

ВОЗМУЩЕНИЕ ИОНОСФЕРЫ МОЩНЫМ НЕПРЕРЫВНЫМ ПРОХОДЯЩИМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ: РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Приведены результаты численного моделирования возмущения температуры и концентрации электронов при воздействии на ионосферу мощным непрерывным радиоизлучением для различных частот, мощностей и поляризацій радиоволны. Продемонстрировано, что в D-области ионосферы имеют место гигантские возмущения температуры электронов. В E- и F-области ионосферы в ночное время возмущение температуры электронов также значительно. Возмущение концентрации электронов на всех высотах значительно меньше, чем возмущение температуры электронов.

Ключевые слова: ионосфера, мощное радиоизлучение, численное моделирование, возмущение температуры и концентрации электронов

1. Введение

Воздействие мощного радиоизлучения на околоземную плазму (ионосферу и магнитосферу) занимает видное место среди активных экспериментов в геокосмосе [1–3]. Обширные теоретические исследования в этом направлении были проведены авторами [4–6] еще в 1950–1960 гг. Результаты теоретических исследований детально описаны в монографиях [1, 2], а также в целом ряде статей А. В. Гуревича и соавторов.

Систематические экспериментальные исследования эффектов воздействия излучением мощных радиоволн на околоземную плазму начались в 1961 г. в СССР и в 1970 г. в США. Они с заметной интенсивностью продолжают и в настоящее время. Большинство работ посвящено исследованию эффектов мощного радиоизлучения в верхней ионосфере (см., например, обзор [7]). В то же время наибольшие, точнее гигантские, возмущения, как продемонстрировано ниже, ожидаются в нижней ионосфере (на высотах $z < 100$ км). Кроме того, основные потери мощности радиоволны также имеют место в нижней ионосфере. Для проведения экспериментов в F-области ионосферы и корректной интерпретации данных наблюдений требуется знать величину потерь мощности в нижней ионосфере. Следует также иметь в виду, что эффективная мощность PG радиоизлучения наземных станций составляет $1 \div 3.6$ ГВт (см., например, [3]). Насколько нам известно, для та-

ких значений PG детальные расчеты возмущений в ионосфере не проводились.

Целью настоящей работы является численное моделирование возмущений температуры и концентрации электронов в ионосфере, вызываемых воздействием мощного непрерывного проходящего радиоизлучения различной частоты, мощности и поляризации.

2. Исходные уравнения

2.1. Уравнение баланса электронов

Уравнение баланса энергии электронов может быть записано в виде [1–3]:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} + \delta v(T_e - T_{e0}) = \frac{E^2}{E_{p0\pm}^2} T_{e0} \delta_0 v + L_{T0}^2 \delta_0 v_0 \nabla \left(\frac{v_0}{v} \frac{T_e}{T_{e0}} \nabla T_e \right), \quad (1)$$

где $\delta(T_e)$ – средняя относительная доля энергии, теряемая электроном при соударении с тяжелой частицей (молекулой, ионом); $v(T_e)$ – частота соударений электронов; E – напряженность электрического поля на заданной высоте; $E_{p0\pm}$ – плазменное поле для волн обыкновенной (+) и необыкновенной (–) поляризацій соответственно, T_e – температура электронов; $L_{T0}^2 = \kappa_{e0} t_{T0} = \kappa_{e0} (\delta_0 v_0)^{-1}$, κ_{e0} – коэффициент температуропроводности; индекс “0” здесь и далее означает невозмущенные условия. Выражение для плазменного поля в магнитоактивной плазме при продольном по отношению к вектору индукции маг-

нитного поля \vec{B}_0 распространении радиоволн имеет вид:

$$E_{p0\pm}^2 = \frac{3k_B T_{e0} m \delta_0 (\omega_{\pm}^2 + \nu_0^2)}{e^2},$$

где k_B – постоянная Больцмана; m и e – масса и заряд электрона; $\omega_{\pm} = \omega \pm \omega_B$, $\omega = 2\pi f$ – частота радиоволны, $\omega_B = 2\pi f_B$ – гирочастота электронов. При квазипродольном распространении радиоволны ω_B следует заменить на “продольную составляющую” ω_B . В изотропной плазме

$$E_{p0}^2 = \frac{3k_B T_{e0} m \delta_0 (\omega^2 + \nu_0^2)}{e^2}.$$

В уравнении (1) второй член в левой части уравнения описывает потерю энергии электронами за счет ее передачи тяжелым частицам, второй член в правой части уравнения – потерю энергии за счет теплопроводности электронного газа. Их роль становится сравнимой при характерном масштабе возмущенной области $L \approx L_{T0}$. При вертикальном зондировании ионосферы

$$L \approx z\alpha_0 \approx z \frac{\lambda}{d_a},$$

где α_0 – ширина главного лепестка диаграммы направленности антенны, d_a – размер антенны, λ – длина радиоволны. Например, при $d_a = 300$ м и $\lambda = 60$ м имеем $\alpha_0 \approx 0.2$ рад. Тогда L составляет 20, 40 и 60 км на высотах 100, 200 и 300 км.

Масштаб L_{T0} , описывающий теплопроводность электронного газа, дается следующим соотношением [1–3]:

$$L_{T0} = \sqrt{\kappa_{e0} t_{T0}} = \sqrt{\frac{k_B T_{e0}}{m \nu_0^2 \delta_0}} = \frac{l_e}{\sqrt{\delta_0}}. \quad (2)$$

Соотношение (2) справедливо в изотропной плазме, а также для описания процесса теплопроводности электронного газа вдоль магнитных силовых линий (теплопроводность в поперечном направлении подавляется магнитным полем). Поскольку $L_{T0} \sim \nu_0^{-1}$, масштаб L_{T0} возрастает при увеличении высоты примерно по экспоненциальному закону. Только в верхней части области F ионосферы $L_{T0} \approx 20 \div 30$ км, что одного порядка с L . Таким образом, теплопроводностью элек-

тронного газа можно пренебрегать на высотах $z \leq 250$ км. Исключением является область верхнего гибридного резонанса, при котором размер сильно нагретой плазмы составляет несколько километров.

Уравнение (1) без учета процесса теплопроводности удобно записать для безразмерной температуры электронов $\theta = T_e / T_{e0}$:

$$\frac{d\theta}{dt} + \delta(\theta) \nu(\theta) (\theta - 1) = \gamma_{\pm}(\theta, t) \delta_0 \nu(\theta), \quad (3)$$

где $\gamma_{\pm} = E^2 / E_{p0\pm}^2$. На высотах $z < 200$ км, где преобладают соударения электронов с молекулами, согласно [1, 2]

$$\nu = \nu_{en} = \nu_0 \theta^{5/6}.$$

На высотах $z > 200 \div 250$ км [1, 2, 6]

$$\nu = \nu_{ei} = \nu_0 \theta^{-3/2}.$$

На этих же высотах $\delta(\theta) \approx \delta_0 \approx 10^{-4}$. При $z < 200$ км зависимость $\delta(\theta)$, исходя из результатов работы [2], можно аппроксимировать следующим соотношением [3]:

$$\delta(\theta) \approx \delta_0 (\theta^{-4/3} + 0.014\theta + 2^{(\theta-45)/5}). \quad (4)$$

Данная зависимость, строго говоря, справедлива до значений $\theta \approx 60$. Будем считать, что она приближенно справедлива и при $\theta = 60 \div 100$.

При продолжительности воздействия $\tau \gg t_{T0} = (\delta_0 \nu_0)^{-1}$ уравнение (3) с учетом (4) принимает стационарный вид:

$$(\theta^{-4/3} + 0.014\theta + 2^{(\theta-45)/5})(\theta - 1) = \gamma_{\pm}. \quad (5)$$

Для учета самовоздействия радиоволны уравнение (1) необходимо решать совместно с волновым уравнением или его геометрикооптическим приближением, которое имеет вид [8]

$$\frac{\partial E}{\partial t} + v_g \left(\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{E}{4\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{E}{z} + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) E \right) = 0, \quad (6)$$

где v_g – групповая скорость волнового пакета, ε – относительная диэлектрическая проницаемость, κ – показатель поглощения радиоволны. Вдали от области отражения радиоволны $\varepsilon \approx 1$ и $v_g \approx c$. Тогда (6) сводится к уравнению

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{E}{z} + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) E = 0. \quad (7)$$

В стационарном случае ($\partial E/\partial t = 0$) из (7) получаем:

$$\frac{dE}{dz} + \frac{E}{z} + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) E = 0. \quad (8)$$

Второй член в левой части уравнения (8) описывает сферическую расходимость волны. Соотношение (8) может быть переписано в виде:

$$\frac{d}{dz} (Ez) + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) (Ez) = 0. \quad (9)$$

В выражениях (7)–(9) показатель поглощения радиоволны

$$\kappa = \frac{\omega_p^2 \nu}{2\omega(\omega_{\pm}^2 + \nu^2)},$$

где ω_p – плазменная частота электронов, зависящая от их концентрации N .

2.2. Уравнения баланса заряженных частиц

2.2.1. Основные химические процессы в ионосфере

Главными химическими процессами в ионосфере являются ионизация молекул, образование отрицательных ионов вследствие прилипания электронов к молекулам, отлипание электронов, фотоотлипание, рекомбинация электронов и отрицательных ионов с положительными ионами.

Процесс прилипания электронов к нейтральным частицам представляет практический интерес лишь в нижней части D-области (примерно до 75 км). Химия этой части ионосферы очень сложная, здесь имеют место более сотни химических реакций. Детальная фотохимическая схема взаимодействий между различными составляющими нижней ионосферы окончательно не разработана. Поэтому воспользуемся упрощенной фотохимической схемой. Эта схема включает электроны, положительные ионы и отрицательные ионы трех видов с концентрациями N , N^+ , N_1^- , N_2^- и N_3^- соответственно и учитывает скорость образования положительных ионов q , скорости образования отрицательных ионов β_1 , β_2 и β_3 , скорости

отлипания электронов от отрицательных ионов γ_1 , γ_2 и γ_3 , а также коэффициенты рекомбинации электронов с ионами α_r и положительных ионов с отрицательными ионами α_i .

Кроме сложности химических процессов, D-области ионосферы присущи и другие особенности. Она сильно подвержена влиянию метеорологических процессов, точнее процессов в нейтральной атмосфере (ветров, турбулентности, перемещения акустико-гравитационных волн и т. д.). Источником ионизации является не только солнечное электромагнитное излучение, но и солнечные и галактические космические лучи, а также выпадающие из магнитосферы высокоэнергичные электроны. Роль последних существенно возрастает во время геокосмических бурь, а также в течение длительного времени после окончания бурь. В результате перечисленных процессов концентрации заряженных частиц могут изменяться на $2 \div 3$ порядка, превосходя даже суточные вариации.

Описанной выше схеме соответствует следующая система уравнений (см., например, [3]):

$$\frac{dN}{dt} = q_e - \alpha_r NN^+ - \beta_1 N + \gamma_1 N_1^- + \gamma_2 N_2^- + \gamma_3 N_3^-, \quad (10)$$

$$\frac{dN^+}{dt} = q_e - \alpha_r NN^+ - \alpha_i N^+ (N_1^- + N_2^- + N_3^-), \quad (11)$$

$$\frac{dN_1^-}{dt} = \beta_1 N - (\beta_2 + \gamma_1 + \alpha_i N^+) N_1^-, \quad (12)$$

$$\frac{dN_2^-}{dt} = \beta_2 N_1^- - (\beta_3 + \gamma_2 + \alpha_i N^+) N_2^-, \quad (13)$$

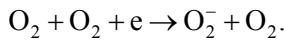
$$\frac{dN_3^-}{dt} = \beta_3 N_2^- - (\gamma_3 + \alpha_i N^+) N_3^-, \quad (14)$$

причем в соотношениях (10) и (11) $N^+ = (1 + \lambda)N$, где $\lambda = (N_1^- + N_2^- + N_3^-)/N$. Сложив уравнения (12), (13) и (14), получим, что

$$\frac{dN^-}{dt} = \beta_1 N - \gamma_e N^- - \alpha_i N^+ N^-, \quad (15)$$

где $N^- = N_1^- + N_2^- + N_3^-$, $\gamma_e = (\gamma_1 N_1^- + \gamma_2 N_2^- + \gamma_3 N_3^-)/N^-$. Уравнение (15) представляет собой уравнение баланса для эффективного отрицатель-

ного иона с концентрацией N^- , эффективной скоростью отлипания γ_e и скоростью образования, равной скорости образования отрицательных ионов O_2^- . Последние образуются при тройных столкновениях:



Как показано в работе [3], уменьшение концентрации электронов вследствие активизации процесса прилипания малó, и далее оно не учитывается.

Из (10) следует, что

$$\frac{dN}{dt} = q_e - \alpha_r NN^+ - \beta_1 N + \gamma_e N^- \quad (16)$$

Поскольку $N^- = N^+ - N$, соотношение (16) переписывается в виде:

$$\frac{dN}{dt} = q_e - \alpha_r NN^+ - \beta_1 N + \gamma_e (N^+ - N)$$

или

$$\frac{dN}{dt} = q_e + \gamma_e N^+ - (\alpha_r N^+ + \beta_1 + \gamma_e) N \quad (17)$$

2.2.2. Возмущение концентрации электронов

Из уравнений (17) и (15) следует, что в стационарном случае, т. е. при $d/dt = 0$,

$$q_e + \gamma_e N_\infty^+ - (\alpha_r N_\infty^+ + \beta_{1\infty} + \gamma_e) N_\infty = 0, \quad (18)$$

$$\beta_{1\infty} N_\infty - \gamma_e N_\infty^- - \alpha_i N_\infty^+ N_\infty^- = 0. \quad (19)$$

Здесь индекс “ ∞ ” обозначает стационарные значения параметров плазмы. Из соотношения (19) с учетом того, что $N_\infty^+ = N_\infty^- + N_\infty$, получаем

$$N_\infty = \frac{(\gamma_e + \alpha_i N_\infty^-) N_\infty^-}{\beta_{1\infty} - \alpha_i N_\infty^-}.$$

В области ионосферы, где существенную роль играют отрицательные ионы, $\gamma_e \approx 6 \div 0.5 \text{ с}^{-1}$, $\beta_{1\infty} \approx 30 \div 0.01 \text{ с}^{-1}$, а $\alpha_i N_\infty^- \approx 10^{-6} \div 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. Тогда

$$N_\infty \approx \frac{\gamma_e}{\beta_{1\infty}} N_\infty^-,$$

а

$$\lambda_\infty = \frac{\beta_{1\infty}}{\gamma_e}. \quad (20)$$

При $z = 50 \div 80$ км, как следует из выражения (20), $\lambda_\infty \approx 4 \div 0.02$.

Из соотношения (18) с учетом (20) имеем

$$q_e = \alpha_r N_\infty^2 (\lambda_\infty + 1) + \beta_{1\infty} N_\infty + \gamma_e N_\infty - \gamma_e (1 + \lambda_\infty) N_\infty = \alpha_r N_\infty^2 (\lambda_\infty + 1).$$

Тогда

$$N_\infty = \sqrt{\frac{q_e}{\alpha_r (\lambda_\infty + 1)}},$$

а с учетом (20)

$$N_\infty = \sqrt{\frac{q_e}{\alpha_r \beta_{1\infty} + \gamma_e}} \quad (21)$$

До включения мощного радиоизлучения значение N_∞ дается соотношением, аналогичным (21),

$$N_0 = \sqrt{\frac{q_e}{\alpha_{r0} \beta_{10} + \gamma_e}}.$$

Тогда

$$\frac{N_\infty}{N_0} = \sqrt{\frac{\alpha_{r0} \beta_{10} + \gamma_e}{\alpha_r \beta_{1\infty} + \gamma_e}}.$$

При $z \approx 50 \div 55$ км величины $\beta_{10}, \beta_{1\infty} \gg \gamma_e$, а

$$\frac{N_\infty}{N_0} \approx \sqrt{\frac{\alpha_{r0} \beta_{10}}{\alpha_r \beta_{1\infty}}}.$$

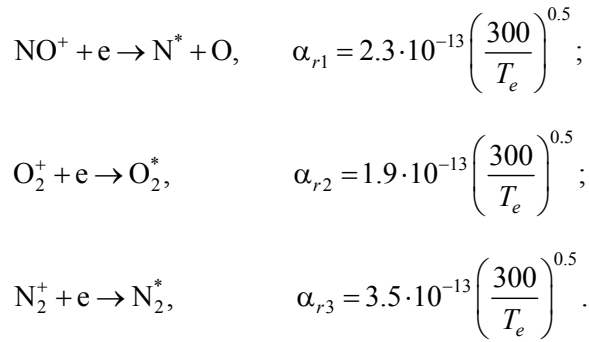
Если же $\beta_{10}, \beta_{1\infty} \ll \gamma_e$, что имеет место при $z \geq 75$ км, то

$$\frac{N_\infty}{N_0} \approx \sqrt{\frac{\alpha_{r0}}{\alpha_r}} \quad (22)$$

Далее индекс ∞ опускается.

2.2.3. Температурная зависимость коэффициентов рекомбинации

Сначала остановимся на коэффициенте рекомбинации электронов с положительными ионами. Основными реакциями являются следующие [9]:



Значком “*” здесь обозначены возбужденные атомы (молекулы). Концентрация ионов N_2^+ в ионосфере очень мала, и их ролью можно пренебречь. Значения коэффициентов рекомбинации здесь и далее приведены в системе СИ.

Для рассмотрения процесса рекомбинации достаточно ввести средневзвешенный коэффициент рекомбинации

$$\alpha_r = \alpha_{r1}n_1 + \alpha_{r2}n_2,$$

где n_1 и n_2 – относительные доли ионов (табл. 1).

На высотах $z < 80$ км важную роль играют кластерные ионы, для которых коэффициент рекомбинации [9]

$$\alpha_c = 3 \cdot 10^{-12} \left(\frac{300}{T_e} \right)^{0.5}.$$

С учетом кластерных ионов коэффициент рекомбинации существенно увеличивается при $z < 80$ км (см. табл. 1).

Температурная зависимость коэффициента α_r имеет вид [9]:

$$\alpha_r(T_e) = \alpha_{r0} \left(\frac{T_{e0}}{T_e} \right)^{0.5}. \quad (23)$$

Таблица 1. Параметры рекомбинационных процессов

z , км	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150
T_e , К	300	270	200	180	200	240	320	400	500	650	800
n_1	0.8	0.8	0.8	0.7	0.65	0.62	0.55	0.39	0.42	0.43	0.45
n_2	0.2	0.2	0.2	0.3	0.35	0.38	0.45	0.60	0.55	0.48	0.41
$\alpha_{r1} \times 10^{13}$, $\text{M}^3 \cdot \text{c}^{-1}$	2.3	2.4	2.8	3	2.8	2.6	2.2	2	1.8	1.6	1.4
$\alpha_{r2} \times 10^{13}$, $\text{M}^3 \cdot \text{c}^{-1}$	1.9	2	2.3	2.5	2.3	2.1	1.8	1.7	1.5	1.3	1.2
$\alpha_r \times 10^{13}$, $\text{M}^3 \cdot \text{c}^{-1}$	2.2	2.3	2.7	2.9	2.6	2.4	2	1.9	1.6	1.3	1.1
$\alpha_c \times 10^{13}$, $\text{M}^3 \cdot \text{c}^{-1}$	30	32	38	39	–	–	–	–	–	–	–
$\alpha_{r0} \times 10^{13}$, $\text{M}^3 \cdot \text{c}^{-1}$	30	32	10	3	2.6	2.4	2	1.9	1.6	1.3	1.1

При этом, как следует из (22) и (23),

$$\frac{N}{N_0} = \left(\frac{T_e}{T_{e0}} \right)^{1/4} = \theta^{1/4}. \quad (24)$$

Коэффициент рекомбинации положительных и отрицательных ионов от температуры не зависит. Далее будем полагать, что $\alpha_i = 2 \cdot 10^{-13} \text{ M}^3 \cdot \text{c}^{-1}$ [9, 10].

2.2.4. Рекомбинационное время становления концентрации электронов

Время становления дается соотношением $t_N = (\alpha_{r0}N_0)^{-1}$. Значения α_{r0} приведены в табл. 1, а результаты расчета t_N для дневного и ночного времени – в табл. 2.

Анализ табл. 2 показывает, что в дневное время подавление рекомбинационных процессов, приводящих к увеличению N , в D-области ионосферы возможно лишь при длительности воздействия $\tau \sim 1$ ч. При $\tau \ll t_N$ имеем

$$\frac{\Delta N}{N_0} \approx \left(\frac{N_\infty}{N_0} - 1 \right) \frac{\tau}{t_N}.$$

Например, при $N_\infty/N_0 = 2 \div 2.5$ и $\tau/t_N = 0.1$ имеем $\Delta N/N_0 \approx 0.1 \div 0.15$. Такие возмущения N не могут значительно повлиять на самовоздействие радиоволн на высотах $z < 80 \div 85$ км. В E- и нижней части F-области ионосферы $t_N \approx 1$ мин, и возмущение $\Delta N/N_0$ здесь составляет несколько десятков процентов.

В ночное время на всех высотах, где возможно частичное подавление процесса рекомбинации, $t_N \sim 1$ ч и более у нижней границы ионосферы. Поэтому возмущением N часто можно пренебречь, если $\tau \ll t_N$.

Таблица 2. Высотные зависимости концентрации электронов, времени становления концентрации электронов за счет рекомбинации в дневное и ночное (в скобках) время

z , км	50	60	70	80	90	100	110	130	150
N_0 , м ⁻³	10^7 (10^6)	10^8 ($2 \cdot 10^6$)	$2 \cdot 10^8$ ($4.4 \cdot 10^6$)	10^9 (10^7)	10^{10} ($6 \cdot 10^7$)	$8 \cdot 10^{10}$ ($1.2 \cdot 10^9$)	$1.2 \cdot 10^{11}$ ($1.8 \cdot 10^9$)	$1.5 \cdot 10^{11}$ ($2.2 \cdot 10^9$)	$3 \cdot 10^{11}$ ($2.4 \cdot 10^9$)
t_{N_2} , с	$3.3 \cdot 10^4$ ($3.3 \cdot 10^7$)	$3.1 \cdot 10^3$ ($1.6 \cdot 10^5$)	$5 \cdot 10^3$ ($2.3 \cdot 10^5$)	$3.3 \cdot 10^3$ ($3.3 \cdot 10^5$)	$4.3 \cdot 10^2$ ($7.2 \cdot 10^4$)	52 ($3.5 \cdot 10^3$)	42 ($2.8 \cdot 10^3$)	42 ($2.8 \cdot 10^3$)	30 ($3.8 \cdot 10^3$)

3. Модель среды

Для моделирования нагрева и возмущения концентрации электронов необходимо иметь невозмущенные профили концентрации электронов, температуры электронов и частоты соударений для дневного и ночного времени суток (рис. 1). При выборе этих профилей мы ориентировались на данные, приведенные в работах [1, 2]. Подобные профили характерны для невозмущенных условий в ионосфере.

Следует иметь в виду, что в ночное время концентрация электронов на высотах меньших $85 \div 90$ км настолько низкая, что ее измерение существующими радиофизическими методами фактически оказывается невозможным. Поэтому обычно утверждают, что в ночное время D-область ионосферы отсутствует, точнее, находится за пределами возможности ее наблюдения.

4. Результаты численных расчетов

4.1. Нагрев электронов

Здесь и далее в расчетах использовались модельные профили концентрации N_0 и температуры T_{e0} электронов, а также частоты соударений электронов с нейтралами ν_0 , показанные на рис. 1.

Нагрев радиоизлучением стэнда “Сура”. Для примера приведем результаты расчета T_e/T_{e0} для среднеширотного стэнда “Сура”, расположенного вблизи г. Нижний Новгород (Россия). Примем, что рабочая частота стэнда $f = 4.3$ МГц, эффективная мощность $PG = 300$ МВт. Результаты расчета для радиоволн обыкновенной (O) и необыкновенной (X) поляризации показаны на рис. 2, а для дневного и ночного времени. Из рисунка видно, что в дневное время у границы ионосферы ($z \approx 50 \div 60$ км) значения θ не превышают 11 и 20 для волн O- и X-поляризации соответственно. На высотах $60 \div 70$ км имеют мес-

то максимальные значения θ , достигающие 13 и 23 для волн O- и X-поляризации соответственно. На бóльших высотах величина нагрева электронов сравнительно быстро убывает с увеличением z . На высотах E-области возмущение T_e не превышает нескольких десятков процентов.

Нагрев электронов в D-области ионосферы более эффективен волной X-поляризации (см. рис. 2).

В ночное время роль поглощения радиоволны, а вместе с ней и самовоздействия существенно уменьшаются. При этом значения θ увеличиваются до 14 и 27 для волн O- и X-поляризации соответственно. Значительные возмущения T_e имеют место также и в E-области ионосферы.

При увеличении f до 6 МГц при том же значении PG величина нагрева несколько уменьшается (рис. 3, а).

Нагрев радиоизлучением стэнда HAARP. Этот стэнд размещен в высоких широтах (Аляска, США). Он имеет максимальную эффективную мощность $PG \approx 0.4 \div 3.6$ ГВт при $f = 2.8 \div 10$ МГц. Приведем примеры расчета возмущений T_e на минимальной частоте $f = 2.8$ МГц и $PG = 400$ МВт для радиоволн обеих поляризаций для дневного и ночного времени (рис. 4, а). Из рис. 4, а видно, что в дневное время наибольшие возмущения T_e имеют место на высотах $60 \div 70$ км, где θ достигает значений 20 и 41 для радиоволн O- и X-поляризации соответственно. На высотах E-области ионосферы θ лишь незначительно превышает 1.

Значения θ существенно возрастают в ночное время. На границе ионосферы $\theta \approx 20 \div 40$, а в E-области ионосферы $\theta \approx 5 \div 35$. Велико также возмущение T_e на высотах нижней части F-области ионосферы, здесь вдали от области резонансов $\theta \approx 2 \div 5$. При увеличении частоты до 6 МГц с $PG \approx 3.6$ ГВт значения θ достигают $32 \div 34$ и $42 \div 43$ для волн O- и X-поляризации (рис. 5, а).

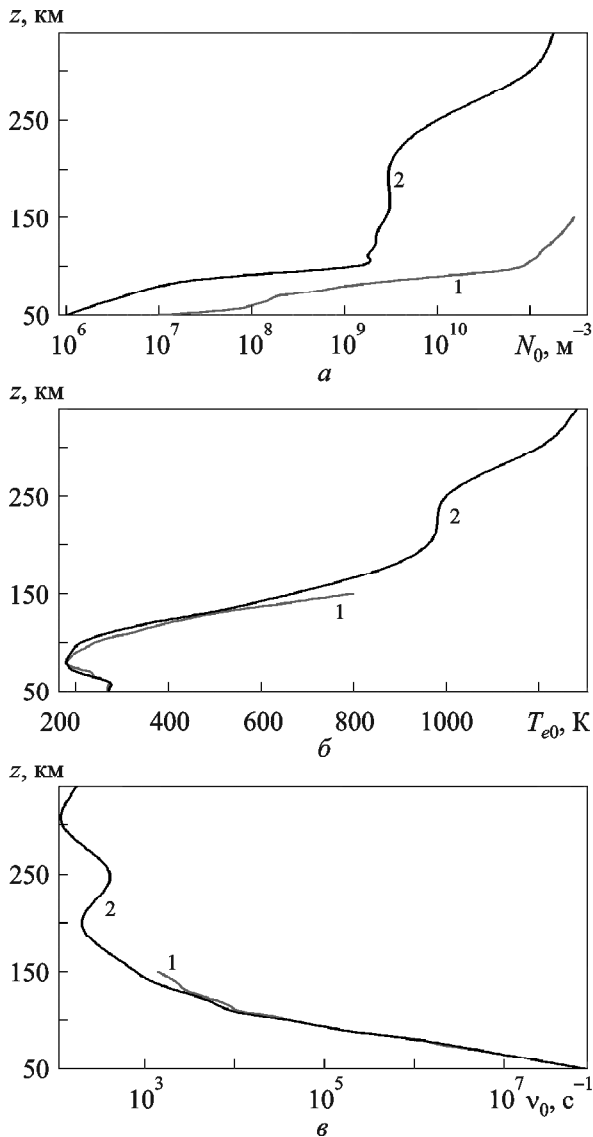


Рис. 1. Модельные профили концентрации электронов (а), температуры электронов (б), частоты соударения электронов с нейтралами (в) в ионосфере для дневного (1) и ночного (2) времени суток

Сильные возмущения ожидаются и в E- и F-области.

Нагрев радиоизлучением стенда “Москва”. Для этого стенда, расположенного возле г. Москвы (Россия), $f = 1.3 \div 1.4$ МГц, $PG = 1$ ГВт. Важно, что частота радиоволны близка к местной гирочастоте электронов $f_B \approx 1.35$ МГц. За счет гирорезонанса нагрев электронов должен значительно увеличиваться под действием волны X-поляризации. Радиопередающее устройство работало в импульсном режиме с длитель-

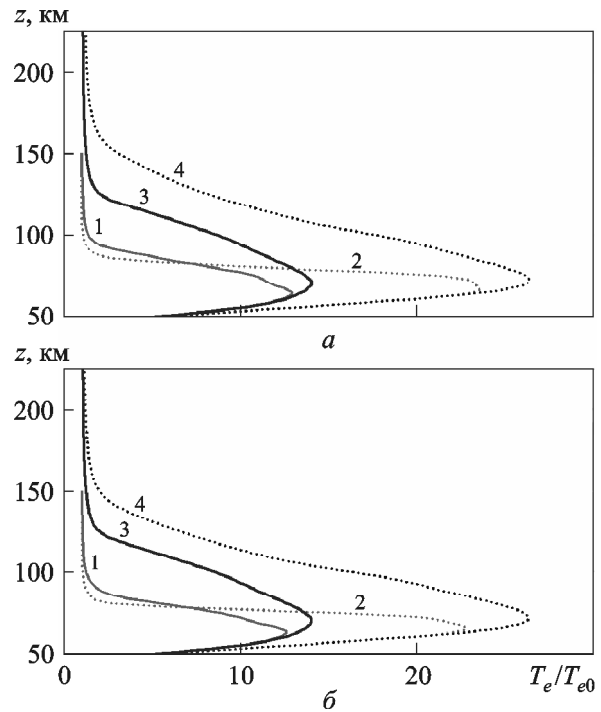


Рис. 2. Высотные профили относительной температуры электронов при возмущении T_e (а), а также T_e и N (б): 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Параметры нагревного стенда: $PG = 300$ МВт и $f = 4.3$ МГц

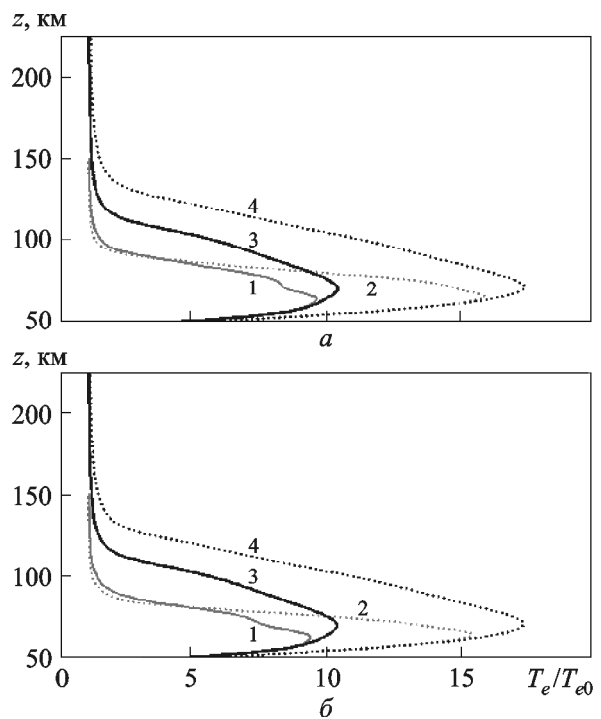


Рис. 3. Высотные профили относительной температуры электронов при возмущении T_e (а), а также T_e и N (б): 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Параметры нагревного стенда: $PG = 300$ МВт и $f = 6$ МГц

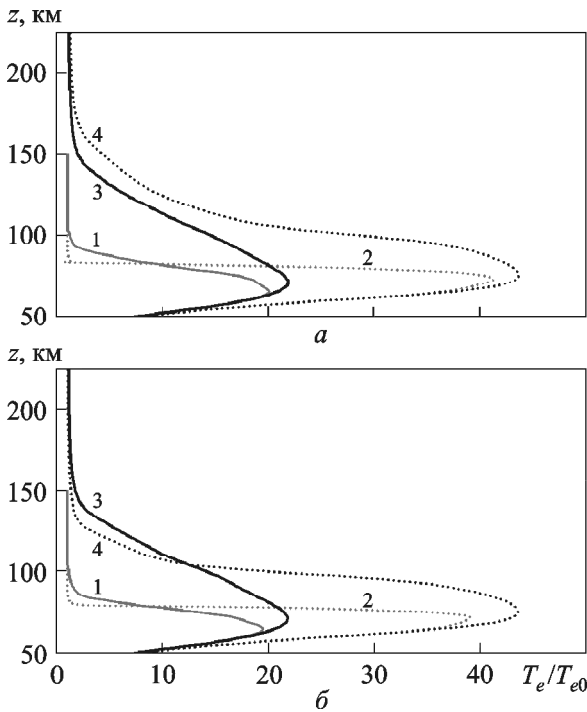


Рис. 4. Высотные профили относительной температуры электронов при возмущении T_e (а), а также T_e и N (б): 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Параметры нагревного стенда: $PG = 400$ МВт и $f = 2.8$ МГц

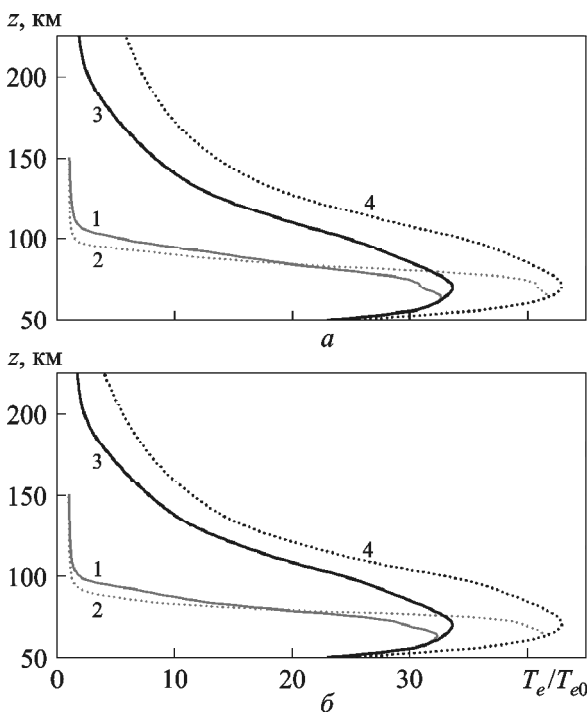


Рис. 5. Высотные профили относительной температуры электронов при возмущении T_e (а), а также T_e и N (б): 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Параметры нагревного стенда: $PG = 3.6$ ГВт и $f = 6$ МГц

ностью импульса $\tau = 0.5$ мс. В области наибольшего нагрева (высота $z = 60 \div 70$ км) $t_T \ll \tau$. Это обстоятельство позволяет решать стационарную задачу о нагреве электронов. На высотах, где $t_T > \tau$,

$$\theta(\tau) - 1 \approx (\theta_\infty - 1) \frac{\tau}{t_T}.$$

Здесь θ_∞ – стационарное значение θ .

Результаты расчета θ для волн О- и Х-поляризации, дневного и ночного времени при $f = f_B$ приведены на рис. 6, а.

В дневное время у границы ионосферы ($z \approx 50 \div 60$ км) значения θ постепенно увеличиваются от 15 до $30 \div 40$. Наибольшее увеличение T_e имеет место при $z \approx 60$ и 70 км для волн О- и Х-поляризации. При этом максимальное значение θ_{\max} составляет 37 и 74 соответственно.

В ночное время из-за значительного снижения поглощающих свойств плазмы сильный нагрев электронов возможен в диапазоне высот $80 \div 220$ км (рис. 6, а). В то же время для Х-волны $\theta_{\max} \approx 104$ при $z \approx 95$ км.

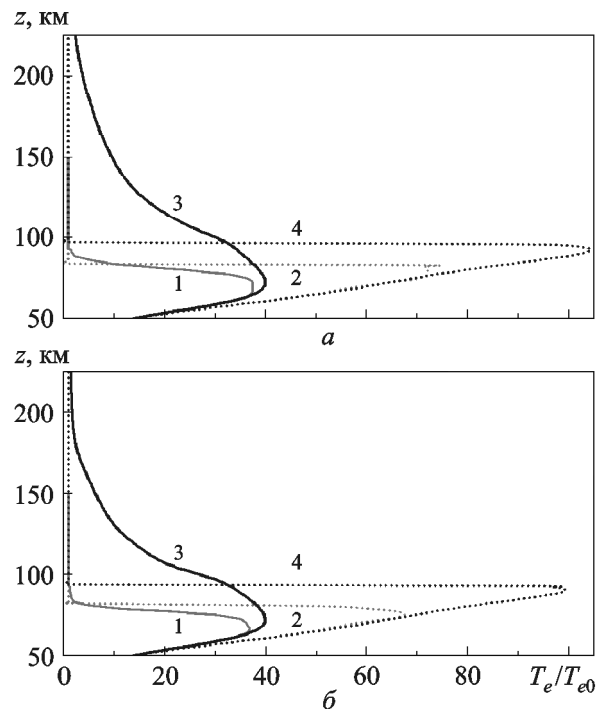


Рис. 6. Высотные профили относительной температуры электронов при возмущении T_e (а), а также T_e и N (б): 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Параметры нагревного стенда: $PG = 1$ ГВт и $f = 1.35$ МГц

4.2. Влияние увеличения концентрации электронов на нагрев электронов

Учтем теперь также увеличение N согласно соотношению (24): $N/N_0 = \theta^{1/4}$.

Примеры расчета профилей $\theta = T_e \theta = T_e/T_{e0}$ для значений параметров нагревного стенда $PG \approx 300$ МВт, $f = 4.3$ МГц и $f = 6.0$ МГц приведены на рис. 2, б и рис. 3, б. Эти условия близки к тем, что реализуются на нагревном стенде “Сура”.

На частоте $f = 4.3$ МГц в дневное время $\theta_{+max} \approx 12.6$ и $\theta_{-max} \approx 23.3$ при $z_{+max} \approx 63$ км и $z_{-max} \approx 67$ км для волн О- и Х-поляризации (см. рис. 2, б). Возмущение T_e на высотах Е- и F-области ионосферы несущественно.

В ночное время $z_{\pm max} \approx 70$ км, здесь $\theta_{+max} \approx 14$, $\theta_{-max} \approx 27$. На высоте $z \approx 100$ км $\theta_+ \approx 8$, а $\theta_- \approx 16$. Возмущение θ_- заметно вплоть до высоты 150 км (см. рис. 2, б).

Увеличение f от 4.3 до 6 МГц приводит к уменьшению $\theta_{\pm max}$ примерно в 1.5 раза (см. рис. 3, б). Качественная картина остается примерно такой же.

Результаты расчета профилей θ для сверхмощного нагревного стенда с $PG = 0.4$ и 3.6 ГВт для $f = 2.8$ МГц и $f = 6$ МГц соответственно приведены на рис. 4, б и рис. 5, б. Из рис. 4, б видно, что в дневное время T_e возмущается лишь в D-области ионосферы: при $z_{+max} \approx 65$ км $\theta_{+max} \approx 19.5$, при $z_{-max} \approx 70 \div 75$ км $\theta_{-max} \approx 39$.

В ночное время нагрев электронов значителен вплоть до высоты 150 км. При $z_{+max} \approx 75$ км $\theta_{+max} \approx 22$ и при $z_{-max} \approx 75$ км $\theta_{-max} \approx 43.5$. На высотах $z \geq 110$ км более эффективным является нагрев волной О-поляризации.

При увеличении f до 6 МГц и PG до 3.6 ГВт величина $\theta_{\pm max}$ увеличивается в 1.4 ÷ 1.5 раза (см. рис. 5, б).

В ночное время на высотах $z \geq 100$ км более эффективным является нагрев радиоволной Х-поляризации.

Результаты расчета профилей θ для $PG = 1$ ГВт и $f = 1.35$ МГц приведены на рис. 6, б. Такие значения параметров PG и f реализуются на на-

гревном стенде “Москва”. Из рис. 6, б видно, что в дневное время T_e возмущается в основном в D-области ионосферы. Здесь $z_{+max} \approx 70$ км, $\theta_{+max} \approx 37$, $z_{-max} \approx 75$ км, $\theta_{-max} \approx 67$.

В ночное время $z_{+max} \approx 75 \div 80$ км, $\theta_{+max} \approx 67$, $z_{-max} \approx 90$ км, $\theta_{-max} \approx 100$.

Радиоволна О-поляризации в ночное время способна вызвать значительный нагрев электронов на высотах вплоть до 175 км. Например, на высотах 100 ÷ 150 км $\theta_+ \approx 25 \div 6$.

4.3. Возмущение концентрации электронов

Приведем результаты расчета стационарных значений N/N_0 в зависимости от $\theta = T_e/T_{e0}$ (табл. 3). Из табл. 3 видно, что даже при очень сильном нагреве и $\tau \gg t_N$ значение N/N_0 не превышает $2 \div 2.5$.

Перейдем к рассмотрению расчетных профилей N/N_0 . Расчеты выполнены для различных значений PG и f , для радиоволн О- и Х-поляризации, а также для дневного и ночного времени суток.

Используемые в расчетах высотные зависимости N_0 , T_{e0} и v_0 приведены на рис. 1.

Расчетные профили относительной концентрации N/N_0 показаны на рис. 7–11. В соответствии с соотношением (24) профили N/N_0 качественно повторяют профили T_e/T_{e0} . Из рисунков следует, что в дневное время N возмущается в основном в D-области ионосферы. Здесь $(N/N_0)_{+max} \approx 1.7 \div 2.5$, $(N/N_0)_{-max} \approx 2.0 \div 2.9$. В ночное время также существенно возмущение N на высотах Е- и нижней части F-области ионосферы.

Как видно из рис. 9 и рис. 10, в дневное время концентрация электронов увеличивается заметным образом (в 2.4 ÷ 2.8 раза) лишь в D-области ионосферы. В ночное время увеличение N также существенно на высотах от 100 км и вплоть до высоты отражения радиоволны. На частоте 2.8 МГц достигается большее увеличение N под действием радиоволны О-поляризации, а на частоте 6 МГц – большее увеличение N

Таблица 3. Зависимость относительной концентрации электронов от их относительной температуры

θ	1.2	1.4	1.6	1.8	2	3	5	10	15	20	25	30	35	40
N/N_0	1.05	1.09	1.12	1.16	1.19	1.32	1.50	1.78	1.97	2.11	2.24	2.34	2.43	2.51

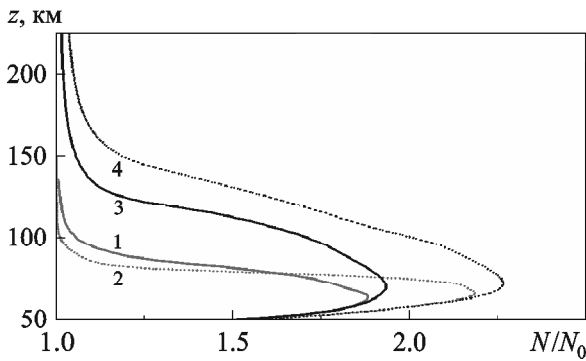


Рис. 7. Высотные профили относительной концентрации электронов: 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Параметры нагревного стэнда: $PG = 300$ МВт, $f = 4.3$ МГц

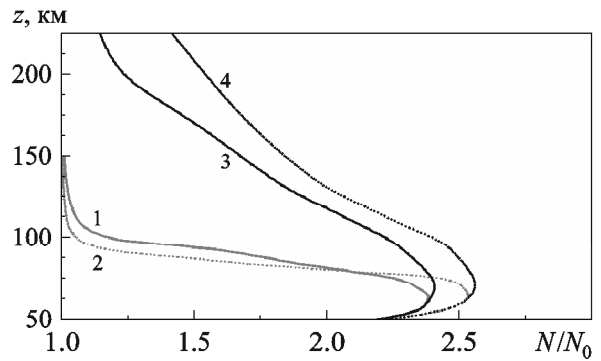


Рис. 10. Высотные профили относительной концентрации электронов: 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Параметры нагревного стэнда: $PG = 3.6$ ГВт, $f = 6$ МГц

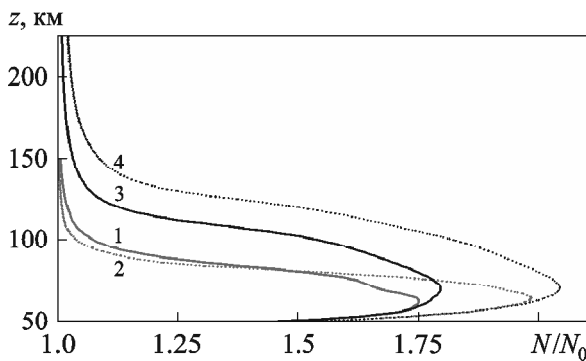


Рис. 8. Высотные профили относительной концентрации электронов: 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Параметры нагревного стэнда: $PG = 300$ МВт, $f = 6$ МГц

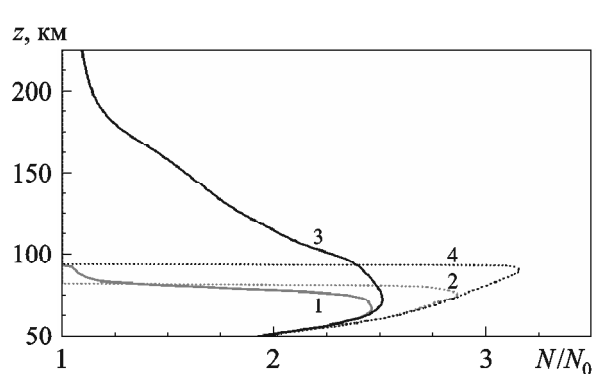


Рис. 11. Высотные профили относительной концентрации электронов: 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Параметры нагревного стэнда: $PG = 1$ ГВт, $f = 1.4$ МГц

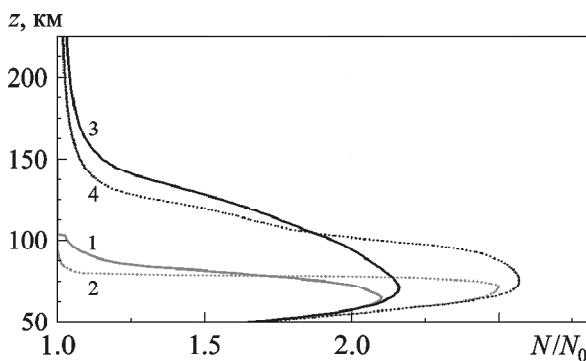


Рис. 9. Высотные профили относительной концентрации электронов: 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Параметры нагревного стэнда: $PG = 400$ МВт, $f = 2.8$ МГц

имеет место при нагреве радиоволной Х-поляризации.

При воздействии на ионосферу радиоволной на гирочастоте электронов в дневное время возмож-

но существенное возмущение N лишь на высотах D-области ионосферы (см. рис. 11). При этом $(N/N_0)_{+max} \approx 2.5$, $(N/N_0)_{-max} \approx 2.9$. В ночное время радиоволна Х-поляризации сильно поглощается на высотах около 90 км, где $(N/N_0)_{-max} \approx 3.2$. Радиоволна О-поляризации способна приводить к увеличению N в $2.3 \div 1.1$ раза на высотах 100 ÷ 200 км.

4.4. Зависимость эффективности воздействия от частоты радиоволны

Представляет интерес изучение величины возмущения температуры и концентрации электронов от частоты радиоволны на фиксированных высотах при неизменном значении эффективной мощности стэнда. Результаты расчетов частотной зависимости относительной температуры электронов для

различных значений эффективной мощности приведены на рис. 12–14. Оказывается, что на высотах меньших 90 км, значения относительной температуры монотонно убывают при увеличении частоты радиоволны. Такая же тенденция сохраняется и на высотах больших 100 км. Исключение составляет воздействие радиоволной Х-поляризации в ночное время. Примерно до 3 МГц значения относительной температуры увеличиваются, а при частоте больше 4 МГц они убывают. Максимальное значение относительной температуры имеет место при частоте 3.2 ÷ 3.8 МГц для эффективной мощности 0.3 ÷ 3.6 ГВт.

Поскольку $N/N_0 = (T_e/T_{e0})^{1/4}$, все сказанное относится и к параметру N/N_0 .

5. Обсуждение

Проведенное численное моделирование возмущений температуры электронов показало, что уже при эффективной мощности 300 МВт в D-области ионосферы имеют место гигантские возмущения ($\theta \geq 10$). Более эффективным (примерно в 1.5 ÷ 2 раза) является воздействие радиоизлучением Х-поляризации. Высота z_{\max} , где относительная температура электронов достигает максимальных значений, зависит от значений эффективной мощности и частоты радиоволны и находится в пределах 60 ÷ 70 км. В этом диапазоне высот $\omega_{\pm} \approx \nu(\theta)$. Поскольку $\omega_- < \omega_+$, $z_{-\max} > z_{+\max}$.

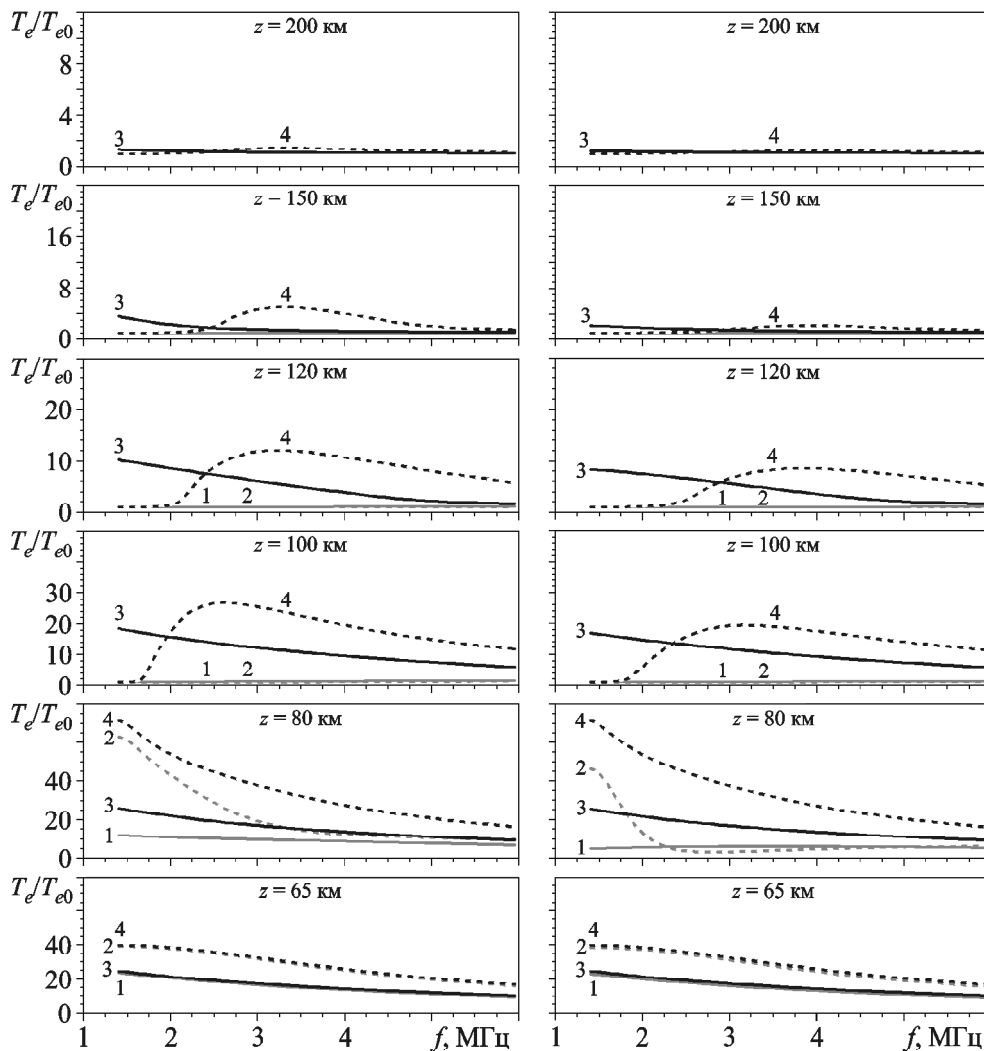


Рис. 12. Частотные зависимости относительной температуры электронов при возмущении T_e (а), а также T_e и N (б): 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Эффективная мощность излучения нагревного стэнда $PG = 0.3$ ГВт

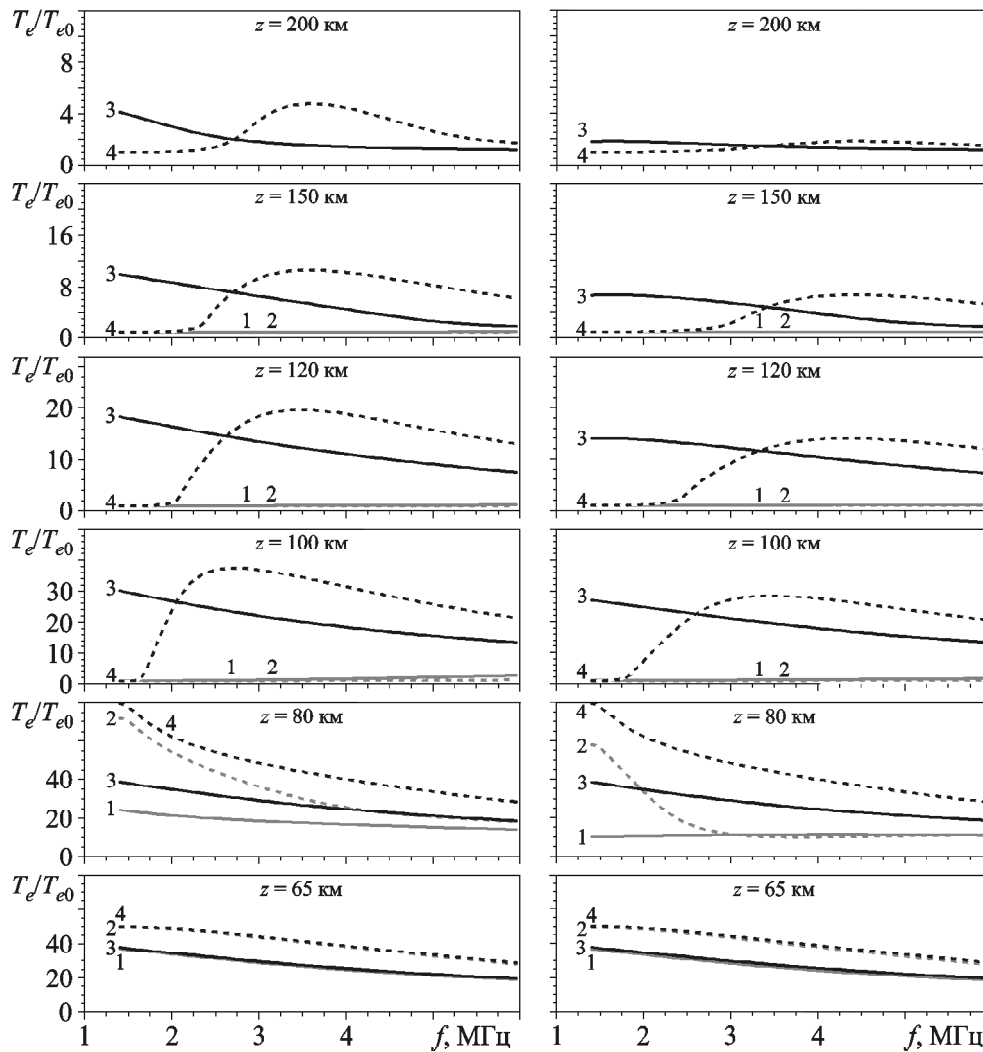


Рис. 13. Частотные зависимости относительной температуры электронов при возмущении T_e (а), а также T_e и N (б): 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Эффективная мощность излучения нагревного стенда $PG = 1$ ГВт

В ночное время гигантские возмущения (особенно для волны Х-поляризации) могут иметь место и в Е-области ионосферы), по крайней мере, на высотах 120 ÷ 170 км (см. рис. 5).

Максимальное возмущение Е-и F-области возникает при воздействии волной Х-поляризации с частотой 3.2 ÷ 3.8 МГц. Такая закономерность обусловлена тем, что при увеличении частоты от 1.5 ÷ 3 МГц существенно уменьшается поглощение радиоволны в нижележащих слоях ионосферы, т. е. на высотах меньших 90 км. При увеличении частоты больше 4 МГц увеличивается плазменное поле и эффективность взаимодействия мощной радиоволны с ионосферной плазмой уменьшается. В результате конкурирующе-

го влияния этих факторов возникает возможность выбора оптимальной частоты f_{opt} радиоволны для воздействия на верхнюю ионосферу. Найдем условие, из которого определяется оптимальная частота. Дифференцируя выражение (5) по частоте и требуя, чтобы

$$\left. \frac{d\theta}{df} \right|_{f_{opt}} = 0,$$

получим, что интегральный коэффициент поглощения радиоволн

$$K = \frac{\omega}{c} \int_0^z \kappa(z) dz$$

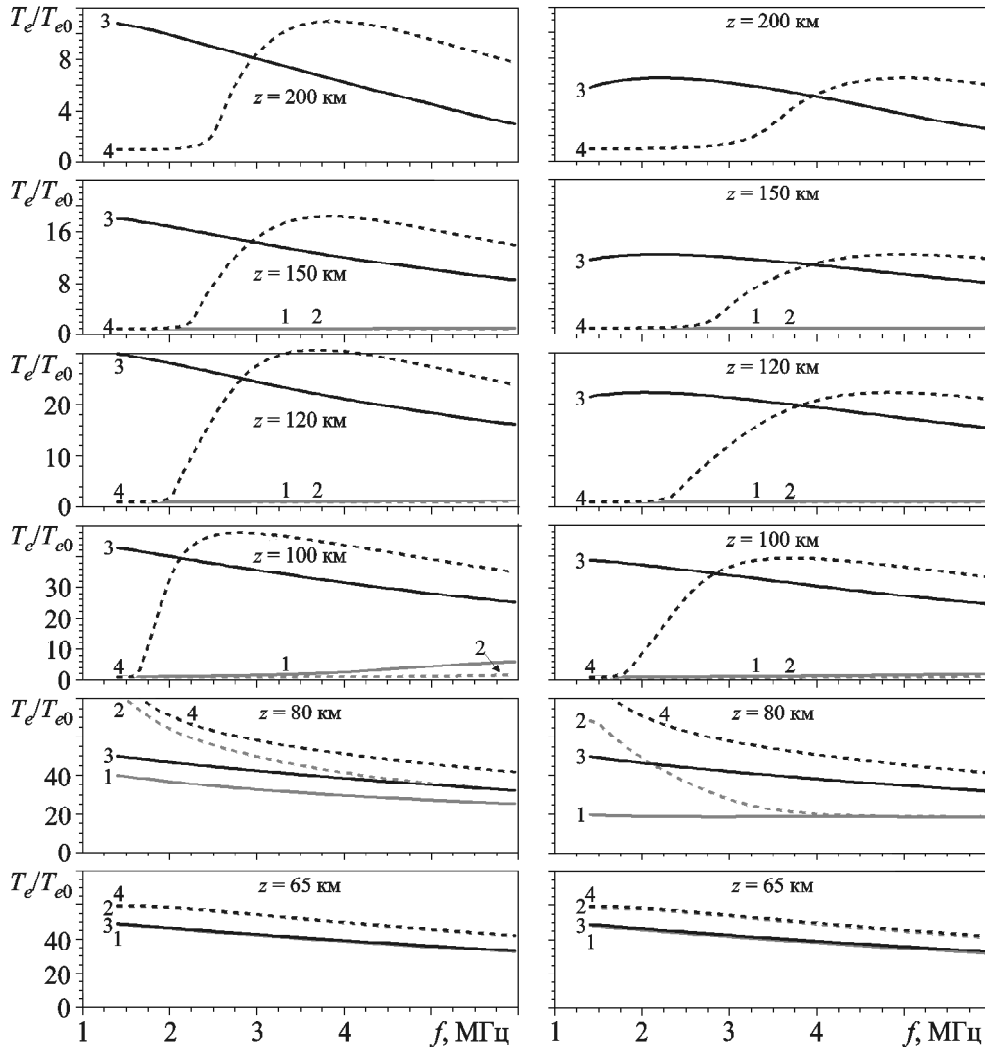


Рис. 14. Частотные зависимости относительной температуры электронов при возмущении T_e (а), а также T_e и N (б): 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Эффективная мощность излучения нагревного стенда $PG = 3.6$ ГВт

при $f = f_{opt}$ должен удовлетворять условию

$$K(f_{opt}, z) = 1/2. \quad (25)$$

В ночное время максимальное значение κ_- имеет место при $z \approx 90 \div 100$ км, где $f_{p0}/2\pi \approx 0.3$ МГц, $v_0 \approx 4 \cdot 10^4$ с⁻¹, $\theta_- \approx 16 \div 36$ и $\omega_-^2 \gg v^2$. Тогда из выражения (25) следует, что

$$f_{-opt} \approx f_{p0} \sqrt{\frac{v_0 \theta_-^{13/12} \Delta z}{c}}.$$

При $\Delta z = 10$ км и $f_B = \omega_B/2\pi \approx 1.4$ МГц имеем $f_{-opt} \approx 1.6 \div 2.4$ МГц, а $f = 3 \div 3.8$ МГц. Примерно такое же значение для оптимальной частоты

получено в результате численного моделирования (см. выше).

Отдельно остановимся на обсуждении эффективности возмущения ионосферы волной с частотой, близкой к гирочастоте электронов (см. рис. 6). Волна О-поляризации эффективно возмущает D-область ионосферы, где она сильно поглощается в дневное время. В ночное время значительно возмущается вся ионосфера вплоть до области отражения радиоволны.

Волна Х-поляризации способна возмущать только D-область ионосферы, где она почти полностью поглощается за счет гирорезонанса. Нагрев замечен до высот 87 и 97 км в дневное и ночное время соответственно. Значения θ_{-max} дости-

гают примерно 70 и 100 для указанных времен суток.

Возмущения ионосферы в области верхнего гибридного резонанса, а также за счет эффекта магнитного зенита требуют отдельного рассмотрения. Отдельного рассмотрения потребует также изучение нагревных эффектов при возмущении ионосферы источниками естественной природы (например, в течение геокосмических бурь).

Весьма желательно сравнить результаты моделирования с результатами экспериментов. К сожалению, это оказывается трудной задачей, так как в литературе имеется очень мало сведений об измерениях возмущений температуры и концентрации электронов, вызванных воздействием мощного радиоизлучения на рассматриваемых в настоящей работе высотах. Для этого есть несколько причин.

Во-первых, для измерения указанных возмущений принципиально пригодны радары некогерентного рассеяния, но измерения температуры и концентрации электронов возможны лишь на высотах от 100 ÷ 150 до 600 ÷ 1000 км, где эти возмущения сравнительно малы или вызваны другим механизмом нагрева. Как видно из расчетов, гигантские возмущения ожидаются на высотах 50 ÷ 100 км.

Во-вторых, на основных нагревных стендах (“Москва”, “Сура”, HAARP) радары некогерентного рассеяния отсутствуют, других средств, методов и методик для обнаружения возмущений температуры электронов на этих стендах нет.

В-третьих, для диагностики возмущений температуры и концентрации электронов на высотах 70 ÷ 85 км принципиально применимы радары частичных отражений. Такие исследования с использованием мобильного радара частичных отражений Харьковского университета были проведены в 1970-е гг. К сожалению, в те годы эффективная мощность нагревных стендов была относительно невелика (порядка 10 МВт). Эти результаты были опубликованы в 1970–1980-х гг. [11–15], а также систематизированы в монографии [3]. Они качественно подтверждают приведенные выше расчеты. В частности, подтверждено, что максимальные возмущения температуры электронов имеют место в D-области ионос-

феры на высотах 70 ÷ 80 км. Имеется одна работа [16], где приведены результаты наблюдений возмущений температуры электронов, зарегистрированных при помощи радара частичных отражений на нагревном стенде EISCAT в г. Тромсё (Норвегия). Температура электронов при умеренной эффективной мощности стенда увеличивалась в 3 ÷ 4 раза [16], что соответствует нашим расчетам.

Результаты современных исследований методом некогерентного рассеяния представлены в работе [17], где отмечается, что радиоизлучение нагревного стенда EISCAT приводило к увеличению T_e в 4 раза (от 250 до 1000 К) на высоте около 78 км.

В-четвертых, основное внимание в исследованиях модификации ионосферы мощным радиоизлучением традиционно уделялось другим эффектам (генерации неустойчивостей, ракурсному рассеянию радиоволн, искусственному радиоизлучению ионосферы, ускорению электронов, оптическому свечению ионосферы и т. п.) и преимущественно на высотах 250 ÷ 350 км, которые не рассматриваются в настоящей работе. Этим вопросам следует посвятить отдельную статью. Как известно, на высотах 50 ÷ 200 км искусственные спутники Земли не летают, поэтому спутниковые измерения здесь невозможны.

6. Выводы

1. Радиоизлучение O-поляризации нагревного стенда с параметрами стенда “Сура” способно увеличить температуру электронов в 8 ÷ 10, 2 ÷ 7 раз и на десятки процентов в D-, E- и F-области ионосферы соответственно. Радиоизлучение X-поляризации может увеличить температуру электронов в ночное время в 16 ÷ 17, 5 ÷ 12 и 1.5 ÷ 5 раз в D-, E- и F-области ионосферы соответственно. В дневное время эффективно возмущается лишь D-область ионосферы.

2. Радиоизлучение стенда HAARP с частотой 2.8 МГц и эффективной мощностью 0.4 ГВт в дневное время возмущает в основном D-область ионосферы, где температура электронов может увеличиться в 20 и 40 раз при воздействии радиоволнами O- и X-поляризации соответственно. В ночное время температура электронов может увеличиться в 22 и 43, 5 ÷ 17 и 3 ÷ 35, а также в 3 раза в D-, E- и F- области при воздействии

на них радиоизлучения О- и Х-поляризаций соответственно.

Радиоизлучение стенда HAARP с частотой 6 МГц и эффективной мощностью 3.6 ГВт в дневное время возмущает в основном D-область ионосферы, где температура электронов может увеличиваться в 33 и 42 раза при воздействии радиоволнами О- и Х-поляризации соответственно. В ночное время очень сильно возмущаются все области ионосферы, где увеличение температуры электронов изменяется от 42 до 2 раз для радиоволны О-поляризации, а также от 43 до 6 раз для радиоволны Х-поляризации.

3. При воздействии на среду радиоволной на гирочастоте электронов в дневное время возмущается в основном D-область ионосферы, где температура электронов может увеличиваться в 38 и 73 раза для радиоволн О- и Х-поляризации соответственно.

В ночное время радиоволна Х-поляризации также возмущает только D-область ионосферы, где она полностью поглощается вследствие гирорезонанса. Здесь имеет место исключительно сильный нагрев электронов – их температура увеличивается примерно в 100 раз.

4. Для максимального возмущения E и F-области ионосферы проходящей радиоволной в ночное время рекомендуется использовать радиоволну Х-поляризации с частотой $3 \div 4$ МГц.

5. Возмущение концентрации электронов вследствие частичного подавления процесса рекомбинации относительно невелико. Концентрация электронов в ночное время обычно увеличивается в $2.5 \div 3$, $1.5 \div 2$ и $1.2 \div 1.5$ раз в D-, E- и F-области ионосферы соответственно. В дневное время заметное возмущение концентрации электронов имеет место лишь в D-области ионосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гуревич А. В., Шварцбург А. Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. – М.: Наука, 1973. – 272 с.
2. Gurevich A. V. Nonlinear Phenomena in the Ionosphere. – New York, Heidelberg, Berlin: Springer-Verlag, 1978. – 465 p.
3. Черногор Л. Ф. Физика мощного радиоизлучения в геосмосе: монография. – Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2014. – 544 с.
4. Гинзбург В. Л., Гуревич А. В. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле // УФН. – 1960. – Т. 70, вып. 2. – С. 201–246.
5. Гинзбург В. Л., Гуревич А. В. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле // УФН. – 1960. – Т. 70, вып. 3. – С. 393–428.
6. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – 1-е издание – М.: Наука, 1960. – 552 с.; 2-е издание – М.: Наука, 1967. – 684 с.
7. Гуревич А. В. Нелинейные явления в ионосфере // УФН. – 2007. – Т. 177, № 11. – С. 1145–1177.
8. Гуревич А. В., Шлюгер И. С. Исследование нелинейных явлений при распространении мощного радиоимпульса в нижних слоях ионосферы // Изв. вузов. Радиофизика. – 1975. – Т. 43, № 9. – С. 1237–1260.
9. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. В. Физика ионосферы. – М.: Наука, 1988. – 528 с.
10. Schunk R. W. and Nagy A. F. Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry. – Cambridge: Cambridge University Press, 2000. – 554 p.
11. Гогов А. М., Мартыненко С. И., Мисюра В. А., Пивень Л. А., Сомов В. Г., Черногор Л. Ф., Шемет А. С. Исследование естественной и искусственно возмущенной мощным радиоизлучением нижней ионосферы при помощи высокочастотного зондирования // II Всесоюзное совещание по полярной ионосфере и магнитосферно-ионосферным связям. Тезисы докладов. – Норильск (Россия). – 1980. – С. 32–33.
12. Гогов А. М., Мартыненко С. И., Мисюра В. А., Пивень Л. А., Сомов В. Г., Федоренко Ю. П., Черногор Л. Ф., Шемет А. С. Профили электронной концентрации в ночной высокоширотной нижней ионосфере, искусственно возмущенной мощными радиоволнами // Геомагнетизм и аэронавигация. – 1982. – Т. 22, № 15. – С. 748–752.
13. Мартыненко С. И., Мисюра В. А., Пивень Л. А., Сомов В. Г., Черногор Л. Ф., Шемет А. С. Возмущение неоднородной структуры и регулярных параметров нижней ионосферы на высоких и средних широтах мощным непрерывным и импульсным радиоизлучением // Эффекты искусственного воздействия мощным радиоизлучением на ионосферу Земли (Материалы Всесоюзного симпозиума. Суздаль, сентябрь 1983 г.). – Москва: ИЗМИРАН, 1983. – С. 94–95.
14. Черногор Л. Ф. Возмущение неоднородной структуры в нижней ионосфере под действием мощного радиоизлучения // Известия вузов. Радиофизика. – 1985. – Т. 28, № 12. – С. 17–26.
15. Chernogor L. F. Diagnostics of Lower Ionosphere with Powerful nonstationary Radio-frequency Radiation // Proc. of the III Suzdal URSI Symposium on Modification of the Ionosphere by Powerful Radiowaves (ISIM – 3). – Suzdal (Russia). – 1991. – P. 167–168.
16. Holt O., Brekke A., Hansen T., Turunen E., and Reitveld M. HF modification of the auroral D-region detected by a partial reflection experiment // J. Atmos. Terr. Phys. – 1985. – Vol. 47, No. 6. – P. 537–545.
17. Kero A., Bosinger T., Pollari P., Kopka H., and Stubbe P. First EISCAT measurement of electron-gas temperature in the artificially heated D-region ionosphere // Ann. Geophys. – 2000. – Vol. 18, No. 9. – P. 1210–1215.

Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов

Харківський національний університет
імені В. Н. Каразіна,
м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

**ЗБУРЕННЯ ІОНОСФЕРИ ПОТУЖНИМ
БЕЗПЕРЕРВНИМ ПРОХІДНИМ
РАДІОВИПРОМІНЮВАННЯМ:
РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЛОВОГО МОДЕЛЮВАННЯ**

Наведено результати числового моделювання збурення температури та концентрації електронів при дії на іоносферу потужного безперервного радіовипромінювання для різних частот, потужностей і поляризацій радіохвилі. Продемонстровано, що в D-області іоносфери мають місце гігантські збурення температури електронів. В E- та F-області іоносфери в нічний час збурення температури електронів також значне. Збурення концентрації електронів на всіх висотах значно менше, ніж збурення температури електронів.

L. F. Chernogor and Y. B. Milovanov

V. Kazarin National University of Kharkiv,
4, Svoboda Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

**DISTURBANCES IN THE IONOSPHERE
PRODUCED BY HIGH-POWER
CONTINUOUS RADIO TRANSMISSIONS:
NUMERICAL SIMULATIONS**

Numerical simulations of disturbances in the electron temperature and density arising in the ionosphere from high-power continuous radio transmissions at various frequencies, power levels, and polarizations have been performed. It has been demonstrated that huge disturbances arise in the ionospheric D region electron temperature. In the E and F regions, the nocturnal electron temperature is also significantly disturbed. The electron density is disturbed much less than the electron temperature at all altitudes.

Стаття постуила в редакцію 06.11.2014