



УДК 550.388.2

ЭФФЕКТЫ НАГРЕВА НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ МОЩНЫМ КВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ. 2. ПРОВОДИМОСТИ ИОНОСФЕРЫ

В.В. Алпатов¹, А.Г. Высоцкий¹, И.А. Гребнев¹, М.Г. Деминов², А.Ю. Репин¹¹Институт прикладной геофизики им. акад. Е.К. Федорова, г. Москва, Россия²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, г. Москва, г. Троицк, Россия

Выполнен анализ свойств ионосферных проводимостей (Холла и Педерсена) при омическом нагреве ионосферы средних и высоких широт мощным КВ радиоизлучением с низкочастотной амплитудной модуляцией. Для этого использована упрощенная модель изменений температуры электронов T_e в ионосфере при таком нагреве, разработанная на предыдущем этапе данных исследований. Получено, что омический нагрев ионосферы мощным КВ излучением с амплитудной модуляцией на частоте Ω приводит к модуляции проводимостей ионосферы и горизонтальных токов на этой частоте из-за модуляции температуры электронов. Эти модуляции существенны в нижней ионосфере на высотах 60-90 км, где их амплитуда: а) для прямоугольной модуляции больше, чем для синусоидальной, б) увеличивается с уменьшением частоты модуляции Ω . Для интегральных по высоте проводимостей ионосферы вклад нижней ионосферы незначителен. Поэтому фоновые электрические поля и горизонтальные токи в динамо-области ионосферы (на высотах 90-150 км) остаются неизменными вне и внутри области нагрева ионосферы. В результате, модуляция горизонтальных ионосферных токов в области нагрева нижней ионосферы происходит параллельно фоновому току динамо-области ионосферы, что не противоречит экспериментальным данным.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: НИЖНЯЯ ИОНОСФЕРА, НАГРЕВ, РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ, ТЕМПЕРАТУРА, ПРОВОДИМОСТЬ, МОДЕЛЬ

DOI 10.5425/2304-7380_2022_36_57

<https://elibrary.ru/bfbcjr>

1. ВВЕДЕНИЕ

Омический нагрев ионосферы мощным коротковолновым (КВ) излучением приводит к сильному увеличению температуры электронов T_e и, как следствие, к изменению частоты столкновений электронов, от которых зависят проводимости ионосферы и, следовательно, токи в ионосфере [Gurevich, 1978; Гуревич, 2007]. Поэтому одним из важных следствий омического нагрева ионосферы является генерация электромагнитных волн ионосферными токами при воздействии на ионосферу модулированного коротковолнового радиоизлучения, обусловленная изменением этих токов с частотой колебаний, равной частоте модуляции коротковолнового радиоизлучения (эффект Гетманцева) [Гетманцев и др., 1974].

Электронная почта автора для переписки:
Высоцкий Андрей Георгиевич, e-mail: prostovasia53@mail.ru<https://elibrary.ru/bfbcjr>Адрес редакции журнала
«Гелиогеофизические исследования»:ФГБУ «ИПГ»
129128; Россия, Москва
ул. Ростокинская, 9.
e-mail: vestnik@ipg.geospace.ru

Целью данной работы было создание упрощенной модели генерации и распространения низкочастотного излучения при омическом нагреве нижней ионосферы мощным КВ радиоизлучением стэнда на средних и высоких широтах. Эта работа состояла из нескольких этапов. На первом этапе было представлено уравнение для T_e в нижней ионосфере. С помощью этого уравнения были проанализированы свойства изменения T_e при нагреве нижней ионосферы мощным КВ радиоизлучением с амплитудной модуляцией на низких частотах. Результаты этого этапа отражены в первой части публикаций на данную тему [Алпатов и др., 2022].

В данной статье представлены результаты следующего этапа этих работ – анализа особенностей изменения проводимостей ионосферы при нагреве нижней ионосферы мощным КВ радиоизлучением. Дополнительно рассмотрены свойства токов в ионосфере, связанные с этими особенностями изменения проводимостей ионосферы. Для удобства чтения, в ссылках на уравнения из предыдущей публикации [Алпатов и др., 2022] добавлена цифра 1, например, уравнение (1.2) означает, что это уравнение 2 из предыдущей публикации. Приведенные ниже уравнения записаны в системе единиц СИ.

2. ПРОВОДИМОСТИ ИОНОСФЕРЫ

Изменение температуры электронов T_e из-за омического нагрева нижней ионосферы мощным КВ излучением с частотой модуляции Ω приведет к модуляции горизонтальных токов в ионосфере через изменение проводимостей ионосферы. Модуляцию горизонтальных токов в ионосфере можно представить как антенну, излучающую на частоте Ω . Это и есть генерация низкочастотных волн на частоте Ω при нагреве нижней ионосферы мощным КВ радиоизлучением. Поэтому в разработанной модели есть блок вычисления проводимостей Холла и Педерсена, которые являются составляющими закона Ома в ионосфере [Акасофу и Чепмен, 1974; Брюнелли и Намгаладзе, 1988]:

$$\mathbf{j} = \sigma_{\parallel} (\mathbf{b} (\mathbf{E}' \cdot \mathbf{b})) + \sigma_P (\mathbf{b} \times (\mathbf{E}' \times \mathbf{b})) - \sigma_H (\mathbf{E}' \times \mathbf{b}),$$

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + (\mathbf{V}_n \times \mathbf{B}),$$

$$\sigma_{\parallel} = \frac{e^2 n_e}{m_e v_e}, \quad (1)$$

$$\sigma_P = (n_e/B^2) [m_e v_{en}/(1 + (v_{en}/\omega_{ce})^2) + m_i v_{in}/(1 + (v_{in}/\omega_{ci})^2)]$$

$$\sigma_H = (n_e/B^2) [m_e \omega_{ce}/(1 + (v_{en}/\omega_{ce})^2) - m_i \omega_{ci}/(1 + (v_{in}/\omega_{ci})^2)]$$

где σ_{\parallel} – продольная проводимость, σ_P и σ_H – проводимости Педерсена и Холла; \mathbf{E} и \mathbf{B} – электрическое и геомагнитное поля; $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$; \mathbf{V}_n – скорость направленного движения нейтральных частиц, т.е. скорость ветра; m_e и m_i – массы электронов и ионов, ω_{ce} и ω_{ci} – гиромагнитные (циклотронные) частоты электронов и ионов, v_{en} и v_{in} – частоты упругих столкновений электронов и ионов с нейтральными частицами, $v_e = v_{en} + v_{ei}$ – суммарная частота упругих столкновений электронов с окружающими частицами, т.е. с нейтральными частицами и ионами.

Следует отметить, что характерное время реакции температуры электронов на три-четыре порядка меньше характерного времени реакции концентрации электронов на омический нагрев нижней ионосферы мощным КВ излучением. Поэтому во всех практически значимых случаях можно считать, что мощное КВ излучение с частотой модуляции Ω приведет к изменению температуры электронов T_e в нижней ионосфере, оставляя концентрацию электронов n_e неизменной [Алпатов и др., 2022]. В этом случае модулированный нагрев ионосферы приведет к изменению проводимостей Педерсена σ_P и Холла σ_H только через зависимость частоты столкновений электронов с нейтральными частицами v_{en} от T_e . Для нижней ионосферы эта зависимость описывается уравнением (1.5).

При модулированном нагреве нижней ионосферы (с частотой модуляции Ω) температура электронов T_e переходит в установившийся колебательный режим с постоянной амплитудой на временах меньше 0.01-0.1 с после включения стэнда, который характеризуется максимумами и

минимумами температуры (T_{e-max} и T_{e-min}) этого колебательного режима (например, [Алпатов и др., 2022]). На этих же временах проводимости ионосферы σ_H и σ_P также перейдут в установившийся колебательный режим на частоте Ω . Этот режим на любой фиксированной высоте определен проводимостями ионосферы в моменты максимумов (σ_{H-max} , σ_{P-max}) и минимумов (σ_{H-min} , σ_{P-min}) температуры электронов установившегося колебательного режима с частотой Ω :

$$\sigma_H = \sigma_{H-mid} + \Delta\sigma_H \cos(\Omega t), \quad \sigma_P = \sigma_{P-mid} + \Delta\sigma_P \cos(\Omega t), \quad (2)$$

где

$$\sigma_{H-mid} = (\sigma_{H-max} + \sigma_{H-min})/2, \quad \Delta\sigma_H = (\sigma_{H-max} - \sigma_{H-min})/2,$$

$$\sigma_{P-mid} = (\sigma_{P-max} + \sigma_{P-min})/2, \quad \Delta\sigma_P = (\sigma_{P-max} - \sigma_{P-min})/2$$

Для анализа свойств проводимостей ионосферы использованы конкретные условия: лето, полдень, средняя солнечная ($F_{10.7} = 120$) и низкая геомагнитная ($Kp = 2$) активность, радиоизлучение (обыкновенная волна, o-mode) происходит вертикально вверх со станда HAARP (62.4 N, 214.9 E) на частоте $f = \omega/2\pi = 3.25$ МГц мощностью $W_0 = 575$ МВт. Это излучение модулировано на частоте $F = \Omega/2\pi = 3$ кГц, т. е.

$$W_0(t) = W_0 F_{amp}(\Omega, t), \quad (3)$$

где $F_{amp}(\Omega, t)$ – параметр модуляции излучения на частоте Ω , который для максимальной глубины синусоидальной и прямоугольной модуляции определяется уравнениями (4) и (5):

$$F_{amp}(\Omega, t) = 0.5 (1 + \cos(\Omega t)), \quad (4)$$

$$F_{amp}(\Omega, t) = 1 \text{ для } \cos(\Omega t) > 0; \quad F_{amp}(\Omega, t) = 0 \text{ для } \cos(\Omega t) \leq 0 \quad (5)$$

Данные гелиогеофизические условия считают типичными при моделировании эффектов нагрева ионосферы стандом HAARP для всех часов суток [Cohen et al., 2012]. Температура электронов вычислялась по разработанной модели T_e (по уравнениям (1.1)-(1.5)). Далее, по известной температуре электронов вычислялись проводимости ионосферы. Для этих вычислений необходимы параметры геомагнитного поля, атмосферы и концентрация электронов. Они определялись по моделям IGRF-13 [Alken et al., 2021], NRLMSISE-00 [Picone et al., 2002] и IRI [Bilitza, 2018].

На рисунке 1 показаны компоненты проводимостей ионосферы, вычисленные для выбранных условий: средние значения (σ_{H-mid} и σ_{P-mid}) и амплитуды колебаний ($\Delta\sigma_H$ и $\Delta\sigma_P$) проводимостей для синусоидальной и прямоугольной модуляции с частотой 3 кГц.

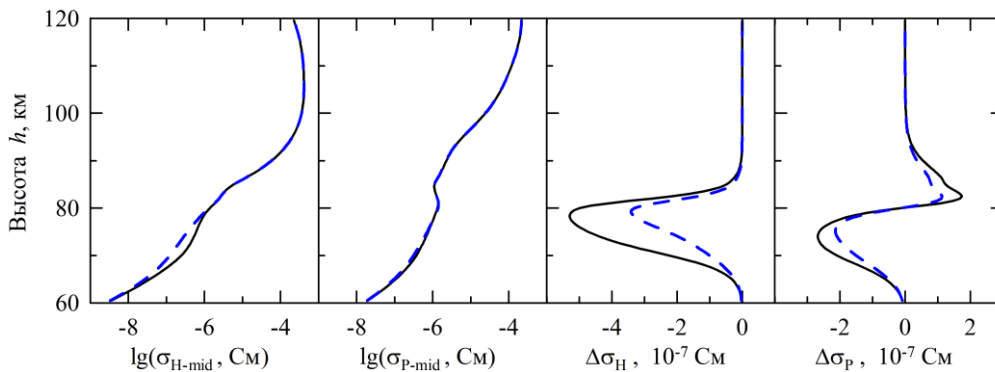


Рис. 1. Высотные распределения средних значений (σ_{H-mid} и σ_{P-mid}) холловской (индекс H) и педерсеновской (индекс P) проводимостей ионосферы для синусоидальной (штриховые линии) и прямоугольной (сплошные линии) модуляции радиоизлучения станда HAARP с частотой 3 кГц на несущей частоте 3.25 МГц (обыкновенная волна, o-mode)

Из данных на этом рисунке видно, что величины $\Delta\sigma_H$ и $\Delta\sigma_P$ отличны от нуля только в нижней ионосфере на высотах 60-90 км. На этих высотах $\Delta\sigma_H < 0$, т.е. колебания T_e и σ_H происходят в противофазе: увеличение T_e приводит к увеличению v_{en} , что приводит к уменьшению σ_H . Амплитуда колебаний холловской проводимости максимальна на высоте $h \approx 79$ км, где эта амплитуда для прямоугольной модуляции ($\Delta\sigma_H = -5.3 \cdot 10^{-7}$ См/м) больше, чем для синусоидальной модуляции ($\Delta\sigma_H = -3.4 \cdot 10^{-7}$ См/м). В интервале 60-79 км колебания T_e и σ_P также происходят в противофазе ($\Delta\sigma_P < 0$), на высотах 81-90 км колебания T_e и σ_P происходят в фазе ($\Delta\sigma_P > 0$).

Средние значения проводимостей ионосферы (σ_{H-mid} и σ_{P-mid}) максимальны выше интервала 60-90 км, где эти проводимости практически не отличаются от проводимостей ионосферы для фоновых условий, т.е. при выключенном стенде. В данном случае, максимум σ_{H-mid} расположен на $h = 106$ км, где $\sigma_{H-mid} = \sigma_{H0} = 4.2 \cdot 10^{-4}$ См/м; максимум σ_{P-mid} расположен на $h = 120$ км, где $\sigma_{P-mid} = \sigma_{P0} = 2.2 \cdot 10^{-4}$ См/м. Здесь и ниже для обозначения фоновых условий использован индекс ноль.

Дополнительный анализ показал, что при прочих равных условиях амплитуды колебаний ионосферных проводимостей ($\Delta\sigma_H$ и $\Delta\sigma_P$) почти не отличаются для обыкновенной и необыкновенной волн радиоизлучения и увеличиваются с уменьшением частоты модуляции стенда. Для амплитуды холловской проводимости это следует из данных на рисунке 2.

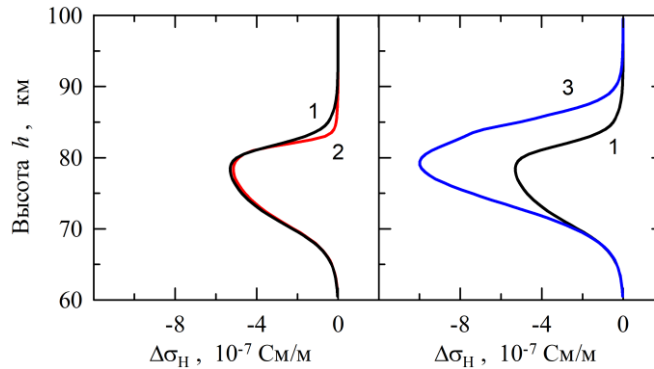


Рис. 2. Высотные распределения амплитуды холловской проводимости ($\Delta\sigma_H$) для прямоугольной модуляции радиоизлучения стенда НААРР с частотой 3 кГц (1 и 2) и 300 Гц (3) на несущей частоте 3.25 МГц (1 и 3 – обыкновенная волна, o-mode; 2 – необыкновенная волна, x-mode)

3. ТОКИ В ИОНОСФЕРЕ

Интегральные по высоте (в интервале 60-150 км) проводимости ионосферы можно представить в виде:

$$\Sigma_H = \Sigma_{H0} + \Delta\Sigma_H e^{i\Omega t}, \quad \Sigma_P = \Sigma_{P0} + \Delta\Sigma_P e^{i\Omega t}, \quad (6)$$

где Σ_{H0} и Σ_{P0} – фоновые значения интегральных проводимостей ионосферы, $\Delta\Sigma_H$ и $\Delta\Sigma_P$ – амплитуды колебаний этих проводимостей с частотой Ω из-за нагрева ионосферы с этой частотой модуляции. Значения коэффициентов уравнений (6) для условий, совпадающих с условиями получения данных на рисунке 1:

$$\begin{aligned} \Sigma_{H0} &= 10.9 \text{ См}, \Sigma_{P0} = 5.9 \text{ См}, \\ \Delta\Sigma_H(\sin) &= -0.0033 \text{ См}, \Delta\Sigma_P(\sin) = -0.0014 \text{ См}, \\ \Delta\Sigma_H(\text{sqr}) &= -0.0061 \text{ См}, \Delta\Sigma_P(\text{sqr}) = -0.0016 \text{ См}. \end{aligned}$$

Видно, что фоновые значения интегральных проводимостей ионосферы примерно на три порядка больше амплитуд колебаний этих проводимостей. Тем самым в уравнении (6) учтено, что, среднее за период значение отклонения проводимости ионосферы от фона не вносит заметного вклада в фоновую проводимость ионосферы. Причина этого в том, что джоулев нагрев ионосферы мощным КВ излучением максимален на высотах 75-80 км, а холловская и педерсеновская проводимости ионосферы максимальны на высотах 105-120 км, и на высотах 75-80 км содержится только небольшая

доля этих проводимостей (см. рис. 1). Знак минус для $\Delta\Sigma_H$ и $\Delta\Sigma_P$ показывает, что колебания интегральных проводимостей ионосферы происходят противофазно колебаниям температуры электронов. Амплитуды колебаний педерсеновской проводимости $\Delta\Sigma_P$ для синусоидальной (\sin) и прямоугольной (sqr) модуляции в данном случае практически совпадают. Амплитуда колебаний холловской проводимости $\Delta\Sigma_H$ для прямоугольной модуляции почти в два раза больше, чем для синусоидальной модуляции, что в конечном итоге связано с более высокой амплитудой колебаний T_e при нагреве ионосферы с прямоугольной модуляцией.

Практическое совпадение фоновых интегральных проводимостей ионосферы вне и внутри области нагрева приводит к тому, что фоновое электрическое поле E вне и внутри этой области также практически одинаково, поскольку по предположению это поле является крупномасштабным и потенциальным. Следует отметить, что использование интегральных проводимостей ионосферы основано на слабой зависимости электрического поля E от высоты, точнее, от высоты вдоль геомагнитного поля. Поэтому фоновое (стационарное) значение горизонтального тока в ионосфере вне и внутри области нагрева также будет одинаковым, т.е. ток J внутри области нагрева ионосферы можно представить в виде:

$$J = J_0 + (\Delta J) e^{i\Omega} e_x \quad (7)$$

где J_0 – фоновое значение горизонтального тока в ионосфере, (ΔJ) – амплитуда колебаний этого тока в направлении e_x , которое совпадает с направлением J_0 ,

$$\Delta J = (E_0/2) ((\Delta\Sigma_H)^2 + (\Delta\Sigma_P)^2)^{1/2} (1 + (\Sigma_{H0}/(\Sigma_{P0} + \Sigma_{W0}))^2)^{1/2} / |\sin I| \quad (8)$$

E_0 – модуль фонового электрического поля, $\Delta\Sigma_H$ и $\Delta\Sigma_P$ – амплитуды флуктуаций интегральных проводимостей ионосферы на частоте Ω , Σ_{H0} и Σ_{P0} – фоновые интегральные проводимости ионосферы в области нагрева ионосферы и вблизи этой области, I – наклонение геомагнитного поля в области нагрева. Уравнение (7) применимо для средних и высоких широт. Кроме того, уравнение (7) применимо для частот модуляции 3 Гц – 30 кГц. Величина Σ_{W0} – эффективная проводимость альвеновской волны на верхней границе динамо области ионосферы – составляет

$$\Sigma_{W0} = \frac{1}{(\mu_0 V_A)}, \quad V_A = \frac{B_0}{(\mu_0 \rho)^{1/2}}, \quad (9)$$

где V_A – скорость альвеновской волны, B_0 – модуль фонового геомагнитного поля, ρ – плотность ионов, $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ гн/м – магнитная проницаемость вакуума. В большинстве случаев вклад Σ_{W0} в уравнение (8) не учитывают, поскольку обычно $\Sigma_{P0} \gg \Sigma_{W0}$. Здесь этот вклад учтен для сохранения общего вида уравнения (8) и принято типичное среднее значение $\Sigma_{W0} = 0.2$ См, если не оговорено противное. Уравнение (8) получено на основе граничных условий на электрические поля и токи в области нагрева ионосферы. Оно не сильно отличается от уравнений, приведенных ранее для анализа генерации низкочастотных волн при омическом нагреве ионосферы мощным КВ радиоизлучением с амплитудной модуляцией [Stubbe and Korpa, 1977; Borisov and Stubbe, 1997; Kolesnikova et al., 2002]. Запланировано, что свойства генерации таких волн будут рассмотрены в следующей части данного цикла работ.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Свойства изменения проводимостей ионосферы при омическом нагреве ионосферы мощным КВ радиоизлучением с амплитудной модуляцией определяются изменениями температуры электронов T_e при таком нагреве. Поэтому для вычисления амплитуд колебаний проводимостей ионосферы ($\Delta\sigma_H$ и $\Delta\sigma_P$) достаточно учитывать электронные части этих проводимостей:

$$\sigma_H = \sigma_{He} = (n_e/B^2) m_e \omega_{ce} / (1 + (v_{en}/\omega_{ce})^2),$$

$$\sigma_P = \sigma_{Pe} = (n_e/B^2) m_e v_{en} / (1 + (v_{en}/\omega_{ce})^2),$$

Кроме того, обычно для вычисления интегральных по высоте значений этих амплитуд ($\Delta\Sigma_H$ и $\Delta\Sigma_P$) достаточно учитывать диапазон высот 60-90 км, поскольку выше этой области омический нагрев ионосферы мощным КВ радиоизлучением перестает быть существенным. Эти свойства проводимостей ионосферы были использованы ранее для анализа эффектов нагрева нижней ионосферы мощным КВ радиоизлучением [Paradopoulos et al., 1994; Borisov et al., 1996; Borisov and Stubbe, 1997; Milikh et al., 1999; Kolesnikova et al., 2002].

В свою очередь, полные интегральные проводимости ионосферы (Σ_H и Σ_P) в интервале 60-150 км определяются в основном локальными проводимостями в динамо-области ионосферы на высотах 90-150 км, где омический нагрев ионосферы мощным КВ радиоизлучением незначителен. Поэтому интегральные проводимости ионосферы остаются неизменными внутри и вне области нагрева ионосферы мощным КВ радиоизлучением, т.е. $\Sigma_H = \Sigma_{H0}$ и $\Sigma_P = \Sigma_{P0}$, где индекс ноль соответствует фоновым условиям. Например, для всех приведенных выше случаев отношение $\Delta\Sigma_H/\Sigma_{H0}$ меньше 0.0012 по абсолютной величине. По этой же причине фоновые электрические поля E_0 и горизонтальные токи J_0 остаются неизменными внутри и вне области нагрева ионосферы мощным КВ радиоизлучением. Кроме того, модуляция токов в области нагрева ионосферы с амплитудой ΔJ происходит J_0 из-за постоянства E_0 . Модуляция токов в ионосфере в области нагрева с амплитудой ΔJ представляет собой ионосферный диполь, излучающий на частоте Ω , момент которого M параллелен J_0 по отмеченным выше причинам. Это свойство ионосферного диполя не отмечалось ранее в теоретических оценках [Stubbe and Kopka, 1977; Borisov and Stubbe, 1997]. Тем не менее, оно согласуется с результатами анализа свойств ионосферного диполя, созданного стендом HAARP при модулированном КВ нагреве ионосферы на частотах модуляции 2.175, 2.375 и 2.875 кГц, по экспериментальным данным: момент ионосферного диполя параллелен току авроральной электроструи [Cohen et al., 2008]. Эти результаты показали также возможность изучения тонкой структуры горизонтальных ионосферных токов с помощью искусственного ионосферного диполя даже в случаях, когда такие структуры не наблюдаются с помощью магнитометров [Cohen et al., 2008].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен анализ свойств ионосферных проводимостей (Холла и Педерсена) при омическом нагреве ионосферы средних и высоких широт мощным КВ радиоизлучением с низкочастотной амплитудной модуляцией. Для этого использована упрощенная модель изменений температуры электронов T_e в ионосфере при таком нагреве, разработанная на предыдущем этапе данных исследований. Получены следующие результаты:

1. Омический нагрев ионосферы мощным КВ излучением с амплитудной модуляцией на частоте Ω приводит к модуляции проводимостей ионосферы и горизонтальных токов на этой частоте из-за модуляции температуры электронов. Эти модуляции существенны в нижней ионосфере на высотах 60-90 км, где их амплитуда: а) для прямоугольной модуляции больше, чем для синусоидальной; б) увеличивается с уменьшением частоты модуляции стэнда Ω .

2. Для интегральных по высоте проводимостей ионосферы вклад нижней ионосферы незначителен. Поэтому фоновые (крупномасштабные) электрические поля и горизонтальные токи в динамо-области ионосферы (на высотах 90-150 км) остаются неизменными вне и внутри области нагрева ионосферы. В результате, модуляция горизонтальных ионосферных токов в области нагрева нижней ионосферы происходит параллельно фоновому току динамо-области ионосферы, что не противоречит экспериментальным данным.

ЛИТЕРАТУРА

- Акасофу С.И., Чепмен С. Солнечно-земная физика. 1 часть. М.: Мир, 384 с. 1974.
- Алпатов В.В., Высоцкий А.Г., Гребнев И.А., Деминов М.Г., Репин А.Ю. Эффекты нагрева нижней ионосферы мощным кв радиоизлучением. 1. Температура электронов // Гелиогеофизические исследования. Вып. 36. С. 47-56. 2022.
- Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. М.: Наука, 528 с. 1988.

- Гетманцев Г.Г., Зуйков Н.Л., Котик Д.С., Мироненко Л.Ф., Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Сазонов Ю.А., Трахтенгерц В.Ю., Эйдман В.Я. Обнаружение комбинационных частот при взаимодействии мощного коротковолнового излучения с ионосферной плазмой // Письма в ЖЭТФ. Т. 20. Вып. 4. С. 229-232. 1974.
- Гуревич А.В. Нелинейные явления в ионосфере // УФН. Т. 177, № 11. С. 1145-1177. 2007.
- Alken P., Thebault E., Beggan C.D., et al. International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation // Earth Planets Space. V. 73. P. 49, doi: 10.1186/s40623-020-01288-x. 2021.
- Bilitza D. IRI the international standard for the ionosphere // Adv. Radio Sci. V. 16. P. 1–11, doi: 10.5194/ars-16-1-2018. 2018.
- Borisov N., Gurevich A., Papadopoulos K., Chang C.L. Direct Cerenkov excitation of waveguide modes by a mobile ionospheric heater // Radio Sci. V. 31. P. 859-867. 1996.
- Borisov N., Stubbe P. Excitation of longitudinal (field-aligned) currents by modulated HF heating of the ionosphere // J. Atmos. Solar-Terr. Phys. V. 59. P. 1973-1989. 1997.
- Cohen M.B., Golkowski M., Inan U.S. Orientation of the HAARP ELF ionospheric dipole and the auroral electrojet // Geophys. Res. Lett. V. 35, L02806, doi:10.1029/2007GL032424. 2008.
- Cohen M.B., Moore R.C., Golkowski M., Lehtinen N.G. ELF/VLF wave generation from the beating of two HF ionospheric heating sources, J. Geophys. Res. V. 117, A12310, doi:10.1029/2012JA018140. 2012.
- Gurevich A.V. Nonlinear phenomena in the ionosphere. New York: Springer-Verlag, 370 p. 1978.
- Kolesnikova E., Robinson T.R., Davies J.A., Wright D.M., Lester M. Excitation of Alfvén waves by modulated HF heating of the ionosphere, with application to FAST observations // Ann. Geophys. V. 20. P. 57-67. 2002.
- Milikh G.M., Papadopoulos K., McCarrick M., Preston J. ELF emission generated by the HAARP HF-heater using varying frequency and polarization // Radiophys. Quantum Electron. V. 42. P. 639-646. 1999.
- Papadopoulos K., Zhou H.B., Chang C.L. Cerenkov excitation of whistler/helicon waves by ionospheric HF heating // Geophys. Res. Lett. V. 21. P. 1767-1770. 1994.
- Picone J.M., Hedin A.E., Drob D.P., Aikin A.C. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues // J. Geophys. Res. V. 107. №A12. P. 1468–1483. 2002.
- Stubbe P., Kopka H. Modulation of the polar electrojet by powerful HF waves // J. Geophys. Res. V. 82. P. 2319-2325. 1977.

HEATING EFFECTS OF THE LOWER IONOSPHERE BY POWERFUL HF RADIO EMISSION. 2. CONDUCTIVITY OF THE IONOSPHERE

Alpatov V.V., Vysotsky A.G., Grebnev I.A., Deminov M.G., Repin A.Yu.

The properties of ionospheric conductivities (Hall and Pedersen) are analyzed for ohmic heating of the ionosphere of middle and high latitudes by high-power HF radio emission with low-frequency amplitude modulation. To do this, we used a simplified model of changes in the electron temperature T_e in the ionosphere during such heating, which was developed at the previous stage of these studies. It has been found that ohmic heating of the ionosphere by powerful HF radiation with amplitude modulation at the frequency Ω leads to modulation of the ionospheric conductivities and horizontal currents at this frequency due to the modulation of the electron temperature. These modulations are significant in the lower ionosphere at altitudes of 60-90 km, where their amplitude: a) is greater for square modulation than for sinusoidal modulation, b) increases with decreasing the facility modulation frequency Ω . For height-integrated conductivities of the ionosphere, the contribution of the lower ionosphere is insignificant. Therefore, the background electric fields and horizontal currents in the dynamo region of the ionosphere (at altitudes of 90–150 km) remain unchanged outside and inside the ionospheric heating region. Therefore, the modulation of horizontal ionospheric currents in the region of heating of the lower ionosphere occurs parallel to the background current of the dynamo region of the ionosphere, which does not contradict the experimental data.

KEYWORDS: LOWER IONOSPHERE, HEATING, RADIO EMISSION, CONDUCTIVITY, MODEL