

АМПЛИТУДНОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ МОЩНЫХ НЕПРЕРЫВНЫХ ПРОХОДЯЩИХ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ: РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Приведены результаты численного моделирования эффекта амплитудного самовоздействия мощных непрерывных радиоволн в ионосфере, вызванного возмущением температуры и концентрации электронов, для различных частот, мощностей и поляризаций радиоволны. Продемонстрировано, что основной вклад в эффект самовоздействия дает D-область ионосферы, где имеют место гигантские возмущения температуры электронов. В E- и F-областях ионосферы в ночное время возмущение температуры электронов также значительно, а эффект самовоздействия оказывается относительно слабым. Возмущение концентрации электронов на всех высотах дает значительно меньший вклад в эффект амплитудного самовоздействия, чем вклад возмущения температуры электронов.

Ключевые слова: ионосфера, мощное радиоизлучение, численное моделирование, амплитудное самовоздействие

1. Введение

При распространении мощных радиоволн в ионосфере происходит нагрев электронного газа. Из-за температурной зависимости коэффициента прилипания электронов к нейтральным частицам (к молекулам) и коэффициента рекомбинации электронов с ионами возникает возмущение концентрации электронов N [1–3]. Возмущения температуры электронов T_e и концентрации N оказывают обратное влияние на распространение радиоволны, вызвавшей возмущения. В этом состоит суть эффекта самовоздействия радиоволны. В процессе самовоздействия изменяются все характеристики радиоволны: амплитуда, фаза, частота, поляризация и др. [1–3]. Для практики наибольшее значение имеет амплитудное самовоздействие, определяющее степень возмущения ионосферной плазмы мощным радиоизлучением.

В работе [4] приведены результаты моделирования возмущений T_e и N с учетом амплитудного самовоздействия. Показано, что существующие нагревные стелды способны вызывать гигантские (в десятки раз) возмущения T_e , а также значительные увеличения N . Детальные расчеты эффекта амплитудного самовоздействия, сопровождаемого гигантскими возмущениями, в литературе отсутствуют.

Целью настоящей работы является численное моделирование эффекта амплитудного самовоз-

действия мощных непрерывных проходящих радиоволн различных частот, мощностей и поляризаций, вызванного возмущением температуры, частоты соударений и концентрации электронов в ионосфере.

2. Исходные уравнения**2.1. Уравнение баланса энергии электронов**

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

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

$$\gamma = \frac{\omega_{\pm}^2 + v_0^2}{\omega_{\pm}^2 + v^2},$$

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 (–) поляризаций соответственно; T_e – температура электронов; $L_{T0}^2 = \kappa_{e0} (\delta_0 v_0)^{-1}$, κ_{e0} – коэффициент температуропроводности; индекс “0” здесь и далее означает невозмущенные условия. Выражение для плазменного поля в маг-

нитоактивной плазме при продольном по отношению к вектору индукции магнитного поля распространении радиоволн имеет вид

$$E_{p0\pm}^2 = \frac{3k_B T_{e0} m \delta_0 (\omega_{\pm}^2 + v_0^2)}{e^2},$$

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

Второй член в левой части уравнения (1) описывает потерю энергии электронами за счет ее передачи тяжелым частицам, второй член в правой части уравнения – потерю энергии за счет теплопроводности электронного газа. Теплопроводностью электронного газа можно пренебрегать на высотах $z \leq 250$ км [3].

Уравнение баланса энергии электронов без учета процесса теплопроводности удобно записать для безразмерной температуры электронов $\theta = T_e/T_{e0}$ [3, 4]:

$$\frac{d\theta}{dt} + \delta(\theta)v(\theta)(\theta - 1) = \gamma_{\pm}(t)\gamma(\theta)\delta_0 v(\theta), \quad (2)$$

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

$$v = v_{en} = v_0 \theta^{5/6}. \quad (3)$$

На высотах $z > 200 \div 250$ км

$$v = v_{ei} = v_0 \theta^{-3/2}.$$

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, 4]:

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

Данная зависимость, строго говоря, справедлива до значений $\theta \approx 60$. Будем считать, что она удовлетворительно описывает зависимость $\delta(\theta)$ и при $\theta \approx 60 \div 100$.

При продолжительности воздействия $\tau \gg t_{T0} = (\delta_0 v_0)^{-1}$ соотношение (2) с учетом (4) принимает вид стационарного уравнения:

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

2.2. Уравнение баланса концентрации электронов

Уравнение баланса концентрации электронов имеет вид [4]:

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

где q_e – скорость образования электронов, α_r – коэффициент рекомбинации электронов с положительными ионами, N^+ – концентрация положительных ионов, β – коэффициент прилипания электронов, γ_e – коэффициент отлипания электронов. Роль процессов прилипания и отлипания электронов в балансе концентрации электронов невелика [3, 4]. Далее этими процессами будем пренебрегать, т. е. считать, что $\beta \rightarrow 0$, $\gamma_e \rightarrow 0$, а $N^+ \approx N$. Тогда

$$\frac{dN}{dt} = q_e - \alpha_r N^2. \quad (6)$$

Стационарное уравнение для N имеет вид:

$$q_e = \alpha_r N^2. \quad (7)$$

До включения мощного радиоизлучения значение N_0 дается соотношением, аналогичным (7),

$$q_e = \alpha_r(T_{e0})N_0^2 = \alpha_{r0}N_0^2. \quad (8)$$

Тогда из (7) и (8) при зависимости $\alpha(T_e)$, приведенной в [5],

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

следует, что

$$\frac{N}{N_0} = \left(\frac{T_e}{T_{e0}} \right)^{1/4} = \theta^{1/4}. \quad (9)$$

Добавим, что возмущение N необходимо учитывать при длительности импульса электромагнитного поля $\tau \geq \beta^{-1}, (\alpha_{r0}N_0)^{-1}$. Важно, что $\beta^{-1}, (\alpha_{r0}N_0)^{-1} \gg t_{T0} = (\delta_0 v_0)^{-1}$. Поэтому в ионосфере может реализовываться ситуация, ког-

да температура электронов достигает своего стационарного состояния, т. е. $\tau \gg (\delta_0 v_0)^{-1}$, а $N \approx N_0$, поскольку $\tau \ll \beta^{-1}, (\alpha_{r0} N_0)^{-1}$.

Заметим, что в работе [4] в уравнении для θ (в настоящей работе соотношение (2)) потерян множитель γ , из-за чего значения T_e/T_{e0} и N/N_0 завышены примерно на $10 \div 100$ и $3 \div 20$ % соответственно (меньшее значение относится к волне О-поляризации, а большее – к волне Х-поляризации в дневное время).

2.3. Уравнение для амплитуды электрического поля

Для учета самовоздействия радиоволны уравнения (1) и (6) или (5) и (9) необходимо решать совместно с волновым уравнением или его геометрооптическим приближением, которое имеет вид [6]:

$$\frac{\partial E}{\partial t} + v_g \left(\frac{\partial E}{\partial z} + \frac{E}{4\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} + \frac{E}{z} + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) E \right) = 0, \quad (10)$$

где v_g – групповая скорость волнового пакета, ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость, κ – показатель поглощения радиоволны. Вдали от области отражения радиоволны $\epsilon \approx 1$ и $v_g \approx c$. Тогда уравнение (10) сводится к следующему:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial z} + \frac{E}{z} + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) E = 0. \quad (11)$$

В стационарном случае $\left(\frac{\partial E}{\partial t} = 0 \right)$ из (11) получаем

$$\frac{dE}{dz} + \frac{E}{z} + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) E = 0. \quad (12)$$

Второй член в левой части уравнения (12) описывает сферическую расходимость волны. Соотношение (12) может быть переписано в виде:

$$\frac{d}{dz} (Ez) + \frac{\omega}{c} \kappa(z, E) (Ez) = 0. \quad (13)$$

В выражениях (10)–(13) показатель поглощения радиоволны

$$\kappa = \frac{\omega_p^2 v}{2\omega(\omega_{\pm}^2 + v^2)}, \quad (14)$$

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

Кроме κ , вводится также интегральный коэффициент поглощения

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

Для моделирования эффекта самовоздействия необходимы невозмущенные профили концентрации электронов, температуры электронов и частоты соударений для дневного и ночного времени суток. В настоящей работе используются профили, приведенные в работе [4].

3. Результаты численных расчетов

Для количественной характеристики эффекта амплитудного самовоздействия вводится множитель самовоздействия [1–3]:

$$F_s = \frac{E}{E_0} = \exp(-K + K_0),$$

где индекс “0” относится к невозмущенным условиям (κ линейной теории распространения радиоволн). Различают эффект самопросветления среды ($F_s > 1$) и самопомутнения среды ($F_s < 1$) под действием мощной радиоволны.

3.1. Влияние увеличения температуры электронов на самовоздействие радиоволн

Высотные профили множителя самовоздействия для обыкновенной (О) и необыкновенной (Х) поляризаций радиоволны $F_{s\pm}$ показаны на рис. 1–5. Из рисунков видно, что при возмущении T_e для всех значений эффективной мощности PG и рабочей частоты f нагревного стелда в дневное время на высотах $z < 75 \div 80$ км имеет место эффект просветления плазмы, при котором $F_{s\pm} > 1$. На больших высотах ожидается эффект помутнения плазмы, $F_{s\pm} < 1$. Оба эффекта сильнее выражены для волн с Х-поляризацией. С увеличением частоты величина эффектов самопросветления и самопомутнения плазмы убывает.

Эффекты сильнее проявляются в дневное время. Например, при $N = N_0$, $PG = 300$ МВт и $f = 4.3$ МГц имеем $F_{s+\max} \approx 1.01$, $F_{s-\max} \approx 1.08$, а $F_{s+\min} \approx 0.59$, $F_{s-\min} \approx 0.36$ (см. рис. 1, а). При $f = 6$ МГц эти же параметры составляют 1.00, 1.02, 0.74 и 0.49 соответственно (см. рис. 2, а).

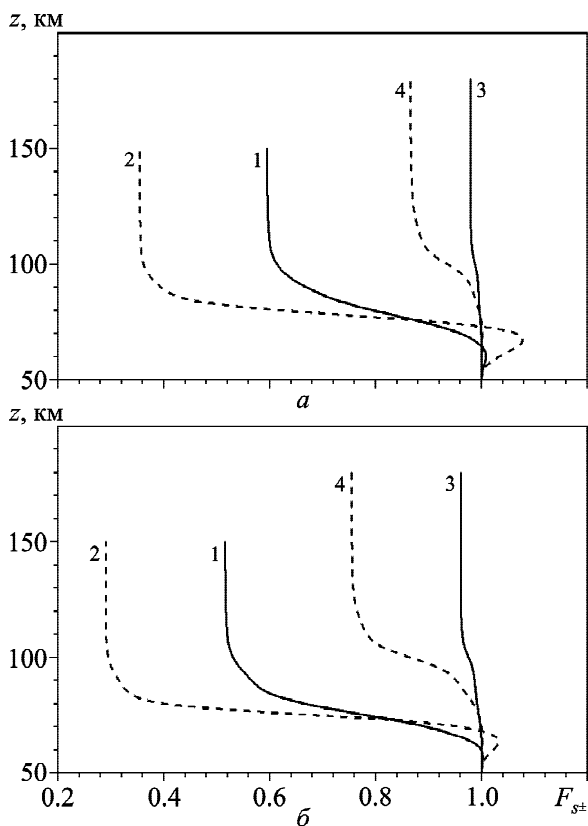


Рис. 1. Высотные профили множителя самовоздействия при возмущении T_e (а), а также T_e и N (б): 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Параметры нагревного стнда: $PG = 300$ МВт, $f = 4.3$ МГц

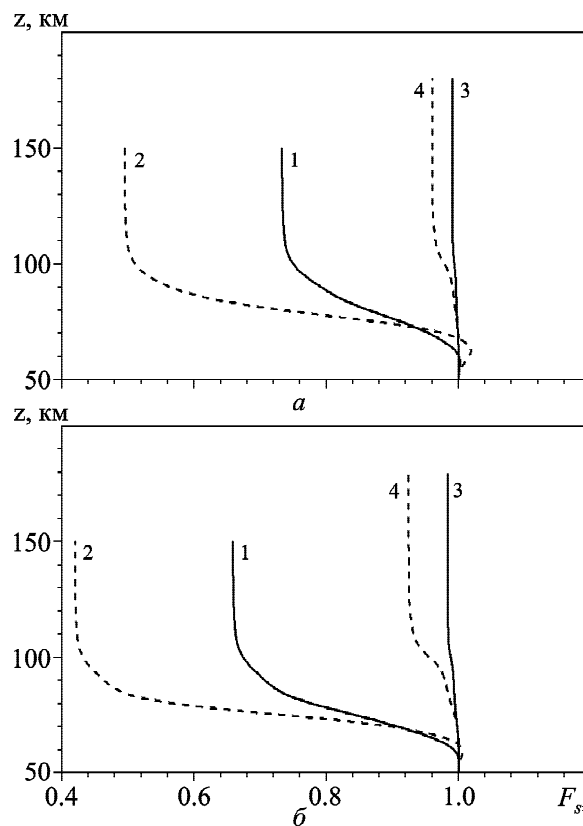


Рис. 2. Высотные профили множителя самовоздействия при возмущении T_e (а), а также T_e и N (б): 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Параметры нагревного стнда: $PG = 300$ МВт, $f = 6$ МГц

В дневное время при $N = N_0$, $PG = 400$ МВт, $f = 2.8$ МГц имеем $F_{s+\max} \approx 1.03$, $F_{s-\max} \approx 1.46$, а $F_{s+\min} \approx 0.41$ и $F_{s-\min} \approx 0.33$ (см. рис. 3, а). Если $PG = 3.6$ ГВт, $f = 6$ МГц, то эти параметры близки к 1.01, 1.06, 0.33 и 0.19 (см. рис. 4, а).

При $PG = 1$ ГВт, $f = f_B = 1.4$ МГц имеет место гирорезонанс для волн с Х-поляризацией. При этом и в дневное, и в ночное время $F_{s-\max} \gg 1$ в диапазоне высот $70 \div 80$ км (см. рис. 5, а). На высотах $70 \div 75$ и $85 \div 90$ км в дневное и ночное время соответственно Х-волна практически полностью поглощается. Для О-волн в дневное время $F_{s+\max} \approx 1.16$, $F_{s+\min} \approx 0.21$. В ночное время $F_{s+\max} \approx 1$, $F_{s+\min} \approx 0.79$ (см. рис. 5, а).

3.2. Влияние увеличения концентрации электронов на самовоздействие радиоволн

Результаты расчета множителя амплитудного самовоздействия при учете возмущений как T_e , так и N приведены на рис. 1, б – 5, б.

Как и следовало ожидать, эффект самовоздействия сильнее выражен в дневное время при всех значениях f и PG . В нижней части D-области ионосферы в дневное время имеет место эффект самопросветления плазмы ($F_{s\pm} > 1$), а в верхней части D-области, а также в E- и F-области – эффект самопомутнения плазмы ($F_{s\pm} < 1$). Оба эффекта, как правило, сильнее выражены в дневное время и для Х-поляризованной радиоволны.

При $PG = 300$ МВт днем $F_{s-\max} \approx 1.03$ и 1.01, $F_{s+\max} \approx 1$ и 1, $F_{s-\min} \approx 0.29$ и 0.42, $F_{s+\min} \approx 0.52$ и 0.67 при рабочей частоте стнда 4.3 и 6 МГц соответственно (см. рис. 1, б, рис. 2, б). В ночное время при этих же частотах $F_{s-\max} \approx 1$ и 1, $F_{s+\max} \approx 1$ и 1, $F_{s-\min} \approx 0.75$ и 0.93, $F_{s+\min} \approx 0.96$ и 0.98 соответственно.

При $PG = 0.4$ ГВт и $f = 2.8$ МГц в дневное время хорошо выражен эффект самопросветления плазмы: $F_{s+\max} \approx 1.01$, $F_{s-\max} \approx 1.24$ (см. рис. 3, б). На высотах $z > 75 \div 80$ км эффект

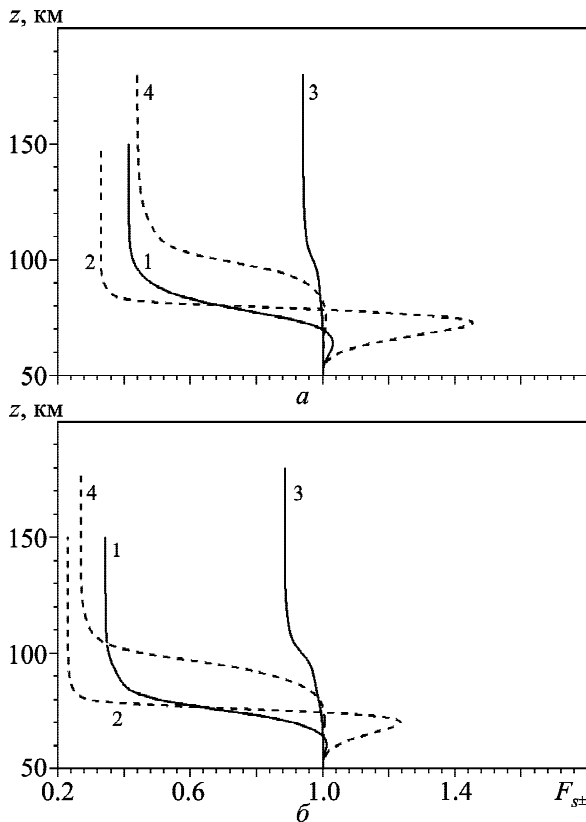


Рис. 3. Высотные профили множителя самовоздействия при возмущении T_e (а), а также T_e и N (б): 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Параметры нагревного стэнда: $PG = 400$ МВт, $f = 2.8$ МГц

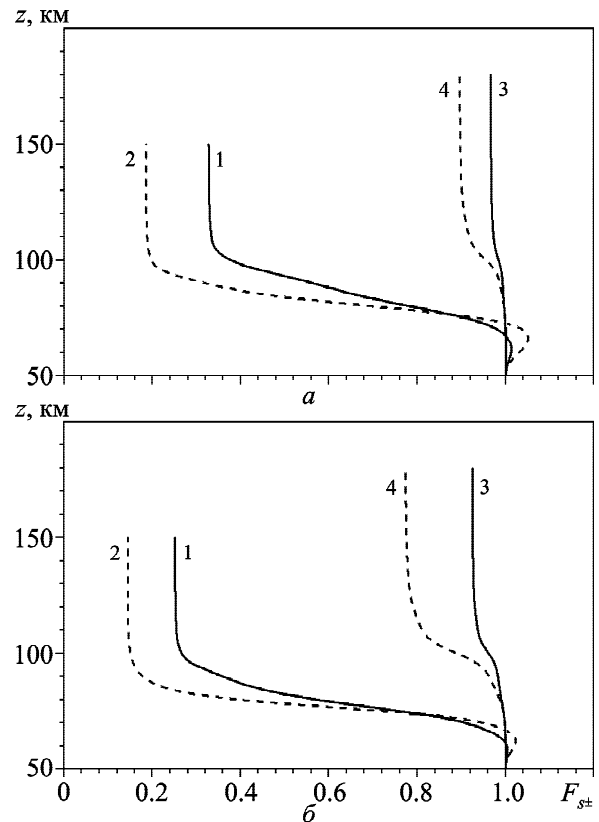


Рис. 4. Высотные профили множителя самовоздействия при возмущении T_e (а), а также T_e и N (б): 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Параметры нагревного стэнда: $PG = 3.6$ ГВт, $f = 6$ МГц

самопросветления сменяется эффектом самопомутнения плазмы. В дневное время $F_{s+\min} \approx 0.36$, $F_{s-\min} \approx 0.24$. В ночное время $F_{s+\min} \approx 0.88$, $F_{s-\min} \approx 0.28$.

При увеличении f до 6 МГц, а PG до 3.6 ГВт в дневное время $F_{s+\max} \approx 1$, $F_{s-\max} \approx 1.03$, т. е. имеет место эффект самопросветления плазмы (см. рис. 4, б). На высотах $z \geq 70$ км $F_{s\pm} < 1$, причем $F_{s+\min} \approx 0.25$, $F_{s-\min} \approx 0.15$. В ночное время $F_{s+\min} \approx 0.94$, $F_{s-\min} \approx 0.77$.

На гирочастоте электронов при $PG = 1$ ГВт в дневное время $F_{s+\max} \approx 1.07$, $F_{s-\max} \gg 1$, а $F_{s+\min} \approx 0.18$, $F_{s-\min} \approx 0$ (при $z > 85 \div 90$ км) (рис. 5, б). В ночное время для О-поляризованной волны эффект самопросветления плазмы не возникает, $F_{s+\min} \approx 0.60$. Для Х-поляризованной волны, напротив, эффект самопросветления плазмы очень сильно выражен в диапазоне высот 80 ÷ 90 км, здесь $F_{s-\max} \gg 1$, а при $z > 90$ км $F_{s-\min} \approx 0$ (волна сильно поглощается).

3.3. Зависимость эффекта самовоздействия от частоты радиоволны

Представляет интерес изучение зависимости величины эффекта амплитудного самовоздействия от частоты радиоволны на фиксированных высотах при неизменном значении эффективной мощности стэнда. Результаты расчетов частотной зависимости множителя самовоздействия для различных значений эффективной мощности приведены на рис. 6 – 8. Оказывается, что на высотах меньших 60 км эффект амплитудного самовоздействия выражен слабо. В диапазоне высот 60 ÷ 70 км в дневное время для частот 1.4 ÷ 6 МГц имеет место эффект самопросветления плазмы, выше – эффект самопомутнения плазмы (для $f \geq 2.5$ МГц). Интересно, что в дневное время $F_{s-} > 1$ на всех высотах при $f = 1.4 \div 2$ МГц. В ночное время для волны О-поляризации эффект самопросветления плазмы должен возникать для радиоволн частотой 1.4 ÷ 2 МГц также в диапазоне высот $z \leq 80$ км.

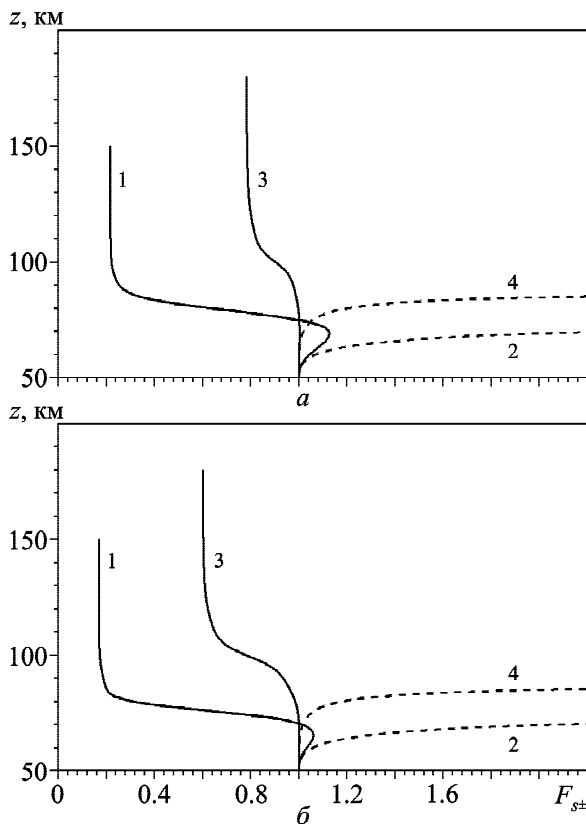


Рис. 5. Высотные профили множителя самовоздействия при возмущении T_e (а), а также T_e и N (б): 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Параметры нагревного стенда: $PG = 1$ ГВт, $f = 1.4$ МГц

На высотах больших 80 км F_{s+} монотонно увеличивается на $0.1 \div 0.3$ и $0.2 \div 0.4$ при увеличении частоты от 1.4 до 6 МГц в ночное и дневное время соответственно (см. рис. 6 – 8). Частотная зависимость F_{s-} на этих же высотах не является монотонной. В ночное время вблизи частоты гирорезонанса $F_{s-} \gg 1$, при $f \approx 1.6$ МГц множитель самовоздействия F_{s-} достигает минимальных значений, равных 0.05 и 0.01 для $PG = 0.3$ ГВт и $PG = 3.6$ ГВт соответственно. При дальнейшем увеличении частоты радиоволны от 1.6 до 6 МГц F_{s-} постепенно увеличивается от $0.01 \div 0.05$ до $0.9 \div 1$. В дневное время при $f \leq 2.2 \div 2.3$ МГц значения $F_{s-} > 1$, при увеличении частоты до $3.5 \div 4$ МГц значения F_{s-} уменьшаются до минимальных, равных 0.25 и 0.12 для эффективной мощности 0.3 и 3.6 ГВт соответственно. При дальнейшем увеличении частоты F_{s-} увеличивается до 0.5 и 0.2 при PG , равной 0.3 и 3.6 ГВт соответственно.

Интересно, что при $f \approx 2.5$ МГц и $PG = 0.3$ ГВт в дневное время $F_{s+} \approx F_{s-} \approx 0.3$. Такое же значение принимает и F_{s-} в ночное время. При увеличении эффективной мощности до 3.6 ГВт вблизи частоты 2.6 МГц в дневное время $F_{s+} \approx F_{s-} \approx 0.15 \div 0.20$. К этому же значению приближается F_{s-} и в ночное время.

Добавим, что увеличение эффективной мощности на порядок за счет эффекта самопомутнения среды приводит к уменьшению F_{s+} на $0.10 \div 0.15$ и $0.30 \div 0.40$ в ночное и дневное время соответственно.

4. Обсуждение

4.1. Высотная зависимость

Обсудим сначала высотную зависимость множителя амплитудного самовоздействия $F_{s\pm}$. Для нижней части D-области ионосферы (на высотах $z \leq 70 \div 75$ км) за счет нагрева электронов и увеличения частоты соударений электронов с нейтралами на порядок и более имеет место неравенство $\omega_{\pm}^2 < \nu^2$. При этом, как следует из соотношения (14), показатель поглощения радиоволны

$$\kappa \approx \frac{\omega_p^2}{2\omega\nu} \sim \frac{N(\theta)}{\nu(\theta)},$$

т. е. резко уменьшается при увеличении $\nu(\theta)$ (см. соотношение (3)). В результате $\kappa \ll \kappa_0$, иначе говоря, возникает эффект самопросветления плазмы. Рост концентрации электронов при их нагреве приводит к некоторому уменьшению разности $\kappa - \kappa_0$, а значит, и $K - K_0$ и уменьшению величины эффекта самопросветления плазмы. Если при $N = N_0$ имеем $\kappa \sim \theta^{-5/6}$, то при $N = N_0\theta^{1/4}$ имеем $\kappa \sim \theta^{-7/12}$. В обоих случаях $\kappa(\theta) < \kappa_0$, что и приводит к эффекту самопросветления плазмы, поскольку при этом $K < K_0$, а $F_{s\pm} > 1$.

При увеличении частоты радиоволны разность $\kappa - \kappa_0$ постепенно уменьшается, а вместе с ней уменьшается величина эффекта самопросветления плазмы.

На высотах больших 70 ÷ 75 км справедливо неравенство $\omega_{\pm}^2 > \nu^2$. При этом

$$\kappa \approx \frac{\omega_p^2 \nu}{2\omega\omega_{\pm}^2}.$$

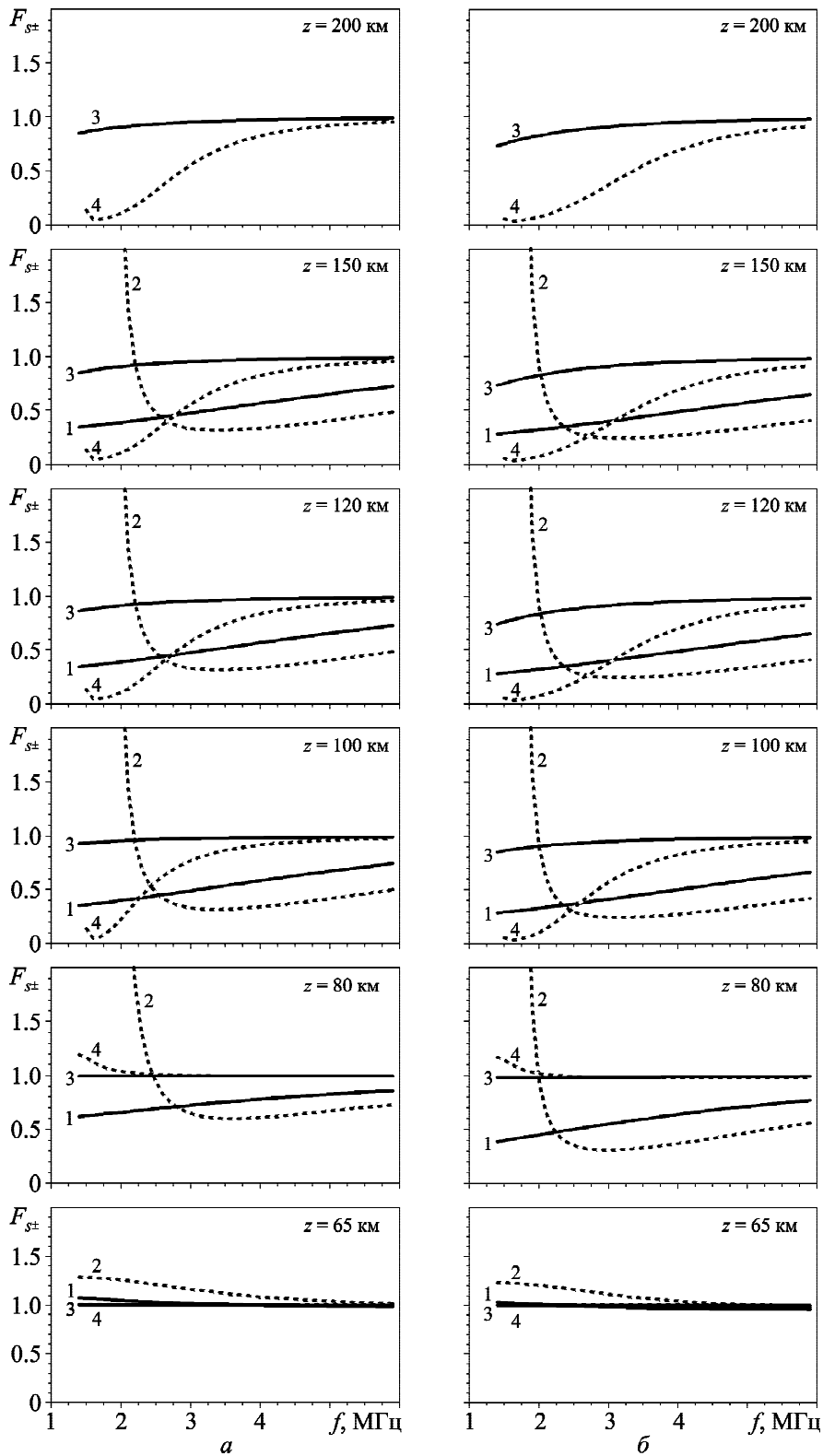


Рис. 6. Частотная зависимость множителя самовоздействия при возмущении T_e (а), а также T_e и N (б): 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Эффективная мощность нагревного стелса: $PG = 300$ МВт

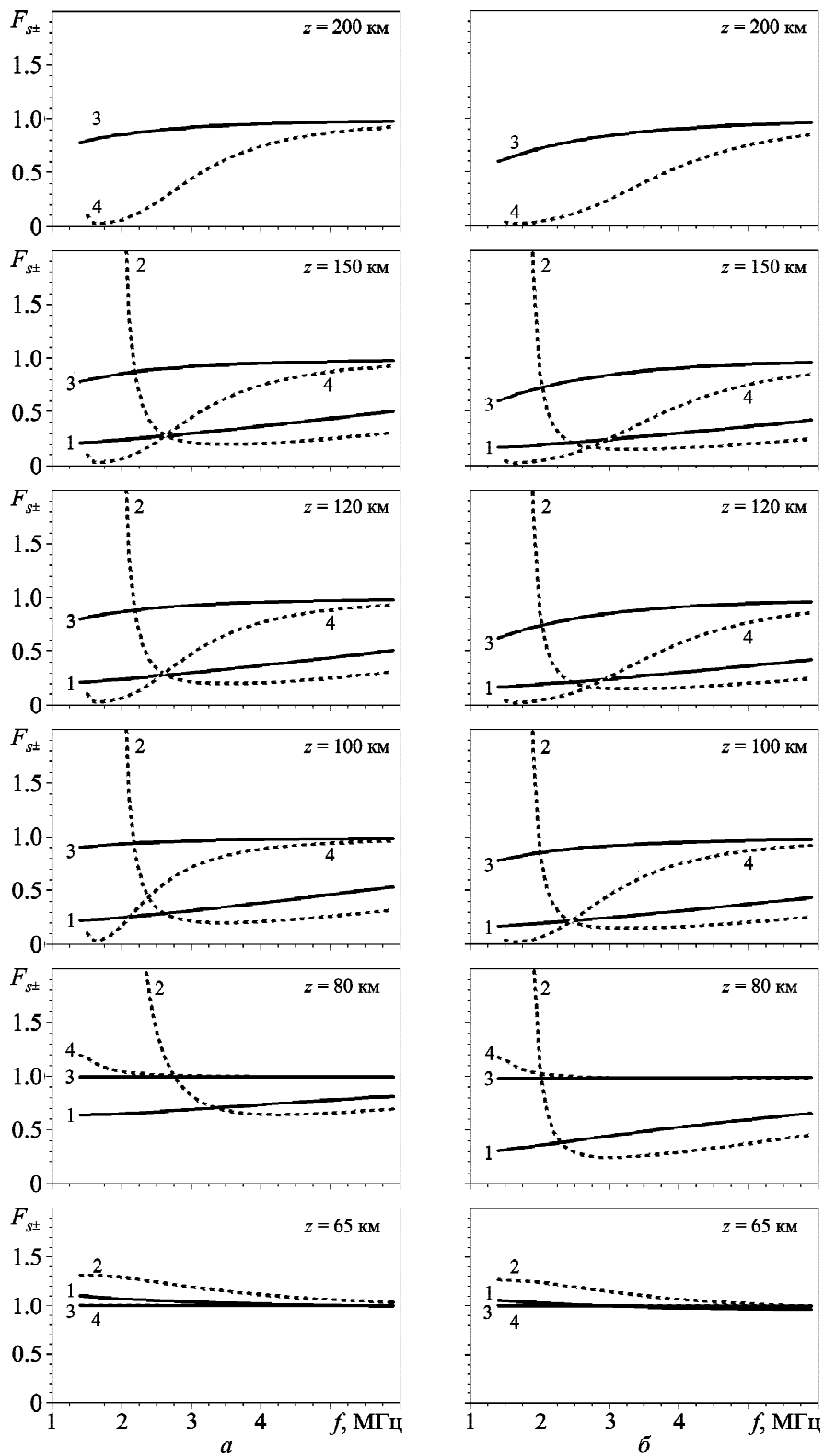


Рис. 7. Частотная зависимость множителя самовоздействия при возмущении T_e (а), а также T_e и N (б) 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Эффективная мощность нагревного стелда: $PG = 1$ ГВт

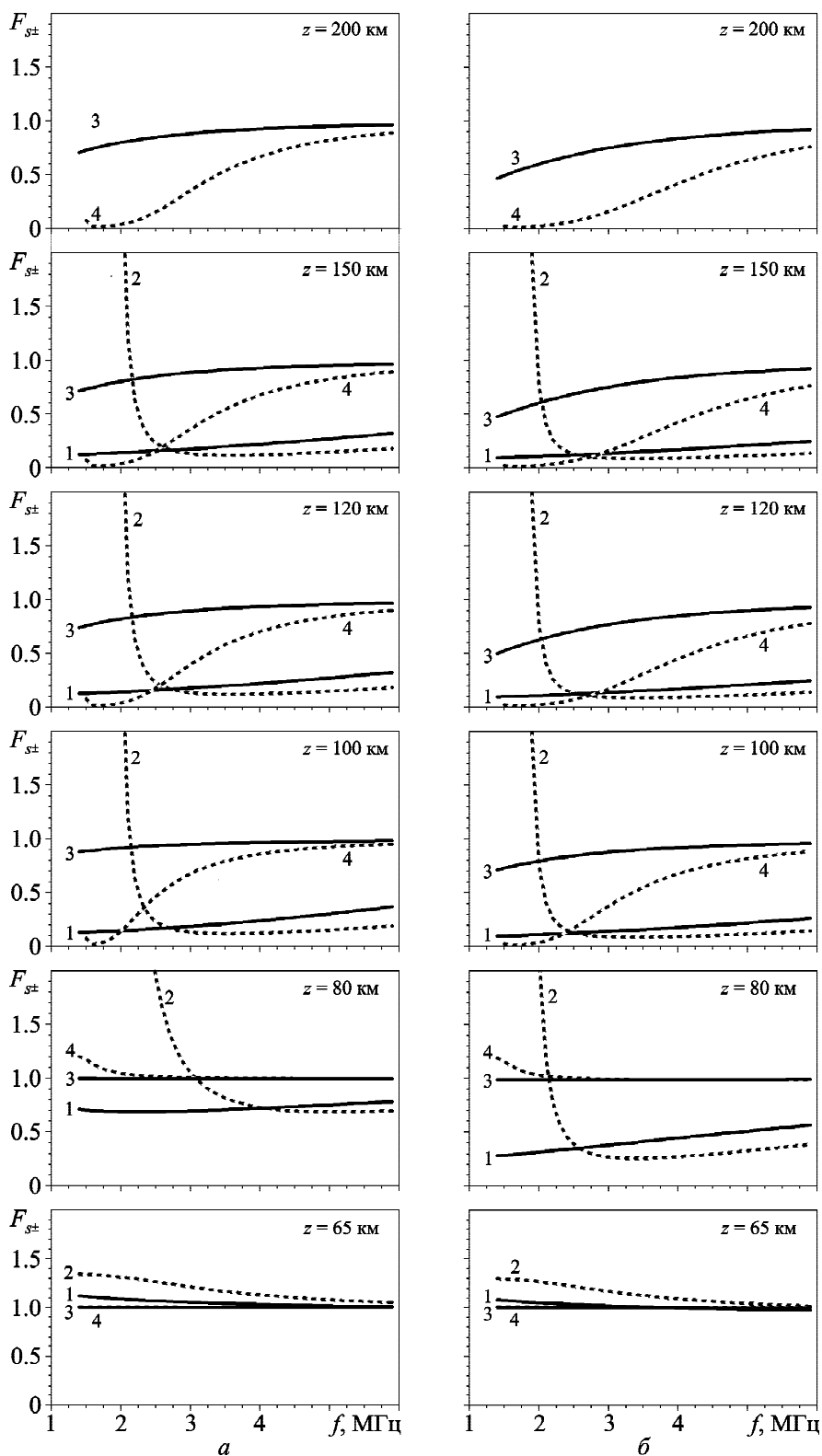


Рис. 8. Частотная зависимость множителя самовоздействия при возмущении T_e (а), а также T_e и N (б) 1 – О-волна, день; 2 – Х-волна, день; 3 – О-волна, ночь; 4 – Х-волна, ночь. Эффективная мощность нагревного стэнда: $PG = 3.6$ ГВт

При $N = N_0$ имеет место зависимость $\kappa \sim \nu \sim \theta^{5/6}$, а при $N = N_0 \theta^{1/4}$ – зависимость $\kappa \sim N\nu \sim \theta^{13/12}$. Тогда $\kappa > \kappa_0$ и при $K > K_0$ возникает эффект самопомутнения плазмы.

На высотах E- и F-области возмущения T_e и N относительно невелики, поэтому $\kappa(\theta)$ приближается к κ_0 и $F_{s\pm}$ постепенно приближается к своему минимальному значению, определяемому вкладом нижележащих слоев и зависящему от частоты радиоволны, а также эффективной мощности.

4.2. Частотная зависимость

На частотную зависимость множителя амплитудного самовоздействия существенно влияет поляризация радиоволны.

Для волны X-поляризации с частотой, близкой к гирочастоте электронов, сильно выражен эффект самопросветления плазмы. В ночное время на высоте около 90 км он резко сменяется эффектом самопомутнения плазмы, в результате чего радиоволна практически полностью поглощается тонким слоем ионосферы. Толщина этого слоя не превосходит 10 км. При небольшом (порядка 0.1 МГц) удалении частоты радиоволны от гирочастоты электронов имеет место эффект самопомутнения плазмы, при этом $F_{s-} \ll 1$. При дальнейшем увеличении частоты из-за уменьшения поглощения радиоволны значения F_{s-} постепенно увеличиваются, в пределе, при $f \rightarrow \infty$, приближаясь к единице.

В дневное время для волны X-поляризации эффект самопросветления плазмы имеет место вплоть до частот $2 \div 3$ МГц. При увеличении частоты F_{s-} сначала уменьшается до минимальных значений 0.23 и 0.39 при эффективной мощности 0.3 и 3.6 ГВт соответственно на частоте радиоволны $3 \div 4$ МГц. Дальнейшее увеличение частоты вследствие уменьшения показателя поглощения радиоволны приводит к тому, что F_{s-} постепенно увеличивается, приближаясь к значениям 0.2 и 0.4 при эффективной мощности 3.6 и 0.3 ГВт соответственно.

Для волны O-поляризации в дневное время на высотах $z < 60 \div 65$ км при частоте меньшей примерно 2 МГц множитель самовоздействия $F_{s+} > 1$, а при увеличении частоты F_{s+} становится меньше единицы, достигает минимального

значения. На высотах $z \geq 80$ км при увеличении f значение F_{s+} постепенно увеличивается из-за уменьшения показателя поглощения волны.

В ночное время при увеличении f значение F_{s+} монотонно увеличивается примерно от 0.75 и 0.50 практически до 1.0 и 0.9 для PG, равной 0.3 и 3.6 ГВт соответственно.

Немонотонность зависимости $F_{s-}(f)$ объясняется, с одной стороны, конкуренцией процессов самопросветления и самопомутнения плазмы (при $f \leq 3.5 \div 4$ МГц), а с другой стороны, уменьшением эффективности взаимодействия радиоволны с плазмой и уменьшением возмущения плазмы при дальнейшем увеличении частоты радиоволны.

5. Выводы

1. Эффектом амплитудного самовоздействия вблизи нижней границы ионосферы, т. е. на высотах меньше примерно 60 км, можно пренебречь.

2. В диапазоне высот $65 \div 90$ км ярко выражен эффект самопросветления плазмы. Величина эффекта увеличивается для волны X-поляризации при приближении ее частоты к гирочастоте электронов. При этом $F_{s-} \gg 1$ на высотах около 75 и 90 км для дневного и ночного времени соответственно.

3. На высотах больших $70 \div 90$ км эффект самопросветления постепенно сменяется эффектом самопомутнения. Минимальные значения F_{s-} в зависимости от значения эффективной мощности достигают $0.24 \div 0.33$ и $0.28 \div 0.77$ для дневного и ночного времени соответственно.

4. Частотная зависимость F_{s+} на всех высотах для дневного и ночного времени суток является монотонной: при увеличении частоты значение F_{s+} постепенно увеличивается, приближаясь к единице.

5. Частотная зависимость F_{s-} для дневного и ночного времени является немонотонной: при увеличении частоты от 1.4 МГц F_{s-} сначала убывает, достигает минимального значения при частоте $3.5 \div 4$ МГц, а затем увеличивается, стремясь к предельным значениям, равным 0.8 и 0.9 в ночное время или 0.15 и 0.4 в дневное время при эффективной мощности 3.6 и 0.3 ГВт соответственно.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

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 геокосмосе: монография. – Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2014. – 544 с.
4. 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.
5. Брюнелли Б. Е., Намгаладзе А. В. Физика ионосферы. – М.: Наука, 1988. – 528 с.
6. 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.

Л. Ф. Черногор, Ю. Б. Милованов

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

АМПЛИТУДНЕ САМОДІЯННЯ ПОТУЖНИХ БЕЗПЕРЕРВНИХ ПРОХІДНИХ РАДІОХВИЛЬ У ІОНОСФЕРІ: РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЛОВОГО МОДЕЛЮВАННЯ

Наведено результати числового моделювання ефекту амплітудного самодіяння потужних безперервних радіохвиль в іоносфері, викликаних збуренням температури та кон-

центрації електронів для різних частот, потужностей і поляризацій радіохвиль. Продемонстровано, що основний внесок до ефекту самодіяння дає D-область іоносфери, де мають місце гігантські збурення температури електронів. В E- та F-області іоносфери в нічний час збурення температури електронів також значне, а ефект самодіяння виявляється відносно слабким. Збурення концентрації електронів на всіх висотах дає значно менший внесок до ефекту амплітудного самодіяння, ніж внесок збурень температури електронів.

L. F. Chernogor and Y. B. Milovanov

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

AMPLITUDE SELF-ACTION OF HIGH-POWER CONTINUOUS RADIO WAVES IN THE IONOSPHERE: NUMERICAL SIMULATIONS

Numerical simulations of the self-action of high-power continuous radio waves in the ionosphere caused by disturbances in electron temperature and density have been made for various frequencies, powers, and polarizations. It has been demonstrated that a major contribution to the self-action is made by the ionospheric D region where huge disturbances in electron temperature occur. In the E and F regions, the nocturnal electron temperature is also significantly disturbed, but the self-action is relatively weak. The contribution to the self-action from the disturbance in electron density at all altitudes is significantly smaller than that from the disturbance in electron temperature.

Статья поступила в редакцию 28.01.2015