

УДК 551.510.535+550.385

ЭФФЕКТ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ОНЧ-ВОЛН В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

А. Ю. Щекотов, О. А. Молчанов, В. В. Кречетов

В работе рассматриваются результаты эксперимента по обнаружению детектированного магнитосферного сигнала (ДМС), возникающего при воздействии мощной модулированной низкочастотной волны на магнитосферную плазму. Сигнал возникает на частоте модуляции передатчика и приходит к приемнику с задержкой $\tau \approx 3 \div 5$ с. Обсуждается возможный механизм генерации ДМС в области резонансного поглощения ОНЧ-волны внутри магнитосферы.

В последнее время большое внимание уделяется активным экспериментам по инжекции мощного радиоплучения в ионосферу и в магнитосферу Земли с целью исследования нелинейных эффектов распространения радиоволн и эффектов воздействия этих волн на околоземную плазму. В частности, в экспериментах с использованием мощных наземных ОНЧ-передатчиков ($f = 3 \div 30$ кГц) были обнаружены явления нелинейного усиления [1], квазиперподической модуляции амплитуды и спектра [2], возникновение индуцированного излучения в магнитосфере [3], высыпания энергичных частиц из магнитосферы в ионосферу [4].

Само собой разумеется, что нелинейные эффекты проявляются там, где взаимодействие ОНЧ-волн с магнитосферной плазмой наиболее интенсивно. Если волна способна распространяться через магнитосферу, т. е. если ее частота ω_0 меньше половины минимальной gyro-частоты электронов в районе экваториальной плоскости ($\omega_{Be}^{(a)}$), то теория предсказывает наиболее интенсивное взаимодействие в районе экватора. Если $\omega_0 \geq \omega_{Be}^{(a)}$, то волна, распространяясь под углом Ψ (Ψ —угол между волновым вектором и магнитным полем), попадает в область резонанса ($\omega_{res} \sim \omega_{Be} \cos \Psi$ при $P = \omega_p^2 / \omega_{Be}^2 \geq 1$, ω_{pe} — плазменная частота электронов). В этой области, как показано в [5], процессы взаимодействия ОНЧ-волн с плазмой и с другими волнами происходят эффективнее. Становится вероятным аномальный нагрев плазмы, приводящий к резонансному обратному рассеянию (РОРС) на возникающих нонно-звуковых колебаниях [6]. Наконец, если волна модулирована по амплитуде или частоте с некоторой частотой $\Omega/2\pi \leq f_0$, то в резонансной области возможно детектирование, т. е. появление излучения с частотой Ω . Впервые об обнаружении такого эффекта сообщено в работе [7]. После этого были проведены специальные экспериментальные и теоретические исследования, результаты которых отражены в данной работе.

1. Описание эксперимента. Схема эксперимента показана на рис. 1. В качестве излучателя (А) использовался навигационный субавторальный ОНЧ-передатчик ($L \sim 4,0$) [8], работавший на частоте 15,0 или 19,1 кГц. Прием сигналов на частоте модуляции осуществлялся на приемном пункте ИЗМИР АН СССР в пос. Лехта Карельской АССР

на расстоянии около 600 км от излучателя (В). Предполагалось, что нижектируемая в околоземную плазму ОНЧ-волна эффективно поглощается как в ионосфере (область Т1), так и в магнитосфере (область Т2). В первой области обмен энергией между волной и плазмой обусловлен столкновениями между электронами и тяжелыми частицами, поглощение энергии волны частичное. Во второй области поглощение полное и обусловлено кинетическим резонансом волны и частиц. В обоих случаях возникают параметрические эффекты, в том числе детектирование волны. Ионосферное детектирование ОНЧ-волн обсуждалось в [7], оно во многом аналогично эффекту Германцева — нелинейной генерации ОНЧ-сигналов на частоте модуляции КВ-передатчиков

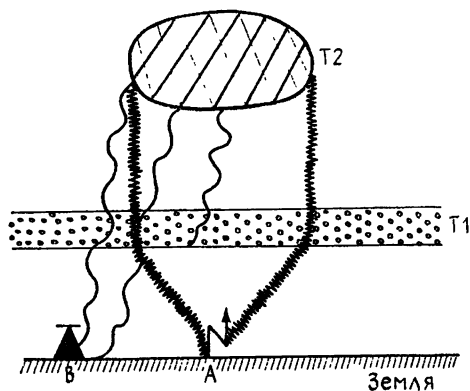


Рис. 1.

[9]. Встает вопрос: как отделить сигналы с частотой Ω , генерируемые в разных областях Т1 и Т2? Наиболее просто это сделать по задержке детектированного излучения относительно исходного:

$$\tau = \tau_0 + \tau_\Omega + \tau_{н}, \quad (1)$$

где τ_0 — время распространения ОНЧ-излучения до области генерации, τ_Ω — время распространения детектированного сигнала с частотой Ω от области генерации до места приема, $\tau_{н}$ — характерное время установления нелинейной перекачки энергии от одного сигнала к другому.

Оценки показывают, что в случае ионосферного детектирования $\tau_1 \sim \Omega^{-1} \leq 1$ с, тогда как $\tau \geq 3 \div 5$ с и, следовательно, селекция двух генерируемых сигналов возможна при соответствующей скважности посылок излучения. Поэтому в эксперименте использовались импульсы излучения длительностью 8 с. Для увеличения вероятности приема детектированного в магнитосфере сигнала (ДМС) исследования проводились только в ночное время, когда поглощение энергии ОНЧ-волн в ионосфере невелико (менее 30% в центре зоны «засветки» ионосферы [10]).

Частота модуляции могла изменяться от 5 до 200 Гц. В эксперименте использовались $\Omega = 10, 40, 72, 120$ и 165 Гц, однако оптимальной следует признать среднюю из них ($\Omega = 72$ Гц), поскольку, с одной стороны, с повышением частоты модуляции падает амплитуда ДМС в области генерации и уменьшается коэффициент прохождения через ионосферу, а, с другой стороны, уровень естественного фона растет с уменьшением частоты как $\sim \Omega^{-1}$. Кроме того, выбор оптимальной частоты модуляции для наблюдения ДМС определялся реальной помеховой обстановкой в пункте приема.

Эксперименты проводились в период с 1977 по 1983 г. Однако только в редких случаях и, как правило, во время магнитных возмущений фиксировался интенсивный сигнал на частоте модуляции с задержкой в несколько секунд. Один из таких случаев описан в [7]. В остальное время амплитуда ДМС была невелика даже при условии узкополосной фильтрации сигнала. Поэтому для получения статистических характеристик ДМС нам пришлось использовать специально

разработанную анализирующую аппаратуру. Она впервые была опробована в эксперименте 1983 г., и только эти результаты будут в дальнейшем обсуждаться.

Эксперимент проходил с 10 ноября по 10 декабря 1983 года. Было проведено 27 сеансов длительностью 3 часа каждый в ночное время, в 12 сеансах использовалась $f_0=15,0$ кГц, в 15 сеансах — $f_0=19,1$ кГц. Во всех сеансах выбиралась $\Omega = 72$ Гц и мощность ОНЧ-излучения менялась каждые 20 минут, достигая величины 20, 60 и 100% от номинальной мощности передатчика.

2. Приемная аппаратура. Прием магнитной компоненты СНЧ поля осуществлялся на рамочную ферритовую антенну А с ориентацией N — S, обеспечивающую пороговую чувствительность комплекса $3 \cdot 10^{-8}$ А·м⁻¹·Гц^{-1/2} на частоте 10 Гц и $2 \cdot 10^{-9}$ А·м⁻¹·Гц^{-1/2} на частоте 160 Гц.

Коэффициент демодуляции в аппаратуре при максимальных значениях поля передатчика в месте приема и выбранных режимах работы имел значения $K_{а.д} \leq 3 \cdot 10^{-8}$. Нелинейные аппаратурные эффекты дополнительно были снижены ориентацией антенны на минимум принимаемого сигнала передатчика. Сигнал с антенны по кабелю поступал на следящий режекторный фильтр (РФ), подавляющий сетевые помехи, затем на ограничитель, нормализующий распределение амплитуд естественного фона. Порог ограничителя соответствовал точке исгиба кривой функции плотности вероятности.

Дальнейшая обработка заключалась: во-первых, в определении средних значений поля за каждые 8 с, синхронизованные с импульсами передатчика. Эти данные совместно с огибающей передатчика регистрировались на ленте самописца, во-вторых, с помощью анализатора спектра определялась спектральная плотность поля, усредненная по 256 с, в полосе до 200 Гц с разрешением 1 Гц, и, наконец, для определения временной задержки ДМС была применена схема синхронного накопителя, включающая в себя анализатор спектра. С выхода одного из каналов анализатора сигнал с частотой, равной частоте модуляции, поступал на интегратор, каждый канал которого подключался к выходу анализатора через интегрирующую RC-цепь с $\tau=4$ с на время 1/256 периода опроса всех каналов и равное в нашем случае 16 с, т. е. периоду следования радиоимпульсов излучателя. При этом момент включения каждого из каналов интегратора был строго привязан к началу импульса передатчика.

В результате накопления в видеофильтре и интеграторе соотношение сигнал/шум улучшалось за счет уменьшения дисперсии шума в 256 раз.

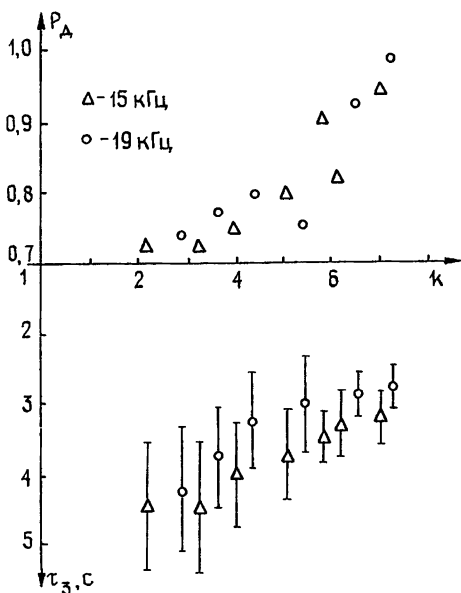


Рис. 2.

3. **Результаты эксперимента.** Было проведено 27 сеансов по обнаружению ДМС, при этом ДМС был обнаружен в 13 сеансах. На рис. 2 показана зависимость доверительной вероятности обнаружения от магнитной активности. Признаком появления ДМС было появление второй моды в амплитудном распределении выходного напряжения СН или возникновение асимметрии в распределении. Доверительная вероятность определялась по гистограмме СН в зависимости от отношения величины смещения среднего значения во время приема ДМС относительно среднего значения шума до сеанса к величине его стандартного отклонения.

На рис. 3 изображены выходное напряжение СН и его амплитудное распределение в зависимости от мощности передатчика. На нижнем графике эта зависимость показана для мощности, составляющей 20% от номинальной. ДМС отсутствует на всем интервале, а распределение близко к гауссову, что следовало ожидать, поскольку оно нормализовалось в результате накопления. При 60% мощности по выходному напряжению СН явно не видно ДМС, однако асимметрия распределения свидетельствует о наличии сигнала.

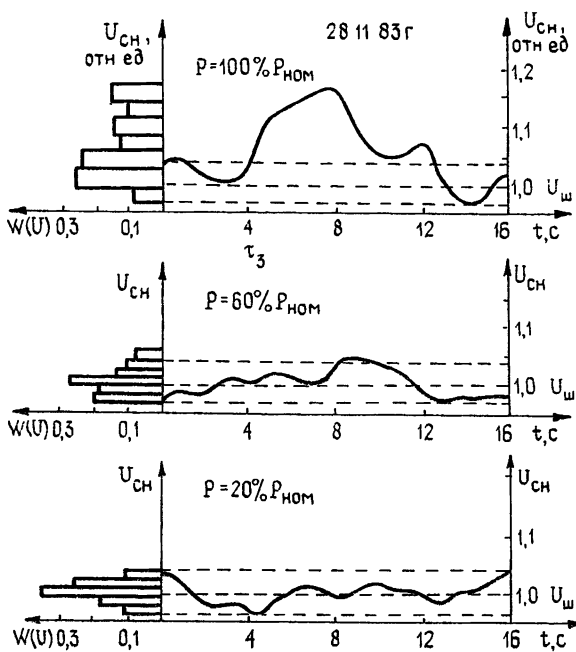


Рис. 3.

к полуразмаху напряжения шума сеанса. Во-первых, это может быть вызвано демодуляцией в ионосфере — подъем при малых задержках, и, во-вторых, — подъем при $\tau_3 \sim 12$ с, т. е. через 4 с после окончания импульса передатчика (этот подъем может быть вызван приходом отраженного от сопряженной ионосферы сигнала).

Таким образом, совместное рассмотрение гистограммы распределения выходного напряжения СН и вида сигнала до сеанса и во время работы передатчика дает возможность сделать заключение о наличии не только прямого, но и ионосферного демодулированного сигнала, а также предположить существование отраженного сигнала. Величина задержки ДМС в зависимости от магнитной активности представлена на рис. 2.

Существование излучений на частоте модуляции подтверждается спектральным анализом (рис. 4). Амплитуды поля ДМС, обнаруженных в сеансах, не превышают $5 \cdot 10^{-8}$ А/м при частоте модуляции 72 Гц и максимальной мощности передатчика. Время задержки обратно пропорционально магнитной активности, а вероятность приема возрастает с ее повышением.

4. Обсуждение результатов. Очевидно, что механизм детектирования в бесстолкновительной магнитосферной плазме отличается от механизма детектирования на температурно-дрейфовой нелинейности в ионосфере [9]. В данном случае более подходит стрикционная нелинейность. Несложные расчеты, техника которых изложена в [5], приводят к выражению для нелинейного низкочастотного тока δj_{Ω} , возбуждаемого в магнитосфере модулированной ОНЧ-волной на частоте модуляции $\Delta\omega = \Omega$ и с осциллирующей в пространстве по закону $\exp(i\Delta k)$, где

$$\Delta k = \Omega/v_g, \quad (2)$$

v_g — групповая скорость ОНЧ-волны.

Для простоты будем рассматривать одномерный случай возбуждения поперечных собственных волн ($k_c e_c = 0$) с волновым вектором k_c и поляризацией e_c . В слабонеоднородной плазме с учетом $\Omega \ll \omega_{Bi}$, где ω_{Bi} — протонная гирочастота, возбуждаемые волны циркулярно поляризованы и распространяются вдоль силовой линии магнитного поля B_0 со скоростью, близкой к альфвеновской v_A :

$$e_c = 1/\sqrt{2}(1, i, 0), \quad k_c = \Omega/v_A(1 + \Omega/\omega_{Bi})^{-1/2}. \quad (3)$$

В пренебрежении токами смещения ($\Omega \ll \omega_0$, ω_{pe} — плазменная частота электронов) для возбуждаемого поля E_c справедливо известное уравнение

$$\text{rot rot } E_c + \mu_0 \hat{\sigma}_c \frac{\partial E_c}{\partial t} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \delta j_c, \quad (4)$$

где $\hat{\sigma}_c$ — линейный тензор проводимости. Для волн типа (3) уравнение (4) сводится к такому:

$$\frac{\partial^2 F_c}{\partial S^2} + k_c^2 F_c = \frac{b}{c^2} \cos(\Delta k_{\parallel} S), \quad (5)$$

где S — координата вдоль силовой линии, Δk_{\parallel} — компонента в этом направлении, F_c задано:

$$E_c = F_c \exp(-i\Omega t) e_c;$$

в зависимости от амплитуды A_0 , показателя преломления μ , угла Ψ между B_0 и волновым вектором исходной ОНЧ-волны

$$b = \frac{e}{mc} A_0^2 \mu \frac{\omega_0 \Omega}{\omega_{Be}} \frac{\sin \Psi (1 + \cos \Psi)}{\sin^2 \Psi + 2(\cos \Psi + x)^2}. \quad (6)$$

Здесь $x = \omega/\omega_{Be}$. Все переменные сомножители (6) растут с приближением к области резонанса ОНЧ-волны ($\cos \Psi \sim x$, $A_0 \sim \mu^{1/2}$, $\mu \sim$

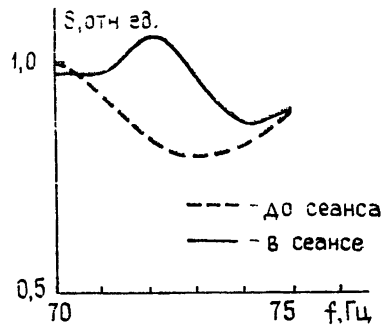


Рис. 4.

$\sim (\cos \Psi - x)^{-1/2}$ [11]. С другой стороны, в области резонанса амплитуда волны быстро падает из-за кинетического поглощения, поэтому величина (6) имеет существенный максимум в области резонанса и пренебрежимо мала вне ее. Таким образом, при некоторой идеализации вычисления сводятся к задаче о возбуждении собственных волн токовым слоем толщиной порядка L_h и, следовательно,

$$b = \langle b \rangle [\Pi(0) - \Pi(L_h)], \quad (7)$$

где $\Pi(s)$ — ступенчатая функция Хевисайда.

Уравнение (5) решается методом Лапласа. При этом

$$F_c(s) = \frac{\langle b \rangle}{c^2(k_c^2 - \Delta k_{\parallel}^2)} \left\{ (\cos \Delta k_{\parallel} s - \cos k_c s) + \right. \\ \left. + \cos \Delta k L_h [\cos k_c (s - L_h) - \cos \Delta k (s - L_h)] - \right. \\ \left. - \sin \Delta k L_h \left[\frac{\Delta k}{k_c} \sin k_c (s - L_h) - \sin \Delta k (s - L_h) \right] \right\}. \quad (8)$$

Если приемник излучения находится в волновой зоне, т. е. $s \gg \lambda_c$, то в (8) нужно оставить только члены, соответствующие собственным волнам $\sim \exp(ik_c s)$. В результате получаем амплитуду волны

$$A_c \simeq \frac{2 \langle b \rangle}{(k_c^2 - \Delta k_{\parallel}^2) c^2} |\sin(k_c - \Delta k_{\parallel}) L_h|. \quad (9)$$

Это выражение описывает как резонансное ($\Delta k_{\parallel} \approx k_c$), так и нерезонансное возбуждение. В реальной ситуации $\Delta k_{\parallel} \ll k_c$, что эквивалентно, с учетом (2), (3), неравенству

$$\mu_g \cos \alpha \ll \mu_{\Omega}. \quad (10)$$

Условие (10) выполняется даже вблизи резонанса, если $T_e > 0,1$ эВ. Принимая во внимание это обстоятельство, заметим, что амплитуды электрической и магнитной компоненты будут соответственно равны

$$A_c \simeq \frac{e}{mc} A_0^2 \frac{\mu_0}{\mu_0^2 \Omega} \sin(\mu_{\Omega} \Omega L_{h/2c}), \quad B_c = \mu_{\Omega} A_c / Z_0. \quad (11)$$

Траекторные расчеты показывают, что размер резонансной области для условий нашего эксперимента $L_h \sim 10^6$ м. Таким образом, эффективность возбуждения падает, если

$$\Omega/2\pi > \Omega^*/2\pi = (\pi c / \Omega \mu L_h) \sim 3 \text{ Гц}. \quad (12)$$

Конкретные оценки, соответствующие реальной ситуации, $\Omega/2\pi = 72 \text{ Гц}$, $\mu_{\Omega} \simeq \langle \mu \rangle \simeq 50$, $\langle \Psi \rangle = 30^\circ$, $\omega_{pe}/\omega_{pe} \sim 1$ с учетом фокусировки излучения в силовой трубке и коэффициента прохождения детектированного сигнала через ионосферу $k_{\parallel} \sim 0,1$ приводят к величинам сигнала на Земле $B_{с.з} \simeq 0,05 \text{ мГ}$, что неплохо соответствует эксперименту.

Легко вычислить, что высота области поглощения, где $\omega \sim \omega_{pe} \cos \Psi$, $h \simeq 16 \cdot 10^6$ м, и, следовательно, $\tau_{\Omega} \simeq h \mu_{\Omega} / c \simeq 3 \div 4$ с. По данным об обратном рассеянии $\tau_{\Omega} \simeq 1 \div 2$ с [6], и в нашей модели $\tau_{\parallel} \sim \Omega^{-1} \ll 1$ с, следовательно, ожидаемые задержки $\tau \simeq \tau_{\Omega} + \tau_0 \simeq 4 \div 6$ с, что хорошо совпадает с данными рис. 3. Таким образом, в настоящей работе представлены экспериментальные доказательства и описан возможный механизм возникновения эффекта нелинейного детектирования модулированного ОНЧ-сигнала в магнитосфере.

ЛИТЕРАТУРА

1. Helliwell R. A., Katsufakis J. P. — J. Geophys. Res., 1974, 79, p. 2511.
2. Лихтер Я. И., Молчанов О. А., Чмырев В. М. — Письма в ЖЭТФ, 1971, 4, № 8, с. 475.
3. Helliwell R. A., Katsufakis J. P., Trimpi M. P. — J. Geophys. Res., 1964, 69, p. 2391.
4. Ковражкин Р. А., Могилевский М. М. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, № 7, с. 332.
5. Молчанов О. А. В кн.: Низкочастотные излучения в ионосфере и магнитосфере Земли. — Апатиты, КФ АН СССР, 1981, с. 16.
6. Кречетов В. В., Мальцева О. А., Молчанов О. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1982, 25, № 10, с. 1103.
7. Молчанов О. А., Лизунов В. В., Щекотов А. Ю. — Геомагнетизм и аэрономия, 1979, 19, № 6, с. 1026.
8. Эталонные сигналы частоты и времени. Бюллетень В 06/1984. Отв. редактор Г. Т. Черенков. — М., 1983.
9. Гетманцев Г. Г. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, № 4, с. 229.
10. Scaramucci R. R. — Tech. Rep., 1969, № 34—18, Rad. Sci. Lab. Stanford Univ., 108 p.
11. Молчанов О. А., Мальцева О. А. — Геомагнетизм и аэрономия, 1982, 22, № 1, с. 95.

Институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
АН СССР

Поступила в редакцию
1 августа 1984 г.

EFFECT OF DETECTING VLF WAVES IN THE EARTH MAGNETOSPHERE

A. Yu. Shchekotov, O. A. Molchanov, V. V. Kretchetov

The results of the experiment concerning detection of signal on the modulation frequency of VLF power transmitter (DMS) are described. The signals appeared with 3—5 second delays. The possible mechanism of DMS generation are discussed.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Воронцов М. А., Шмальгаузен В. И. Принципы адаптивной оптики. — М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1985. — 20 л.

В книге изложены основные принципы построения управляемых оптических систем. Описаны различные методы коррекции волнового фронта световых пучков, рассмотрены типичные системы адаптивной оптики и их элементы. Особое внимание уделено анализу искажений световых полей и оценкам эффективности систем адаптивной оптики при работе в атмосферных условиях. С единых позиций проанализированы проблемы организации управления в адаптивной оптике.

Для научных и инженерно-технических работников, занятых исследованием и разработкой систем адаптивной оптики и их элементов, а также аспирантов и студентов старших курсов, интересующихся проблемами современной оптики.

Во Хонг Ань. Теория параметрического воздействия электромагнитного излучения большой мощности на твердое тело. — М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1985. — 13 л.

На основе единого подхода построена последовательная теория распространения, дисперсии, параметрического воздействия и возбуждения собственных волн в кристаллических твердых телах в условиях воздействия сильных полей электромагнитного излучения. Рассмотрены идеальные электронные и электрон-фононные системы и модели, учитывающие влияние структуры носителей и симметрии решетки, присутствующие реальным кристаллам. Обсуждены перспективы практических приложений полученных результатов.

Для научных работников в области физики твердого тела и физики плазмы, нелинейной оптики и нелинейной спектроскопии, а также аспирантов и студентов старших курсов.