

УДК 551.510.535

ИСКУССТВЕННОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ ЧАСТОТЫ ВОЛНЫ НАКАЧКИ

А. Н. Қараштин, Ю. С. Коробков, В. Л. Фролов, М. Ш. Цимринг

Обнаружено излучение из возмущенной мощными радиоволнами области ионосферы на второй гармонике волны накачки (ВН) и исследованы его характеристики. Проведен расчет плотности потока энергии излучения на второй гармонике за счет слияния плазменных волн, возбуждаемых ВН. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными. Показано, что наблюдаемое излучение второй гармонике обусловлено плазменными волнами, возбуждаемыми в области отражения ВН за счет стрикционной параметрической неустойчивости.

Теоретические [1,2] и экспериментальные [3,4] исследования воздействия мощным радиоизлучением на ионосферную плазму указывают на важную роль в формировании возмущенной области (ВО) ионосферы процессов, связанных с возбуждением высокочастотной плазменной турбулентности. Высокий уровень плазменных волн в ВО обуславливает возможность их эффективной конверсии в электромагнитное излучение на второй гармонике.

Эксперименты по исследованию характеристик радиоизлучения на второй гармонике из ВО проводились в апреле 1984 г. на нагревном стенде «Зименки» (г. Горький). Эффективная мощность излучения волны накачки (ВН) на частоте $f_{ВН} = 5750$ кГц с учетом регулярного поглощения в нижней ионосфере составляла $P_0 \approx 15$ МВт. Для приема сигналов второй гармонике использовалась синфазная горизонтальная антенна линейной поляризации, состоящая из 6 волновых диполей, подвешенных на высоте $H \approx \lambda/4$ над поверхностью Земли (коэффициент усиления $G \approx 30$). В качестве приемников использовались РПУ типа «Катран» с полосой $\delta f = 300$ Гц, которые, благодаря большому динамическому диапазону по входным сигналам и высокой степени прямоугольности полосы пропускания, позволяли проводить исследования при расстройках $|f - 2f_{ВН}| > 1$ кГц. Принятые сигналы регистрировались на ленте быстродействующего многоканального самописца Н-338-6, постоянная времени детектора $\tau = 0,05$ с.

Для уменьшения влияния эффекта перегрева ионосферной плазмы был выбран импульсный режим нагрева ионосферы: 1 с — излучение, 4 с — пауза в течение одной минуты. В следующую минуту воздействие на ионосферу не производилось.

На рис. 1 приведен пример регистрации излучения на второй гармонике на сетке частот параллельно с регистрацией ВН ($f_{ВН} = 5750$ кГц). Анализ полученных результатов показал следующее.

1) Сигналам второй гармонике свойствен шумовой характер изменения амплитуды, и их генерация имеет место только при воздействии мощным радиоизлучением обыкновенной поляризации в условиях, когда наблюдается стрикционное самовоздействие ВН [5].

2) Максимальная интенсивность сигналов второй гармонике с потоком мощности $S = (0,3 \div 3) \cdot 10^{-20}$ Вт·м⁻²·Гц⁻¹ наблюдается при расстройке $\Delta f = f - 2f_{ВН} \approx -2$ кГц. При $\Delta f < -2$ кГц темп уменьшения интенсивности сигнала в среднем составляет 1 дБ/кГц. В области по-

ложительных расстройек ($\Delta f \geq 2 \text{ кГц}$) сигнал надежно зарегистрирован не был; по оценкам, его интенсивность не превышает, по крайней мере, величины $10^{-21} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$.

3) Интенсивность излучения на второй гармонике наибольшая в первый момент времени после включения ВН и непрерывно уменьшается при продолжении нагрева ионосферной плазмы. Развитие аномального ослабления ВН приводит к подавлению генерации второй гармоники, выражающемуся на рис. 1 в уменьшении интенсивности сигнала от импульса к импульсу ВН*.

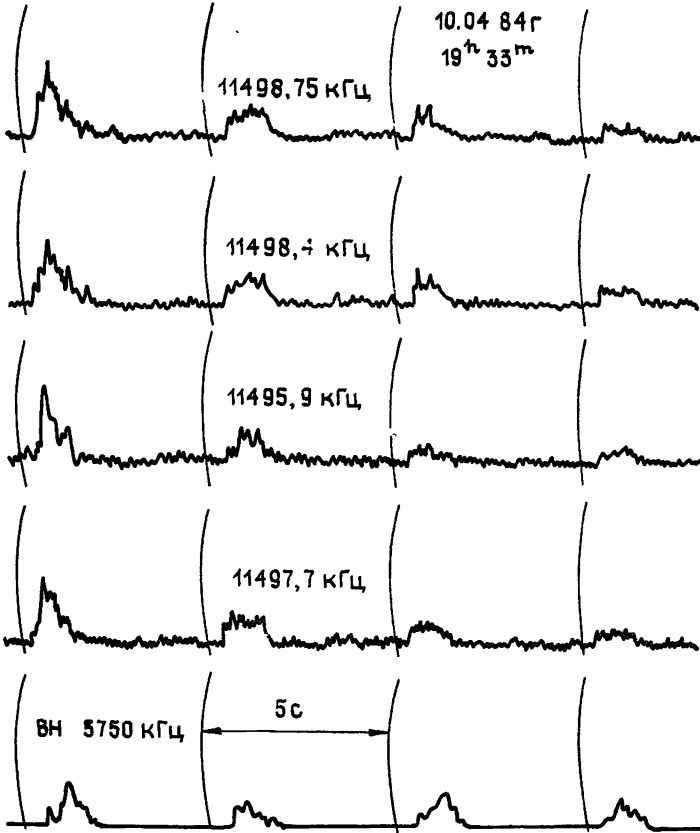


Рис. 1.

4) Время релаксации сигнала второй гармоники после выключения ВН составляет 6—8 мс и отвечает времени столкновительного затухания плазменных волн.

Совокупность полученных экспериментальных данных позволяет сделать вывод о том, что генерация излучения на второй гармонике обусловлена взаимодействием искусственных плазменных волн, возбуждаемых в ионосферной плазме в результате стрикционной параметрической неустойчивости ВН.

Теорию генерации второй гармоники за счет слияния плазменных волн можно построить на основе уравнения переноса излучения в приближении случайных фаз взаимодействующих волн:

$$\frac{\partial W_l(\omega, \mathbf{k})}{\partial t} + \text{div } S_l(\omega, \mathbf{k}) = \int d^3k_1 d^3k_2 Q(\omega, \mathbf{k}; \omega_1, \mathbf{k}_1; \omega_2, \mathbf{k}_2) \times$$

$$\times W_l(\omega_1, \mathbf{k}_1) W_l(\omega_2, \mathbf{k}_2) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2). \quad (1)$$

* Аналогичный результат по подавлению стрикционного самовоздействия ВН был получен в [3].

Здесь \mathbb{W}_i и \mathbb{W}_l — спектральные плотности энергии соответственно электромагнитных волн на второй гармонике и плазменных волн, $S_i = v_{гp} W_i$ — спектральная плотность потока энергии и $v_{гp}$ — групповая скорость электромагнитных волн, $\omega_1, \omega_2, k_1, k_2$ — частоты и волновые векторы плазменных волн, $\omega = \omega_1 + \omega_2, k = k_1 + k_2$ — частота и волновой вектор электромагнитной волны, Q — ядро взаимодействия. В уравнении (1) пренебрегается затуханием второй гармонике в области генерации и обратным процессом ее распада на плазменные волны. Ядро взаимодействия Q рассчитывалось методом нелинейных токов в рамках теории возмущений в приближении холодной магнитоактивной плазмы [6]. Полагая $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0, \omega = 2\omega_0$ и учитывая, что $k \ll k_{1,2}$, имеем

$$Q = - \frac{9e^2 v^2 k^2}{4\pi m^2 \omega_0^3} \left(\frac{\partial \omega D_l}{\partial \omega} \right)^{-2} \{ [(\epsilon_1 - n^2)(2\epsilon_3 - n^2 \sin^2 \theta) + (\epsilon_3 - \epsilon_1)n^2 \sin^2 \theta] \sin^2 \beta + [(\epsilon_1 - n^2)(\epsilon_1 - n^2 \cos^2 \theta) - \epsilon_2^2] \cos^2 \beta \}. \quad (2)$$

Здесь e — заряд, m — масса электрона, $n = ck/2\omega_0$ — показатель преломления электромагнитной волны, θ — угол между волновым вектором электромагнитной волны и геомагнитным полем, $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ — компоненты линейного тензора диэлектрической проницаемости плазмы на частоте второй гармонике:

$$\epsilon_1 = 1 - \frac{v}{4 - u}, \quad \epsilon_2 = \frac{v \sqrt{u}}{8 - 2u}, \quad \epsilon_3 = 1 - \frac{v}{4}, \quad (3)$$

$v = \omega_p^2/\omega_0^2, u = \omega_H^2/\omega_0^2, \omega_p = (4\pi e^2 N/m)^{1/2}$ — плазменная частота, $\omega_H = eH/mc$ — гирочастота электронов, угол β определяется дисперсионным уравнением холодных колебаний магнитоактивной плазмы:

$$D_l = 1 - v \cos^2 \beta - \frac{v}{1 - u} \sin^2 \beta = 0. \quad (4)$$

Анализ уравнения (1) с ядром (2) показывает, что в слоистой неоднородной ионосферной плазме можно выделить две области наиболее эффективной трансформации плазменных волн в электромагнитные на второй гармонике*. Одна из них расположена вблизи уровня отражения ВН $v=1$. Для линейного слоя $v=1-z/L$ вертикальная компонента плотности потока энергии излучения из этой области определяется выражением

$$S_1 = S_{z(v=1)} = \left(\frac{3}{2\sqrt{\pi}} \right)^4 \frac{e^2 v^2 k^5 u}{m^2 (1+v)^2 \omega_0^3 k_l^3} \times \\ \times [(n^2 - \epsilon_1)(\epsilon_1 - n^2 \cos^2 \theta) + \epsilon_2^2] \left(1 + \frac{8}{3\pi} \cos \theta \right) \omega_0^2 L. \quad (5)$$

Вторая расположена в окрестности уровня верхнего гибридного резонанса $v=1-u$. Излучение из этой области в случае линейного слоя определяется как

$$S_2 = S_{z(v=1-u)} = (3/4)^4 \pi^{-3} \frac{e^2 v^2 k^6}{m^2 (1+v)^2 \omega_0^3 k_l^4} \times \\ \times [(n^2 - \epsilon_1)(2\epsilon_3 - n^2 \sin^2 \theta) - (\epsilon_3 - \epsilon_1)n^2 \sin^2 \theta] \omega_0^2 L. \quad (6)$$

Характерная ширина областей излучения составляет $\Delta z \approx uL \sin^2(k/k_l)$.

* При условии, что неоднородность распределения плазменных шумов по высоте $\varphi_0(z)$ не превышает (k_l/k) .

Полная плотность потока излучения на второй гармонике может быть представлена в виде суммы двух компонент $S = S_1 + S_2$. При получении (5) и (6) предполагалось, что спектральная плотность энергии плазменных волн отлична от нуля на конусе, определяемом дисперсионным уравнением (4), и не зависит от величины волнового числа в интервале $k_{\min} < k < k_l$, $k_{\min} \ll k_l$; $w_0 = \int d^3k W_l(\omega_0, k)$. Максимальное волновое число плазменных волн k_l можно оценить, учитывая в дисперсионном уравнении (4) пространственную дисперсию, связанную с тепловым движением.

В случае высокочастотного нагрева ионосферы ($u \ll 1$) излучение на второй гармонике одинаково для волн обыкновенной и необыкновенной поляризации (с точностью \sqrt{u}). Зависимость S_1 и S_2 от направления излучения при одном и том же значении w_0 показана для этого случая на рис. 2. Плотность потока энергии дана в относительных единицах, причем принято, что $k/k_l \approx 10^{-2}$. Из рис. 2 видно, что для большинства направлений $S_1 \gg S_2$ и основной вклад в излучение дает область вблизи точки отражения ВН.

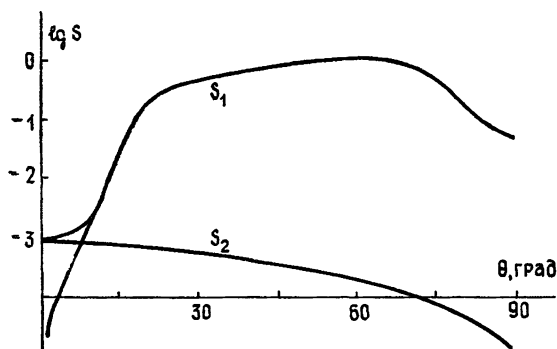


Рис. 2.

Сопоставим результаты расчетов с экспериментальными данными. В экспериментах $\omega_0 \approx 3,6 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, $u \approx 0,05$, $k = 2\omega_0/c \approx 2,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$; наблюдения проводились в месте расположения нагревного стенда, $\theta \approx 20^\circ$. При таком значении θ излучение на второй гармонике определяется (5). Измеренное значение потока мощности $(0,3 \div 3) \times 10^{-20} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$ при характерной ширине спектра 2 кГц и угловых размерах ВО 10^{-1} ср дает $S \approx (0,6 \div 6) \cdot 10^{-18} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1}$. Максимальное волновое число плазменных волн k_l можно оценить исходя из характерной ширины спектра излучения на второй гармонике, которая равна удвоенной ширине спектра плазменных волн. Вблизи точки отражения плазменные волны генерируются за счет параметрической неустойчивости [4] и ширина их спектра $\Delta\omega \sim kv_{T_i}$, где v_{T_i} — тепловая скорость ионов. Отсюда $k_l \approx \Delta\omega/v_{T_i} \approx 6 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$ (тепловая скорость ионов $v_{T_i} \approx 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$). Для масштаба слоя $L \approx 50 \text{ км}$ из (5) получаем, что плотность энергии плазменных волн в окрестности точки отражения ВН составляет

$$w_0 \approx 0,5 \div 1,5 \cdot 10^{-9} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3}.$$

Принимая температуру электронов равной $T = 2 \cdot 10^3 \text{ К}$ и определяя концентрацию из значения частоты ВН $N = 4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$, находим, что $w_0/NT \approx (0,5 \div 1,5) \cdot 10^{-2}$. Такое значение энергии плазменных волн хорошо согласуется с имеющимися теоретическими представлениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. — Геомагнетизм и аэронавигация, 1974, 14, № 1, с. 36.
2. Грач С. М., Караштин А. Н., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1827.

3. Бойко Г. Н., Ерухимов Л. М., Эюзин В. А. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1985, 28, № 4, с. 395.
4. Кантор I. J. — J. Geophys. Res., 1974, 79, № 1, p. 199.
5. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Митяков Н. А., Фролов В. Л. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 5, с. 490.
6. Пустовалов В. В., Силин В. П. — Труды ФИАН, 1972, 61, с. 42.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
18 апреля 1985 г.

STIMULATED RADIOEMISSION FROM THE IONOSPHERE PLASMA AT THE SECOND HARMONIC OF PUMP WAVE FREQUENCY

A. N. Karashtin, Yu. S. Korobkov, V. L. Frolov, M. Sh. Tsimirg

Second harmonic pump wave radiation from the ionosphere region heated by powerful radio waves is founded and its characteristics is examined. Second harmonic energy flux density due to merging of induced plasma waves is computed. The comparison of computational results and experimental data is carried out. It is shown, that observed second harmonic radiation is draw by the plasma waves induced in pump wave reflection region due to parametric instability.

И Н Ф О Р М А Ц И Я

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXV, № 1, 1985 г.

Аннотации статей, представляющих интерес для читателей «Радиофизики»

Чашей И. В., Шишов В. И. Спектры МГД-турбулентности межпланетной плазмы с учетом нелинейного поглощения.

Рассматриваются квазистационарные спектры МГД-волн в плазме низкого давления. Показано, что учет нелинейного поглощения быстрых магнитозвуковых и альвеновских волн через сильнозатухающие медленные магнитозвуковые волны приводит к укрупнению спектров турбулентности по сравнению с $W_{\omega} \sim \omega^{-3/2}$, соответствующими постоянному спектральному потоку энергии. Для близких к изотропным спектров турбулентности изменение показателя степени невелико и составляет $\Delta\alpha \sim 0,1$.

Манаенкова Н. И., Цедилина Е. Е. Сопоставление результатов расчетов дальних радиотрасс КВ-диапазона разными методами.

Приводятся и обсуждаются результаты сопоставления расчетов времени распространения радиоволн, полученные адиабатическим и траекторным методами в разных каналах, а также адиабатическим методом при использовании сложной модели ионосферы РМИ-81 и соответствующей ей простой однослойной параболической модели.

Ременец Г. Ф., Белоглазов М. И. Предварительный анализ динамики отражательных свойств нижней ионосферы на заходе Солнца для авроральной трассы (по СДВ данным).

На основе численного анализа трехчастотных амплитудных и фазовых вариаций СДВ-полей на авроральной трассе средней протяженности получены изменения во время захода Солнца эффективной высоты нижней ионосферы и модуля коэффициента отражения волн от нее.

Трахтенгерц В. Ю., Титова Е. Е. Взаимодействие монохроматических ОНЧ-волн с турбулентной ионосферой.

Развита теория эффекта уширения частотного спектра квазимонохроматических ОНЧ-сигналов в турбулентной ионосфере, основанная на трансформации исходной свистовой волны в резонансные (плазменные) волны при взаимодействии с мелко-масштабной ионосферной турбулентностью. Теория позволяет количественно объяснить основные наблюдательные факты: величину частотного уширения, преобладание электрической компоненты, резкое возрастание плотности энергии электромагнитного поля, временные характеристики уширенного сигнала. Показано, что достаточно развитая турбулентность может блокировать прохождение через ионосферу ОНЧ-волн как искусственного, так и естественного происхождения.

(Окончание см. с. 61)