



УДК 550.388.2

ЭФФЕКТЫ НАГРЕВА НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ МОЩНЫМ КВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ. 3. АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

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

Разработана упрощенная модель генерации низкочастотных радиоволн в нижней ионосфере при нагреве ионосферы мощным КВ излучением стелды с амплитудной модуляцией. Она дает свойства источника генерации этих волн – ионосферного диполя (аналога диполя Герца) на высоте 75-80 км, включая момент этого диполя, и амплитуду низкочастотных волн, распространяющихся от этого источника, в том числе до поверхности Земли. На основе сопоставления с данными экспериментов получено, что модель правильно отражает экспериментально наблюдаемые зависимости амплитуд генерируемых волн от несущей частоты и частоты модуляции стелды, за исключением резонансной частоты волновода Земля-ионосфера и его гармоник. Для конкретного случая представлена поправка, которая позволяет учесть вклад этого резонанса в амплитуду низкочастотных волн, генерируемых стелдом в нижней ионосфере. Расчеты по разработанной модели позволили подтвердить, что уменьшение коэффициента диаграммы направленности D_0 антенно-фидерной системы стелды при прочих равных условиях приводит к увеличению амплитуды радиоволн, генерируемых ионосферным диполем. Это происходит потому, что уменьшение D_0 сопровождается уменьшением эффективной мощности излучения W_0 ($W_0 \sim D_0$) и увеличением горизонтальной площади πa^2 , занятой ионосферным диполем ($a^2 \sim 1/D_0$), и последний фактор становится преобладающим для амплитуды генерируемых волн, если другие параметры радиоизлучения стелды остаются неизменными.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: НИЖНЯЯ ИОНОСФЕРА, НАГРЕВ, НИЗКОЧАСТОТНОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ, ГЕНЕРАЦИЯ, МОДЕЛЬ

DOI 10.5425/2304-7380_2022_36_64

<https://elibrary.ru/bmpmfv>

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/bmpmfv>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 стелды 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., 2022а]. Далее, был проведен анализ особенностей изменения проводимостей и токов в ионосфере при таком нагреве нижней ионосферы [Алпатов и др., 2022б]. Целью данного этапа было включение в модель генерации и распространения низкочастотного радиоизлучения при омическом нагреве нижней ионосферы мощным КВ излучением стелды с амплитудной модуляцией. Для удобства чтения, в ссылках на уравнения из предыдущих публикаций [Алпатов и др., 2022а; 2022б] добавлены цифры 1 и 2, например, уравнение (2.3) означает, что это уравнение (3) из публикации [Алпатов и др., 2022б]. Приведенные ниже уравнения записаны в системе единиц СИ, если не оговорено противное.

2. ГЕНЕРАЦИЯ НИЗКОЧАСТОТНЫХ РАДИОВОЛН

Мощное коротковолновое (КВ) радиоизлучение стелды приводит к сильному увеличению температуры электронов T_e в нижней ионосфере из-за омического нагрева и, как следствие, к изменению частоты столкновений электронов, от которых зависят проводимости и токи в ионосфере [Gurevich, 1978; Гуревич, 2007]. Амплитудная модуляция этого излучения на низкой частоте Ω приведет к колебаниям T_e , проводимостей и горизонтальных токов в нижней ионосфере на этой частоте. Эти эффекты амплитудной модуляции рассмотрены в предыдущих частях данной работы [Алпатов и др., 2022а, 2022б]. Было получено, что модуляции T_e и проводимостей ионосферы существенны только в нижней ионосфере на высотах 60-90 км. 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, интегральные по высоте холловскую (индекс Н) и педерсеновскую (индекс Р) проводимости ионосферы в области нагрева можно представить в виде:

$$\Sigma_H = \Sigma_{H0} + \Delta\Sigma_H e^{i\Omega t}, \quad \Sigma_P = \Sigma_{P0} + \Delta\Sigma_P e^{i\Omega t}, \quad (1)$$

где Σ_{H0} и Σ_{P0} – фоновые значения интегральных проводимостей ионосферы, которые вычисляются в интервале 60-150 км, $\Delta\Sigma_H$ и $\Delta\Sigma_P$ – амплитуды колебаний этих проводимостей с частотой Ω из-за нагрева ионосферы с этой частотой модуляции, которые вычисляются в интервале 60-90 км. По аналогичной причине горизонтальный ток в ионосфере в области нагрева можно представить в виде:

$$J = J_0 + (\Delta J) e^{i\Omega t} \mathbf{e}_x \quad (2)$$

где J_0 – фоновое значение горизонтального тока в ионосфере, (ΔJ) – амплитуда колебаний этого тока в направлении \mathbf{e}_x , которое совпадает с направлением J_0 ,

$$\Delta J = (E_0/2) ((\Delta\Sigma_H)^2 + (\Delta\Sigma_P)^2)^{1/2} (1 + (\Sigma_{H0}/(\Sigma_{P0} + \Sigma_{W0}))^2)^{1/2} / |\sin I| \quad (3)$$

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. Величина Σ_{W0} – эффективная проводимость альвеновской волны на верхней границе динамо области ионосферы

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

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 (1.22) не учитывают, поскольку обычно $\Sigma_{P0} \gg \Sigma_{W0}$. Здесь этот вклад учтен для сохранения общего вида уравнения (3) и принято типичное среднее значение $\Sigma_{W0} = 0.2$ См, если не оговорено противное. Уравнения (1)-(3) совпадают с уравнениями (2.6)-(2.8) из предыдущей части данной работы.

Модуляция токов в ионосфере в области нагрева с амплитудой ΔJ представляет собой антенну в виде ионосферного диполя (аналога диполя Герца), излучающую радиоволны на частоте Ω , и момент этого диполя:

$$\mathbf{M} = M \mathbf{e}_x, \quad M = \pi a^2 \Delta J, \quad (4)$$

где πa^2 – площадь кругового пятна засветки ионосферы мощным КВ излучением на высоте z_0 – высоте максимума модуляции холловской проводимости ионосферы $\Delta\sigma_H$, которая обычно расположена в интервале 75-80 км.

Момент M ионосферного диполя является важным параметром антенны в ионосфере, который описывается уравнением (4). Более информативным для анализа и практических приложений может быть амплитуда индукции магнитного поля радиоволны с частотой Ω на поверхности Земли:

$$\Delta B = \mu_0 \Delta H, \quad (5)$$

где ΔH – амплитуда магнитного поля на поверхности Земли, $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ Гн/м – магнитная проницаемость вакуума. Величина ΔB измеряется в Тл, ΔH – в А/м. Явный вид амплитуды индукции магнитного поля волны ΔB с частотой Ω на поверхности Земли на расстоянии R от источника волны (ионосферного диполя), который расположен на высоте $z_0 \approx 75-80$ км:

$$\Delta B = (\mu_0/4\pi) M (z_0/R^3) (1 + (kR)^2)^{1/2} \quad (6)$$

где $k = \Omega/c$, c – скорость света, M – момент ионосферного диполя, который описывается уравнением (4), все величины измеряются в системе единиц СИ. В уравнении приведено абсолютное значение ΔB для упрощения записи. В волне направления векторов ΔB и ΔH ортогональны M , и вектор M параллелен фоновому току J_0 в области источника волны (т.е. в области антенны в виде ионосферного диполя). Часто удобно задавать не расстояние R от источника до данной точки на поверхности Земли, а расстояние d от вертикальной проекции источника на Землю до данной точки. В этом случае расстояние R определяется формулой:

$$R^2 = z_0^2 + d^2 \quad (7)$$

в приближении плоской Земли.

Уравнение (6) подобно уравнению, приведенному в монографии [Balanis, 2016] для линейной антенны (электрического диполя), и отличается от уравнения, приведенного в [Moore et al., 2007], на постоянный фактор 2. Для варианта $(kR) \ll 1$ и $d = 0$, т.е. варианта, когда $R = z_0$, уравнение (6) совпадает с уравнением, приведенным в статье [Stubbe and Korpa, 1977]. Уравнение (6) является одним из основных результатов разработанной модели с учетом явного вида момента ионосферного диполя M , которое описывается уравнениями (3) и (4). Уравнения (1)-(3) совпадают с уравнениями (2.6)-(2.8) предыдущей статьи по данной теме [Алпатов и др., 2022б].

Из уравнений (2)-(6) можно видеть, что амплитуда индукции магнитного волны ΔB с частотой Ω на поверхности Земли зависит от фоновых интегральных проводимостей ионосферы в области генерации низкочастотной волны в ионосфере через отношение $\Sigma_{H0}/(\Sigma_{P0} + \Sigma_{W0})$. Простой и достаточно точный способ определения Σ_{H0} и Σ_{P0} основан на использовании моделей Σ_{H0} и Σ_{P0} , в которых в явном виде представлены зависимости этих проводимостей от гелиогеофизических условий. Такие модели построены с использованием данных станций некогерентного рассеяния радиоволн на средних и высоких широтах и данных о высыпаниях авроральных электронов. Здесь использована модель

[Rasmussen et al., 1988] для ионизации атмосферы ультрафиолетовым излучением Солнца (индекс sol) и модель [Robinson et al., 1987] для ионизации атмосферы авроральными электронами (индекс avr):

$$(\Sigma_{H0} / \Sigma_{P0})_{sol} = 1.24 (1 - 0.9 x^2) / (1 - 0.85 x^2),$$

$$(\Sigma_{H0} / \Sigma_{P0})_{avr} = 0.45 \varepsilon^{0.85},$$

где $x = \chi/90$, χ – зенитный угол Солнца в градусах, и уравнение применимо для $0 \leq \chi \leq 85$; ε – средняя (характерная) энергия выпадающих электронов в кэВ. Для условий средней магнитной активности можно принять, что $\varepsilon \approx 2-3$ кэВ. Для приближенного учета малого параметра Σ_{W0} в этих уравнениях достаточно уточнить их коэффициенты:

$$(\Sigma_{H0} / (\Sigma_{P0} + \Sigma_{W0}))_{sol} = 1.20 (1 - 0.9 x^2) / (1 - 0.85 x^2) \quad (8)$$

$$(\Sigma_{H0} / (\Sigma_{P0} + \Sigma_{W0}))_{avr} = 0.445 \varepsilon^{0.85} \quad (9)$$

Уравнения (8) и (9) использованы здесь как элементы разработанной модели генерации низкочастотных радиоволн при модулированном нагреве нижней ионосферы мощным КВ радиоизлучением.

Итак, амплитуда индукции магнитного поля ΔB радиоволн с низкой частотой Ω на поверхности Земли на расстоянии R от источника волны (ионосферного диполя), который расположен на высоте $z_0 \approx 75-80$ км, определяется уравнением (6). Уравнения, приведенные здесь и в предыдущих частях данной работы [Алпатов и др., 2022а, 2022б], позволяют вычислить эту амплитуду для данных гелиогеофизических условий по известным параметрам нагревного стенда. Для этого необходимо дополнительно учесть электронную концентрацию, крупномасштабное электрическое поле, параметры нейтральной атмосферы и геомагнитного поля по известным эмпирическим моделям этих величин. Это и есть разработанная модель генерации низкочастотных радиоволн в нижней ионосфере при нагреве ионосферы мощным КВ излучением стенда с амплитудной модуляцией на данной низкой частоте.

Выше отмечалось, что для вычисления параметров низкочастотной волны, которая генерируется при модулированном нагреве нижней ионосферы мощным излучением стенда на частоте $\omega = 2\pi f$ коротковолнового диапазона, необходимо знание параметров стенда на данной частоте. Основными из этих параметров являются [ГОСТ, 1980]:

W_{tr} – мощность, подводимая к антенно-фидерной системе (АФС) от передатчика или системы передатчиков;

D_0 – коэффициент направленного действия АФС, т.е. отношение квадрата напряженности поля, создаваемого АФС в направлении максимального излучения, к среднему значению квадрата напряженности поля по всем направлениям;

ϑ – коэффициент полезного действия передающего тракта, т.е. отношение мощности радиоизлучения, создаваемого АФС, к мощности W_{tr} , подводимой к АФС;

$G = D_0 \vartheta$ – коэффициент усиления АФС;

$W_0 = W_{tr} G$ – эффективная излучаемая мощность, т.е. мощность радиоизлучения, создаваемая АФС в направлении максимального излучения.

Обычно размер антенного поля стенда (~ 100 м) много меньше эффективного радиуса a засветки ионосферы радиоволнами, излучаемыми стендом, на любой фиксированной высоте ионосферы ($a > 1$ км). Это позволяет представить стенд точечным источником радиоизлучения, которое происходит в пределах угла раствора 2ξ относительно центрального луча, что и определяет главный лепесток диаграммы направленности АФС. Угол ξ определяется в основном коэффициентом направленного действия D_0 антенно-фидерной системы стенда. Если для упрощения выкладок принять, что центральный луч направлен вертикально вверх, то пятно излучения имеет вид круга, радиус которого на данной высоте ионосферы z :

$$a = z \operatorname{tg}(\xi) \approx 2 z / D_0^{1/2} \quad (10)$$

где учтено, что обычно $D_0 \gg 1$.

Величины W_0 и a зависят от частоты станда f . Например, для станда HAARP (режим узкого луча):

$$\begin{aligned} W_0 &= (-548 + 349 f)10^6 \quad \text{для } f \text{ в интервале } 2.75 - 4.50 \text{ МГц,} \\ W_0 &= (-1485 + 557 f)10^6 \quad \text{для } f \text{ в интервале } 4.50 - 9.50 \text{ МГц,} \\ a/z &= 0.5/f \quad \text{для } f \text{ в интервале } 2.75 - 9.50 \text{ МГц} \end{aligned} \quad (11)$$

где мощность W_0 измеряется в Вт, частота f в МГц. Аппроксимации (11) получены на основе данных станда HAARP, приведенных в статье [Cohen et al. 2012]. Эти аппроксимации использованы ниже для сравнения результатов вычислений по разработанной модели с экспериментальными данными станда HAARP, координаты которого: географическая широта 62.39°N , географическая долгота 145.15°W , параметр Мак-Илвейна $L \approx 4.9$, что соответствует исправленной геомагнитной широте $\Phi = 63^\circ$.

3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАМИ

Один из наиболее полных экспериментов с амплитудной модуляцией был проведен на станде HAARP 20.09.2007 года в интервале 20:00-20:30 UT [Cohen et al. 2012]. Этот эксперимент был проведен на шести несущих частотах (2.75, 3.25, 4.50, 6.80, 7.80 и 9.50 МГц) и частотах модуляции в интервале 0.5-7.5 кГц (с шагом примерно 500 Гц), который пробыл за 1 минуту для каждой из фиксированных несущих частот. Модуляция была прямоугольной, т. е. первую половину периода модуляции станд включен, вторую половину – выключен. Одна из несущих частот (3.25 МГц) повторялась, поэтому весь цикл изменения несущих частот занимал 7 минут [Cohen et al. 2012]. Всего было 4 цикла: в первом цикле был реализован режим максимальной эффективной излучаемой мощности W_0 , зависимость которого от несущей частоты станда описывается уравнением (11), в трех следующих циклах величина W_0 была уменьшена, в том числе за счет уменьшения коэффициента направленного действия АФС. Данные этого эксперимента анализировались на основе полной трехмерной волновой модели генерации низкочастотного радиоизлучения и распространения этого излучения [Cohen et al. 2012]. Эта модель ниже названа 3D моделью.

Эксперимент 20.09.2007 года в интервале 20:00-20:30 UT соответствовал низкой солнечной ($F_{10.7} = 68$) и средней ($A_p = 15$) геомагнитной активности. Фоновые параметры ионосферы в разработанной модели и модели 3D вычислялись с помощью модели IRI. Для этих условий в разработанной модели учтено, что высота ионосферного диполя (области генерации низкочастотной волны) $z_0 = 75$ км. Принято, что фоновое электрическое поле $E_0 = 8.2$ мВ/м. Отметим, что E_0 – единственный параметр, который подбирался для согласования разработанной модели с экспериментальными данными.

На рисунке 1 показаны результаты из первого цикла эксперимента (с максимальными W_0): зависимости ΔB в Chistochina (примерно в 37 км от HAARP) от несущей частоты f радиоизлучения станда HAARP на трех фиксированных частотах модуляции F . Там же приведены результаты расчетов ΔB для этих условий по модели 3D и по разработанной модели

Из данных на рисунке 1 можно видеть, что результаты расчетов ΔB по разработанной модели не противоречат экспериментальным данным и в данном случае не уступают по точности модели 3D: увеличение несущей частоты станда при фиксированной частоте модуляции приводит к уменьшению амплитуды колебаний ΔB в Chistochina как по экспериментальным данным, так и по моделям. Для рассмотренного варианта максимальной эффективной излучаемой мощности W_0 , величина W_0 увеличивается с увеличением несущей частоты (см. уравнение (11)). Так, из этого уравнения следует, что $W_0 = 412$ МВт для $f = 2.75$ МГц и $W_0 = 3807$ МВт для $f = 9.50$ МГц, т.е. увеличение f от 2.75 до 9.5 МГц обеспечивает увеличение W_0 почти на порядок. Такое увеличение W_0 в основном связано с увеличением коэффициента направленного действия D_0 АФС станда HAARP с ростом f , что сопровождается уменьшением радиуса a пятна нагрева ионосферы на высоте z_0 , поскольку $a^2 \sim 1/D_0$ (см. уравнение (10)). Качественно момент ионосферного диполя $M \sim a^2 \Delta J \sim a^2 \Delta \Sigma$, где ΔJ и $\Delta \Sigma$ амплитуды колебаний тока и проводимостей ионосферы как элементов этого диполя, который является

антенной в ионосфере, излучающей радиоволны на частоте F . (см. уравнения (3) и (4)). Связанные с увеличением W_0 противоположные изменения a^2 и $\Delta\Sigma$ таковы, что они приводят к уменьшению M из-за относительно большого веса a^2 в этих изменениях и, следовательно, к уменьшению амплитуды низкочастотных волн, излучаемых ионосферной антенной. Это и обеспечивает зависимость ΔB от f , приведенную на рис. 1. Поэтому можно ожидать, что, при прочих равных условиях, уменьшение коэффициента направленного действия АФС приведет к увеличению амплитуды низкочастотных волн ΔB , генерируемых антенной в ионосфере, т.е. уменьшение коэффициента направленного действия D_0 приведет к уменьшению эффективной излучаемой мощности W_0 , что полностью компенсируется увеличением площади пятна нагрева $\pi a^2 \sim 1/D_0$, занятой антенной в ионосфере.

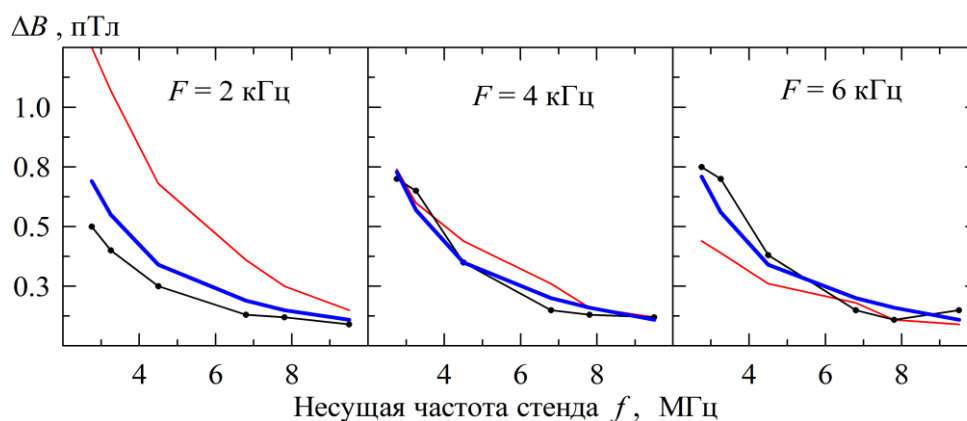


Рис. 1. Зависимость амплитуды низкочастотных колебаний индукции магнитного поля ΔB (в пТл) в Chistochina (примерно в 37 км от HAARP) от несущей частоты f излучения станда HAARP на трех частотах амплитудной модуляции F этого излучения примерно в 20 UT 20.09.2007 года по экспериментальным данным (точки), по 3D модели (тонкие красные линии) и по разработанной модели (толстые синие линии) для этих условий

Проверка этого теоретического предположения была одной из целей экспериментов с амплитудной модуляцией на станде HAARP, которые были проведены 20.09.2007 года в интервале 20:00-20:30 UT [Cohen et al. 2012]. В первом цикле измерений, который занимал 7 минут, использовался режим максимальной эффективной излучаемой мощности W_0 . Данные этого цикла измерений приведены на рис. 1. В четвертом цикле измерений, т.е. через 14 минут после окончания первого цикла, использовался режим, который соответствовал значительному уменьшению W_0 на всех используемых несущих частотах при неизменной мощности, подводимой к антенно-фидерной системе $W_{tr} = 3.6$ МВт [Cohen et al. 2012]. Напомним, что $W_0 = W_{tr} D_0 \vartheta$, где D_0 – коэффициент направленного действия антенно-фидерной системы (АФС), ϑ – коэффициент полезного действия передающего тракта. Для вычислений по разработанной модели было предположено, что уменьшение W_0 обусловлено только уменьшением D_0 , т.е. величина ϑ остается постоянной. Для этого варианта модель подтвердила сделанное предположение: уменьшение D_0 приводит к увеличению амплитуды низкочастотных волн ΔB для выбранных частот модуляции на всех анализируемых несущих частотах станда. Экспериментальные данные показали, что на относительно низких несущих частотах f (2.75, 3.25, 4.50 МГц) станда ожидаемого увеличения ΔB не происходило, поскольку уменьшение W_0 было слишком сильным, в том числе из-за дополнительного уменьшения ϑ [Cohen et al. 2012]. Уменьшение ϑ связали с перекачкой энергии в боковые лепестки диаграммы направленности АФС, которые для относительно низких несущих частот станда частично касались поверхности Земли и не участвовали в создании излучения в ионосферу. На более высоких несущих частотах станда уменьшение W_0 было обусловлено, в основном, уменьшением D_0 , что привело к экспериментально наблюдаемому увеличению ΔB , как и следовало ожидать [Cohen et al. 2012]. На рисунке 2 показан пример этого эффекта по экспериментальным данным и разработанной модели для несущей частоты $f = 6.80$ МГц. В модели принято, что уменьшение W_0 обусловлено уменьшением только D_0 в три раза.

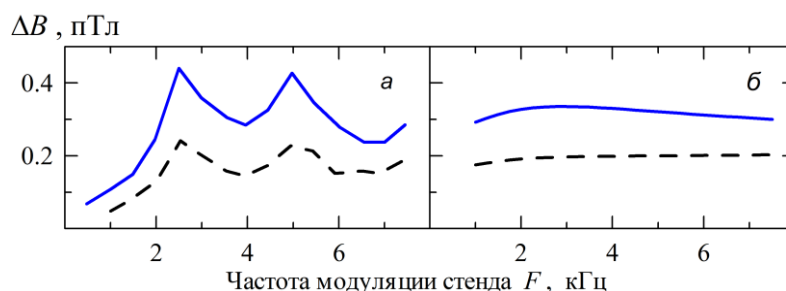


Рис. 2. Зависимость амплитуды низкочастотных колебаний индукции магнитного поля ΔB (в пТл) в Chistochina (примерно в 37 км от HAARP) от частоты амплитудной модуляции F радиоизлучения станда HAARP на фиксированной несущей частоте этого излучения $f = 6.80$ МГц примерно в 20:00-20:30 UT 20.09.2007 года по экспериментальным данным (а) и по разработанной модели (б) для режима максимальной эффективной излучаемой мощности W_0 (штриховые линии) и режима значительно более низкой мощности W_0 (сплошные линии)

Итак, уменьшение коэффициента диаграммы направленности антенно-фидерной системы D_0 станда при прочих равных условиях приводит к увеличению амплитуды радиоволн, генерируемых ионосферной антенной в нижней ионосфере при амплитудной модуляции радиоизлучения станда. Прочие условия могут не сохраняться, например, из-за уменьшения коэффициента полезного действия передающего тракта \mathcal{E} . В этих случаях отмеченное увеличение амплитуды радиоволн может отсутствовать.

Экспериментальные данные на рисунке 2 показывают существование достаточно отчетливых максимумов ΔB на определенных частотах модуляции станда, которые приблизительно соответствуют резонансным частотам F_{res} волновода Земля-ионосфера [Maxworth et al., 2015]. Разработанная модель не показывает эти максимумы, поскольку в ур. (6) не были учтены резонансы волновода Земля-ионосфера. В экспериментальных данных на рис. 2 частота модуляции F изменялась от 500 Гц до 7.5 кГц с относительно большим шагом примерно 500 Гц, что не позволило получить достаточно точное значение F_{res} . Следует отметить, что на рис. 1 использованы частоты модуляции (2, 4 и 6 кГц), которые не соответствуют резонансным частотам F_{res} (см. рис. 2).

Эксперимент на станде HAARP 21.07.2011 года был проведен для несущей частоты $f = 2.75$ МГц с амплитудной (прямоугольной) модуляцией на 40 частотах модуляции F в интервале 500-8300 Гц, т.е. с шагом по частоте примерно 200 Гц [Maxworth et al., 2015]. Интервал времени «включения» каждой частоты F занимал примерно 1 секунду. Весь интервал частот пробегался за 1 минуту с учетом интервалов между переключениями частот. Затем цикл измерений повторялся. Представленные ниже данные получены усреднением за 5 минут в 8:40-8:45 UT. Это период соответствовал пониженной солнечной ($F_{10.7} \approx 100$) и слабо повышенной геомагнитной активности ($A_p \approx 22$). Результаты эксперимента (точки) и вычислений по разработанной модели (штриховые линии) приведены на рис. 3. В вычислениях по разработанной модели принято, что фоновое поле $E_0 = 0.5$ мВ/м. Напомним, что поле E_0 – единственный параметр, который подбирается для согласования экспериментальных данных с разработанной моделью.

Экспериментальные данные на этом рисунке показывают существование отчетливых пиков ΔB на резонансной частоте волновода Земля-ионосфера $F = F_{\text{res}} = 2.125$ кГц и кратных частотах. Частота F_{res} является резонансной частотой волновода Земля-ионосфера [Maxworth et al., 2015]. Знание F_{res} для данного диапазона частот позволяет определить высоту этого волновода Δh . В простейшем случае $\Delta h = c/(2F_{\text{res}})$, где c – скорость света, и $\Delta h = 70.6$ км. Более точные оценки (с учетом конечной локальной проводимости ионосферы) дают $\Delta h = 71.5$ км [Maxworth et al., 2015]. Использование нагрева ионосферы для определения этого параметра волновода Земля-ионосфера считают одним из приложений нагревного станда КВ диапазона. Параметр Δh и вся нижняя ионосфера остаются слабо изученной частью ионосферы, что и определяет целесообразность таких экспериментов.

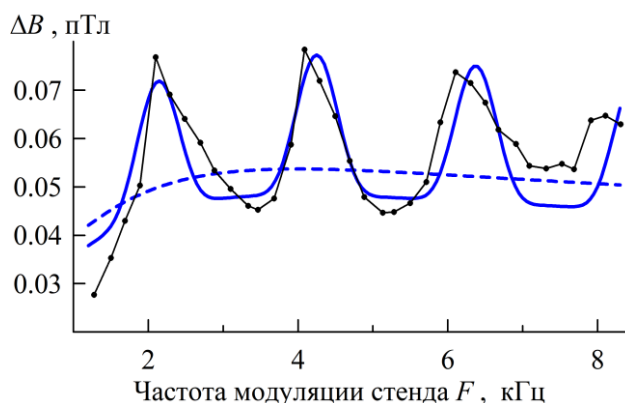


Рис. 3. Зависимость амплитуды низкочастотных колебаний индукции магнитного поля ΔB (в пТл) в Chistochina от частоты этих колебаний F из-за мощного радиоизлучения стенда HAARP на несущей частоте $f = 2.75$ МГц с амплитудной модуляцией на частотах F в 8:40-8:45 UT 21.07.2011 года по экспериментальным данным (точки) и по разработанной модели с учетом (сплошная линия) и без учета (штриховая линия) резонансов в волноводе Земля-ионосфера на частоте $F_{\text{res}} = 2.125$ кГц и гармониках этой частоты

Один из вариантов учета резонансов волновода Земля-ионосфера в разработанной модели: замена ур. (6) на уравнение

$$(\Delta B)_{\text{full}} = (\Delta B) C(F/F_{\text{res}}), \quad (12)$$

где $(\Delta B)_{\text{full}}$ – амплитуда индукции магнитного поля волны с частотой F на поверхности Земли с учетом резонанса в волноводе Земля-ионосфера, ΔB – эта амплитуда без учета резонанса, которая определяется уравнением (6), $C(F/F_{\text{res}})$ – поправка к ΔB для резонансных частот. Явный вид этой поправки для данных на рис. 3:

$$C(F/F_{\text{res}}) = 0.9 (1 + 0.6 [\cos(\pi F/F_{\text{res}})]^6). \quad (13)$$

Данная поправка является дополнительным элементом разработанной модели. Результат показан на рис. 3. Из данных на этом рисунке видно, что учет резонансов в волноводе Земля-ионосфера приводит к уменьшению ошибок разработанной модели относительно экспериментальных данных. Использование уравнения (13) для других случаев требует специального рассмотрения, даже если частота F_{res} известна.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Разработанная модель генерации низкочастотных радиоволн в нижней ионосфере при нагреве ионосферы мощным КВ излучением стенда с амплитудной модуляцией дает свойства источника генерации этих волн – ионосферного диполя (аналога диполя Герца) на высоте 75-80 км, включая момент этого диполя, и амплитуду низкочастотных волн ΔB , распространяющихся от этого источника, в том числе до поверхности Земли. Уравнения, на которых основана разработанная модель, являются приближенными. Одним из главных недостатков модели является пренебрежение захватом низкочастотных волн в волновод Земля-ионосфера, что становится особенно важным на горизонтальном расстоянии больше 70-80 км, которое отсчитывается от проекции центра ионосферного диполя на поверхность Земли. Кроме того, в базовом варианте модели не учтены резонансы волновода Земля-ионосфера даже на горизонтальном расстоянии меньше 70-80 км. Тем не менее, модель правильно отражает экспериментально наблюдаемые зависимости амплитуд генерируемых волн от несущей частоты и частоты модуляции стенда, за исключением резонансной частоты волновода Земля-ионосфера и его гармоник (см. рис. 1 и рис. 2). Модель позволила также подтвердить, что уменьшение коэффициента диаграммы направленности антенно-фидерной системы D_0 стенда при прочих равных условиях приводит к увеличению амплитуды радиоволн, генерируемых ионосферной антенной. Это происходит потому, что уменьшение D_0 сопровождается уменьшением эффективной мощности излучения W_0 ($W_0 \sim D_0$) и увеличением горизонтальной площади πa^2 , занятой

ионосферной антенной ($a^2 \sim 1/D_0$), и последний фактор становится преобладающим для амплитуды генерируемых волн, если другие параметры радиоизлучения стэнда остаются неизменными.

Из уравнения (3) следует, что амплитуда модуляции тока ΔI ионосферного диполя пропорциональна фоновому электрическому полю E_0 , которое обычно максимально в авроральной области. В этом одна из основных причин, почему самые мощные современные стэнды HAARP и Tromso-EISCAT расположены в высоких широтах. Следует отметить, что обычно фоновое электрическое поле E_0 на средних широтах на порядок меньше, чем в авроральной области, поэтому на средних широтах практически отсутствуют опубликованные результаты экспериментов по нагреву нижней ионосферы мощным КВ излучением с амплитудной модуляцией. В свою очередь, в авроральной области электрическое поле E_0 и проводимости ионосферы могут изменяться достаточно сильно даже на относительно коротких временах, что снижает стабильность генерации низкочастотных волн ионосферным диполем.

Уравнение (6) дает параметры низкочастотного излучения в приемном пункте на поверхности Земли, когда источником этого излучения является модулированный нагрев нижней ионосферы мощным КВ излучением. Это низкочастотное излучение происходит не только вниз, но и вверх – во внешнюю ионосферу и магнитосферу. Среди этих излучений особое место занимают альвеновские и свистовые электромагнитные волны, которые могут распространяться вдоль геомагнитного поля до сопряженной области ионосферы и обратно в данную область ионосферы [Беспалов и Трахтенгерц, 1986; Лайонс и Уильямс, 1987]. К альвеновским волнам относят волны с частотами Ω меньше гирочастоты ионов ($\Omega < \omega_{\text{H}^+}$). Обычно это волны с частотами от 3 Гц до 10-15 Гц. К свистовым волнам относят волны с частотами Ω больше гирочастоты ионов и меньше гирочастоты электронов ($\omega_{\text{H}^+} < \Omega < \omega_{\text{H}^-}$). Обычно это волны с частотами 20 Гц – 20 кГц. Анализ свойств такого типа волн во внешней ионосфере и магнитосфере выходит за рамки данной работы. Здесь мы хотели бы только подчеркнуть, что уравнения (1)-(4) применимы для широкого диапазона частот модуляции стэнда (от 3 Гц до 30 кГц), т.е. они могут быть использованы для анализа генерации альвеновских и свистовых волн с помощью нагревных стэндов КВ диапазона с амплитудной модуляцией на соответствующих частотах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные выше результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Разработана упрощенная модель генерации низкочастотных радиоволн в нижней ионосфере при нагреве ионосферы мощным КВ излучением стэнда с амплитудной модуляцией. Модель дает свойства источника генерации этих волн – ионосферного диполя (аналога диполя Герца) на высоте 75-80 км, включая момент этого диполя, и амплитуду низкочастотных волн, распространяющихся от этого источника, в том числе до поверхности Земли.

2. На основе сопоставления с данными экспериментов получено, что модель правильно отражает экспериментально наблюдаемые зависимости амплитуд генерируемых волн от несущей частоты и частоты модуляции стэнда, за исключением резонансной частоты волновода Земля-ионосфера и его гармоник. Для конкретного случая представлена поправка, которая позволяет учесть вклад этого резонанса в амплитуду низкочастотных волн, генерируемых стэндом в нижней ионосфере.

3. Расчеты по разработанной модели позволили подтвердить, что уменьшение коэффициента диаграммы направленности D_0 антенно-фидерной системы стэнда при прочих равных условиях приводит к увеличению амплитуды радиоволн, генерируемых ионосферным диполем. Это происходит потому, что уменьшение D_0 сопровождается уменьшением эффективной мощности излучения W_0 ($W_0 \sim D_0$) и увеличением горизонтальной площади πa^2 , занятой ионосферным диполем ($a^2 \sim 1/D_0$), и последний фактор становится преобладающим для амплитуды генерируемых волн, если другие параметры радиоизлучения стэнда остаются неизменными.

ЛИТЕРАТУРА

- 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. 2022а.
- Алпатов В.В., Высоцкий А.Г., Гребнев И.А., Деминов М.Г., Репин А.Ю. Эффекты нагрева нижней ионосферы мощным кв радиоизлучением. 2. Проводимости ионосферы // Гелиогеофизические исследования. Вып. 36. С. 57-63. 2022б.
- Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альвеновские мазеры. – Горький: ИПФ АН СССР, 190 с. 1986.
- ГОСТ 24375-80. Радиосвязь. Термины и определения. М.: Из-во стандартов (переиздание 1986), 57 с. 1980.
- Лайонс Л., Уильямс Д. Физика магнитосферы. Количественный подход. – М.: Мир, 312 с. 1987.
- Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. – М.: Мир, 299 с. 1980.
- Balanis C.A. Antenna theory: analysis and Design, 4rd. ed. – New York: Wiley, 2016.
- Cohen M. B., Golkowski M., Lehtinen N.G., Inan U.S., McCarrick M.J. HF beam parameters in ELF/VLF wave generation via modulated heating of the ionosphere // J. Geophys. Res., 117, A05327, doi:10.1029/2012JA017585. 2012.
- Maxworth A.S., Golkowski M., Cohen M.B., Moore R.C., Chorsi H.T., Gedney S.D., Jacobs R. Multistation observations of the azimuth, polarization, and frequency dependence of ELF/VLF waves generated by electrojet modulation // Radio Sci. V. 50. P. 1008–1026. 2015.
- Moore R.C., Inan U.S., Bell T.F., Kennedy E.J. ELF waves generated by modulated HF heating of the auroral electrojet and observed at a ground distance of 4400 km // J. Geophys. Res. V. 112, A05309, doi:10.1029/2006JA012063. 2007.
- Rasmussen C.E., Schunk R.W., Wickwar V. B. A photochemical equilibrium model for ionospheric conductivity // J. Geophys. Res. V. 93. No. A9. P. 9831-9840. 1988.
- Robinson R.M., Vondrak R.R., Miller K., Dabbs T., Hardy D. On calculating ionospheric conductances from the flux and energy of precipitating electrons // J. Geophys. Res. V. 92. No. A3. P. 2565-2569. 1987.
- Stubbe P., Kopka H. Modulation of the polar electrojet by powerful HF waves // J. Geophys. Res. V. 82. No 16. P. 2319–2325. 1977.

HEATING EFFECTS OF THE LOWER IONOSPHERE BY POWERFUL HF RADIO EMISSION. 3. AMPLITUDE MODULATION

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

A simplified model has been developed for the generation of low-frequency radio waves in the lower ionosphere when the ionosphere is heated by powerful HF radiation from a facility with amplitude modulation. The model gives the properties of the source of generation of these waves - an ionospheric dipole (analogue of the Hertzian dipole) at a height of 75-80 km, including the moment of this dipole, and the amplitude of low-frequency waves propagating from this source, including to the surface of the Earth. Based on a comparison with experimental data, it was found that the model correctly reflects the experimentally observed dependences of the amplitudes of the generated waves on the carrier frequency and the modulation frequency of the facility, with the exception of the resonant frequency of the Earth-ionosphere waveguide and its harmonics. For a specific case, a correction is presented that allows one to take into account the contribution of this resonance to the amplitude of low-frequency waves generated by the facility in the lower ionosphere. Calculations using the developed model made it possible to confirm that a decrease in the directional diagram coefficient D_0 of the antenna-feeder system of the facility, other things being equal, leads to an increase in the amplitude of radio waves generated by the ionospheric dipole. This is because the decrease in D_0 is accompanied by a decrease in the effective radiation power W_0 ($W_0 \sim D_0$) and an increase in the horizontal area πa^2 occupied by the ionospheric dipole ($a^2 \sim 1/D_0$), and the latter factor becomes dominant for the amplitude of the generated waves, if other radio emission parameters of the facility remain unchanged.

KEYWORDS: LOWER IONOSPHERE, HEATING, LOW-FREQUENCY RADIO EMISSION, GENERATION, MODEL