972. — Vol. 57, No. 12. — P. 5516–5521.
- 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. — Vol. 214, No. 118. — P. 1–122.
- Trajmar S., Cartwright D., Williams W. Differential and integral cross sections for the electron-impact excitation of the $a^1\Delta_g$ and $b^1\Sigma_g^+$ states of O_2 // *Phys. Rev.* — 1971. — Vol. 4, No. 4. — P. 1482–1492.
- Watson C. E., Dulock V. A., Stolarsky R. S., Green A. E. S. Electron impact cross sections for atmospheric species: 3. Molecular oxygen // *J. Geophys. Res.* — 1967. — Vol. 72, No. 12. — P. 3961–3966.