



Событие многократного распространения свистящих атмосфериков, зарегистрированное на украинской антарктической станции “Академик Вернадский”

К. П. Гармаш, Л. Ф. Черногор

*Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,
Украина, 61077, г. Харьков, пл. Свободы, 4
E-mail: Konstantin.P.Garmash@univer.kharkov.ua*

*Украинский антарктический центр,
Украина, 01030, г. Киев, бульв. Т. Шевченко, 16
E-mail: antarc@carrier.kiev.ua*

Описано редкое событие многократного распространения свистящих атмосфериков, зарегистрированное на украинской антарктической станции “Академик Вернадский” (обсерватория “Аргентинские острова”, $65^{\circ}15'$ ю. ш., $64^{\circ}16'$ з. д., $L \approx 3$) 11.07.2001 г. Проанализированы ионосферная и геомагнитная обстановки, выделены причины возникновения условий для события. На основе анализа параметров группы кратных свистов получены сведения о тепловой и высокоэнергичной компонентах магнитосферной плазмы.

Описано рідкісну подію багаторазового поширення свистячих атмосфериків, яка була зареєстрована на українській антарктичній станції “Академік Вернадський” (обсерваторія “Аргентинські острови”, $65^{\circ}15'$ п. ш., $64^{\circ}16'$ з. д., $L \approx 3$) 11.07.2001 р. Проаналізовано іоносферну та геомагнітну обстановки, виділено причини виникнення умов для події. На основі аналізу параметрів групи кратних свистів отримано відомості про теплову та високоенергійну компоненти магнітосферної плазми.

Введение

Свистящие атмосферики (свисты) достаточно давно используются в качестве простого инструмента для дистанционного зондирования магнитосферной плазмы (см., например, [1]). Самым существенным его недостатком является необходимость непрерывного мониторинга (а значит и обработки в реальном времени значительного объема данных) ввиду случайной природы источника свистов – молниевых разрядов в магнитосопряженном регионе. Именно по этой причине в большинстве случаев регистрация свистов носила кратковременный и эпизодический характер. С начала мая 2001 г. на украинской антарктической

станции (УАС) “Академик Вернадский” регистрация спектров ОНЧ сигналов в полосе частот $300 \text{ Гц} \div 20 \text{ кГц}$ ведется практически круглосуточно с помощью созданного автоматизированного комплекса. Это позволило зафиксировать достаточно редкое событие многократного (до $15 \div 17$ раз) распространения свистового волнового пакета в магнитосферном волноводе между магнитосопряженными “ионосферными зеркалами”. При этом в пункте регистрации наблюдались свистовые эхосигналы до 8 – 9-й кратности (появление каждого следующего эхо-сигнала с кратностью более 1 связано с дополнительным двукратным прохождением волнового пакета через магнитосферу). Ранее подобное событие было

зарегистрировано на ИСЗ “Интеркосмос-24” после возмущения антропогенного характера [2], однако его истолкование в указанной статье отсутствует.

Целью настоящей работы являются описание результатов наблюдений на УАС “Академик Вернадский” события многократного распространения свистящих атмосфериков и анализ возможных причин появления подобных событий, а также попытка получить дополнительные сведения о параметрах магнитосферной плазмы.

Краткая характеристика технических средств

Характеристики и состав оборудования, используемого для геофизических исследований на УАС “Академик Вернадский”, в основном подробно описаны в [3]. Кратко остановимся на произошедших после этой публикации изменениях¹.

В результате проведенной в 2001 г. модернизации ионозонда IPS-42 появилась возможность сохранения ионограмм в цифровом виде на IBM PC AT совместимом компьютере. Создано программное обеспечение, позволяющее оперативно производить трассировку следов на цифровых ионограммах, подготавливать данные для программы восстановления профилей электронной концентрации ионосферы [4] и анализировать различные временные зависимости параметров этих профилей.

С 2000 г. на станции функционирует цифровой трехкомпонентный феррозондовый магнитометр “ЛЕМИ-008”, разработанный Львовским центром Института космических исследований НАНУ и НКАУ. Он обладает чувствительностью около 0.1 нТл и временным разрешением 1 с. Данные о геомагнитном поле сохраняются в цифровом виде и доступны для компьютерной обработки и анализа. Регист-

¹Модернизация ионозонда, разработка для него инструментального программного обеспечения и создание системы цифровой регистрации в реальном масштабе времени спектров ОНЧ сигналов в широкой полосе частот (300 Гц ÷ 20 кГц) осуществлены одним из авторов, К. П. Гармашом, в период работы 6-й Украинской антарктической экспедиции 2001 – 2002 гг.

рации именно этого прибора использовались в настоящей работе при анализе местной геомагнитной обстановки.

Программно-аппаратный комплекс регистрации ОНЧ сигналов в широкой полосе частот (300 Гц ÷ 20 кГц) в настоящее время имеет в своем составе следующее оборудование:

- вынесенная на расстояние около 1 км от главного здания станции антенная система и фидерная линия с одним пунктом промежуточного усиления;

- расположенные в главном здании станции оконечный усилитель, блок слухового контроля и цифровой спектроанализатор М4512, сопряженный с IBM PC AT совместимым компьютером.

Спектры сигналов в указанной полосе частот, состоящие из 256 значений, сохраняются в цифровом виде на ZIP-дискеты емкостью 100 Мбайт. Время непрерывной записи составляет около 11 часов. Средний темп регистрации – примерно 10 спектров в секунду. Прием сигнала может производиться только для одной из рамок антенной системы. Приведенные ниже данные получены при приеме на рамку, лежащую в плоскости “восток – запад”.

Характеристика геофизической обстановки

Многоскачковые свисты наблюдались 11.07.2001 г. в интервале времени с 09:00 до 14:00 UT (заметим, что местное время отстает от мирового примерно на 4 часа). Проанализируем геофизическую обстановку в целом, а также в районе станции в период с 10 по 12 июля 2001 г.

По данным, полученным на геофизических серверах в мировой сети INTERNET, обстановку можно охарактеризовать как спокойную в период высокой солнечной активности. Число солнечных пятен составляло $115 \div 120$ при общей доле площади $(4 \div 5) \cdot 10^{-4}$ от полной полусферы, поток радиоизлучения на частоте 10.7 ГГц колебался в пределах $130 \div 135$ единиц. В среднем ежедневно наблюдалась одна оптическая вспышка. 11 июля зарегистрированы две рентгеновские вспышки класса С,

которые, однако, не попали в интервал наблюдения многократных свистов.

По данным спутника "GOES-8" в этот период потоки релятивистских электронов (с энергиями > 2 МэВ) и протонов (> 10 МэВ) были на уровне среднемесячных значений.

Состояние геомагнитного поля изменялось от слабо возмущенного до спокойного. Значение K_p -индекса варьировалось в пределах $1 \div 3$. Согласно результатам измерений, ведущихся в университете Киото, с 16:00 UT 10.07.2001 г. по 13:00 UT 11.07.2001 г. экваториальные значения индекса D_{st} , характеризующего кольцевой ток, имели плавный минимум с величиной до -40 нТл вблизи 01:00 UT 11.07.2001 г.

Записи флуктуаций H , D и Z компонент геомагнитного поля, выполненные в этот период на УАС "Академик Вернадский", приведены на рис. 1. Непрерывные линии представляют вариации поля 11.07.2001 г., а пунктир и

точки – записи 10.07.2001 и 12.07.2001 г. соответственно. Хорошо видны провалы в поведении горизонтальных составляющих на величину $40 \div 80$ нТл с минимумом, приходящимся на время 02:00 \div 03:00 UT 11.07.2001 г., и увеличение при этом Z -компоненты на $7 \div 15$ нТл.

Такое поведение геомагнитного поля и индекса D_{st} типично для средней по величине магнитной бури и вызванной ею инжекции в область кольцевого тока высокоэнергичной плазмы с периферии магнитосферы.

Проанализируем данные, характеризующие состояние ионосферы. Учтем, что в это время атмосфера на ионосферных высотах большую часть суток находилась в тени Земли и ионизация поддерживалась в основном за счет диффузионного потока плазмы из плазмосферы. Это предопределяет низкие ночные значения электронной концентрации N в максимуме F-области и, как следствие, малые величины

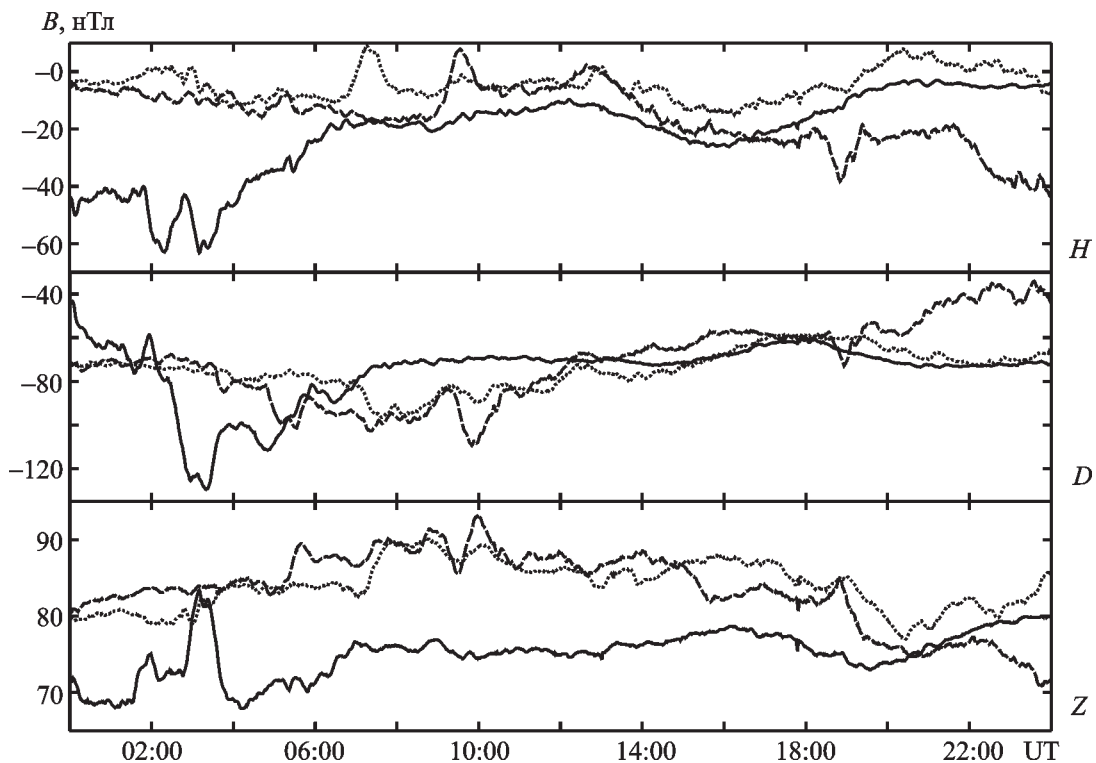


Рис. 1. Суточные зависимости вариаций H , D и Z компонент геомагнитного поля на УАС "Академик Вернадский". Непрерывные линии соответствуют регистрации 11.07.2001 г., а пунктир и точки – 10.07.2001 и 12.07.2001 г. соответственно

критических частот на ионограммах. В этот период ионозонд работал в стандартном для мировой сети режиме. Ионограммы снимались в начале каждой 0, 15, 30 и 45-й минуты часа. Далее по ним производилась интерактивная трассировка следа отражения радиоволны обыкновенной поляризации и рассчитывался профиль электронной концентрации. Последнее осуществлялось при помощи программы “NHPC” [4].

Рис. 2 представляет суточный ход электронной концентрации в максимуме ионизации ионосферы 10 ÷ 12 июля 2001 г. Видно, что временные зависимости, в целом, близки. Однако 11.07.2001 г. с 09:30 до 12:15 UT наблюдалось уменьшение уровня электронной концентрации в 2 ÷ 3 раза по сравнению с фоновыми значениями. Такое поведение характерно для ионосферной бури. Дополнительным подтверждением этому служит рис. 3, на котором приведен суточный ход высоты максимума ионизации. Видно, что в этот же период времени имело место увеличение на 50 ÷ 100 км высоты максимума ионизации F-слоя. Как известно, ионосферная буря следует за магнитной бурей и связана с поступлением в F-слой ионосферы атмосферного газа

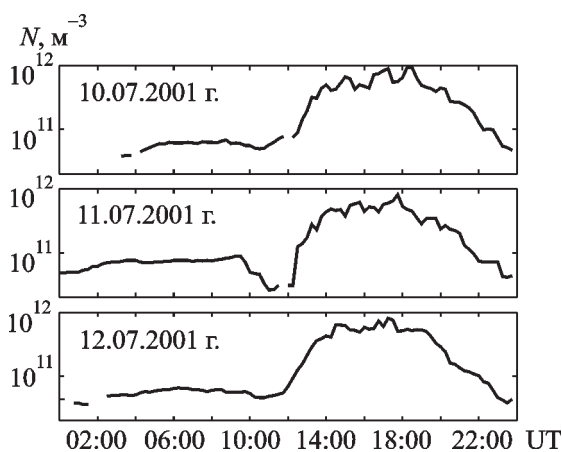


Рис. 2. Суточные зависимости электронной концентрации в максимуме ионизации F-области над УАС “Академик Вернадский” в день, когда наблюдалось событие (средний график), и в фоновые дни

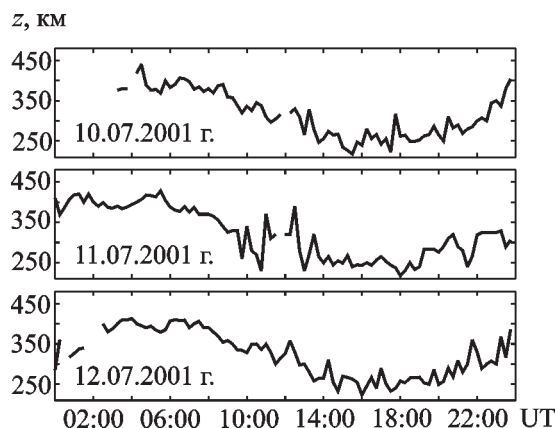


Рис. 3. Суточные зависимости высоты максимума ионизации F-области над УАС “Академик Вернадский” в день, когда наблюдалось событие (средний график), и в фоновые дни

с пониженным значением отношения концентраций атомарного кислорода и молекулярного азота из области аврорального овала. Перенос вызван нагревом плазмы в этой области токами замыкания магнитосферной конвекции, усиливающимися при геомагнитном возмущении.

Результаты наблюдений ОНЧ радиосигналов

Как было указано выше, многократные прохождения свистов через магнитосферу наблюдались в интервале времени с 09:00 до 14:00 UT 11.07.2001 г. Пример спектрограммы ОНЧ радиосигналов, зарегистрированных с помощью автоматизированного комплекса на УАС “Академик Вернадский”, представлен на рис. 4. Более темным точкам рисунка соответствуют большие значения амплитуды. Темные горизонтальные и пунктирные линии в диапазоне частот 11 ÷ 20 кГц отвечают сигналам различных связных и навигационных станций. Горизонтальные линии на частотах менее 1 ÷ 1.5 кГц – скорее всего, помеха местной энергосети (на частоте 50 Гц и ее гармониках), существенно подавленной благодаря завалу амплитудно-частотной характеристики оконечного усилителя. Широкополосные

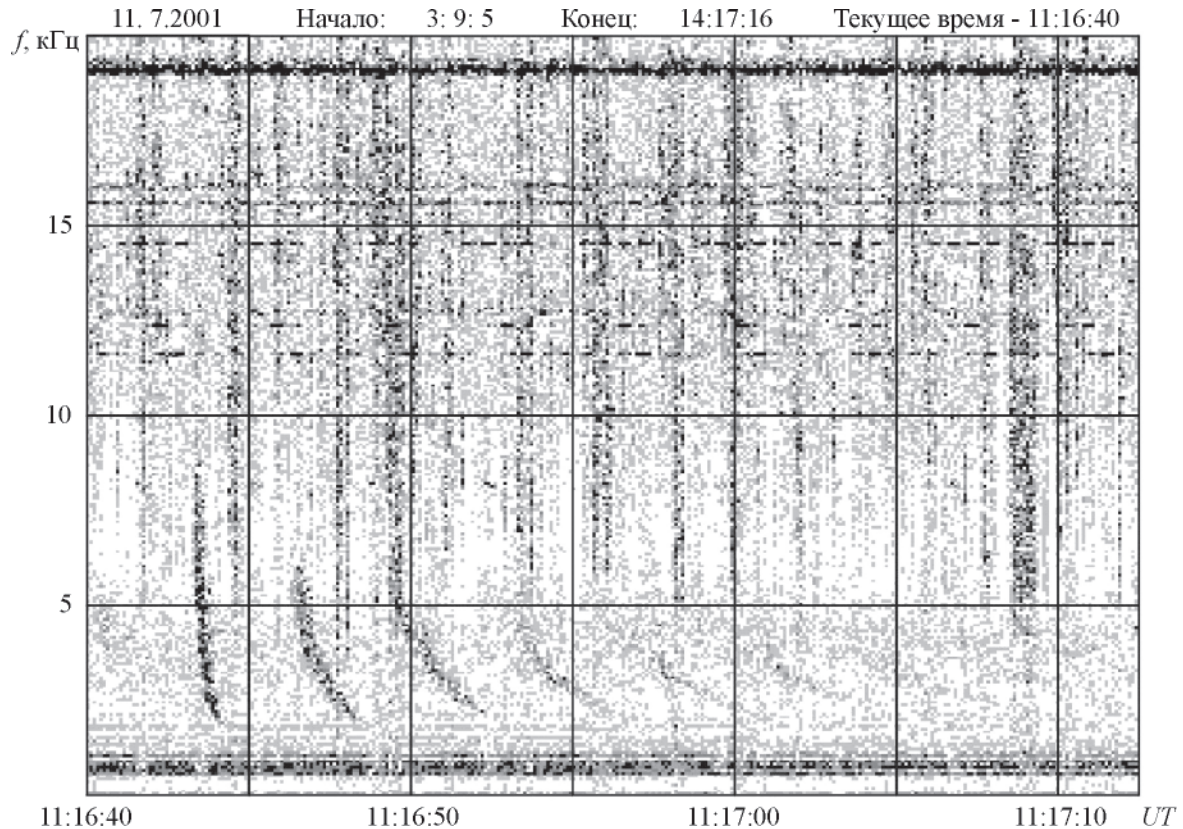


Рис. 4. Образец спектрограммы, на которой зафиксирована группа кратных свистов (изображение на экране монитора регистрирующего компьютера)

(с частотами $5 \div 20$ кГц) кратковременные всплески (вертикальные линии переменной интенсивности) являются атмосфериками – излучением молниевых разрядов, распространяющихся в волноводе “Земля – ионосфера”. Эти сигналы имеют скорость распространения близкую к скорости света в вакууме и слабую дисперсию. И, наконец, темные следы с плавным изгибом вправо (результат существенной дисперсии) в диапазоне частот $1.5 \div 8$ кГц иллюстрируют регистрацию свистящих (прошедших через магнитосферу) атмосфериков. На рисунке отчетливо видны следы свистов до 6-й кратности. Заметим, что довольно большая толщина следа свидетельствует о существовании ряда близких каналов распространения свиста в плазмосфере.

Поскольку уровень подионосферных сигналов доминирует на частотах выше $7 \div 8$ кГц,

имеет смысл отдельно проанализировать поведение интенсивности ОНЧ сигналов в полосе $1.5 \div 7$ кГц. На рис. 5 представлен ее суточный ход с усреднением на минутных интервалах времени для трех дат: 10, 11 и 12 июля 2001 г. Видно, что интенсивность ОНЧ сигнала значительно (в $1.5 \div 3$ раза по сравнению со значениями, наблюдавшимися в контрольные дни) возрастает вблизи максимума магнитного возмущения. На спектрограммах при этом хорошо заметно присутствие в диапазоне частот $2 \div 4$ кГц непрерывного шумоподобного излучения магнитосферного происхождения, часто сопровождающего авроральные процессы.

Многократные свисты наблюдались в интервале времени $09:30 \div 13:30$ UT, и благодаря им уровень мощности ОНЧ излучения в этот период также превышал фоновые значения в $2 \div 10$ раз.

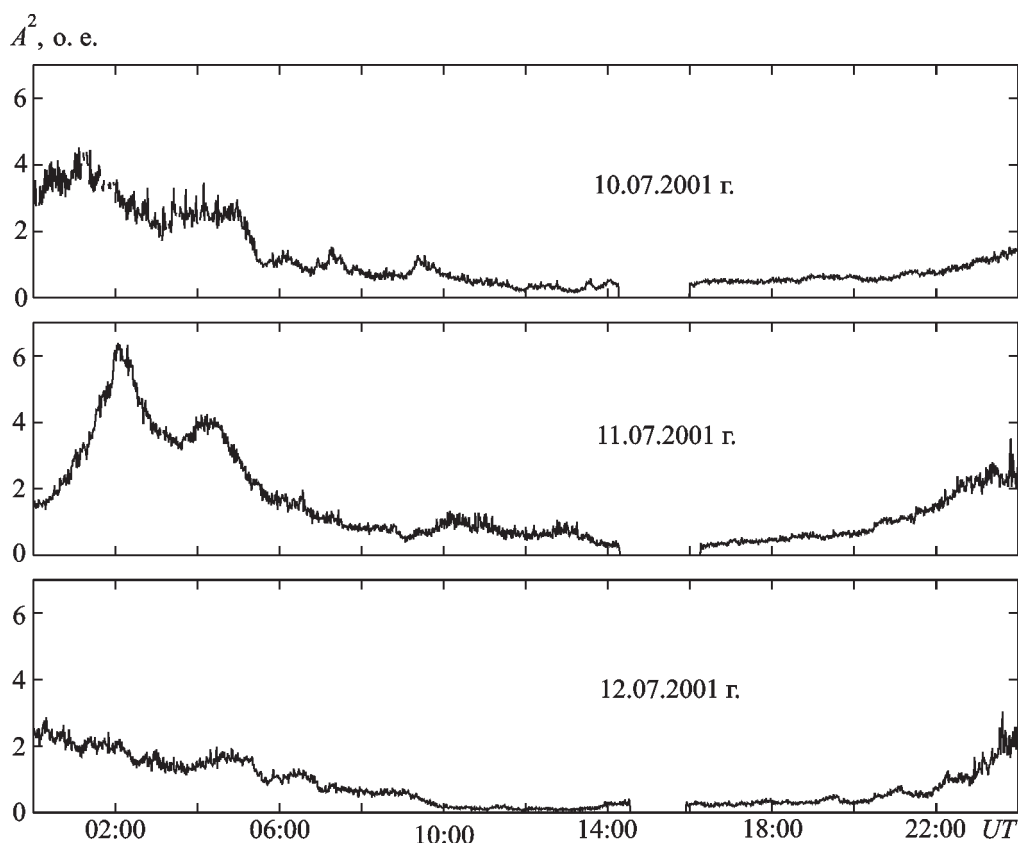


Рис. 5. Суточные зависимости интенсивности ОНЧ излучения в полосе частот $1.5 \div 7$ кГц, усредненные на интервалах времени 1 мин. Средний график соответствует дню, когда были зарегистрированы многократные свисты; верхний и нижний графики приведены для фоновых дней

Для получения оценок статистических параметров группы кратных свистов были выбраны 46 интервалов времени продолжительностью по 20 секунд, содержащие такие группы. Главными критериями отбора являлись отсутствие наложения друг на друга свистов различных групп и очевидное наличие в них свистов 4-й и большей кратности. Поскольку зачастую невозможно однозначно выделить атмосферик, соответствующий моменту инъекции свистового волнового пакета в магнитосферу, начало 20-секундного интервала группы привязывалось к фронту свиста первой кратности. В дальнейшем истинное время распространения волнового пакета в магнитосфере определялось по задержке между регистрацией двух соседних кратных свистов.

Из всего спектра выбирались полосы, состоящие из 3-х гармоник. Шаг между цент-

ральными частотами составлял 0.5 кГц в диапазоне $1.5 \div 7$ кГц. Далее интенсивности гармоник в каждой полосе усреднялись между собой и для результирующих 20-секундных временных рядов $P_i(t)$ в каждой группе рассчитывались среднее значение $\langle P \rangle$ и среднеквадратическое отклонение σ_P . Последние использовались для нормировки соответствующих временных рядов перед их усреднением методом наложения эпох (частотных полос из различных групп) согласно выражению:

$$P_{ni}(t) = \frac{P_i(t) - \langle P \rangle}{\sigma_P}.$$

На рис. 6 приведены результирующие временные зависимости амплитуды ОНЧ сигнала

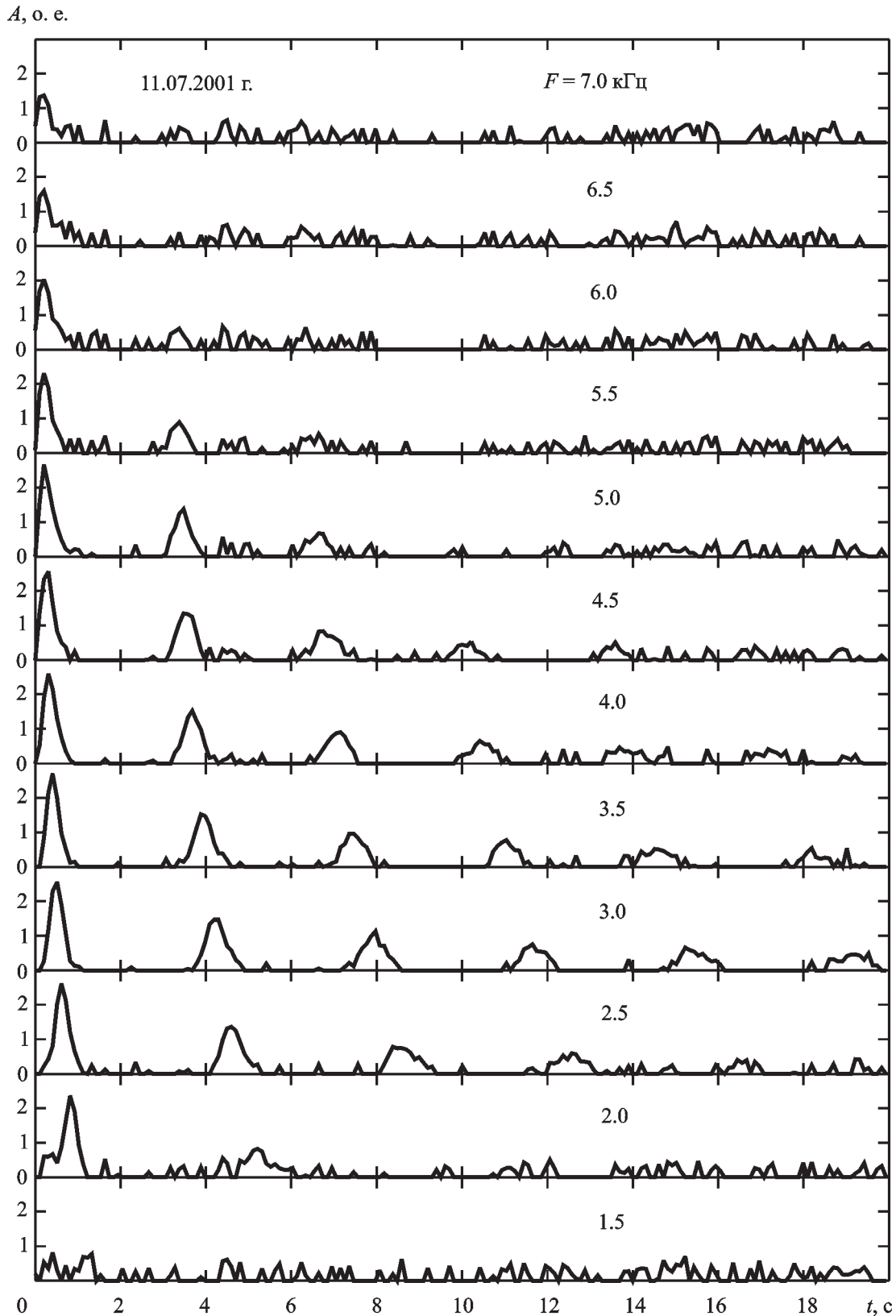


Рис. 6. Временные зависимости нормированной амплитуды ОНЧ сигналов на выделенных частотах в группе кратных свистов, усредненной по 46 реализациям продолжительностью 20 с каждая

лов различных частот. Для наглядности все отрицательные значения заменены нулевыми. Рисунок дает общее представление об эволюции спектрального наполнения, амплитуды и длительности свистового волнового пакета во времени. Видно, что наименьшее затухание имеет место на частотах $3 \div 4$ кГц, а выше 6 кГц и ниже 2 кГц в шумах теряются даже свисты 2-й кратности. Уверенно зафиксировано присутствие 6-кратных свистов, что эквивалентно 11-кратному прохождению волнового пакета в магнитосферном волноводе меж-

ду ионосферными “зеркалами”. Численные значения, характеризующие усредненную группу свистов, и данные рис. 6 сведены в табл. 1. Здесь для выделенных полос спектра свистовых волновых пакетов различной кратности вычислены время прихода середины пакета t_a (относительно начала выбранного 20-секундного интервала) и его полная энергия E (площадь под кривой интенсивности) в относительных единицах. Под серединой волнового пакета понималось медианное значение по оси времени, при котором энергия сигнала

Таблица 1. Статистические параметры свистов различной кратности (от 1 до 6) в группе, усредненной по 46 реализациям

F , кГц	1	2	3	4	5	6	$\exp(2\Gamma)$	τ , с	D , с ^{1/2}
1.5	$t_a = 1.17$ с $E = 0.18$ о.е.							2.58	100
2.0	0.78 1.41	5.15 0.33					0.23	2.19 ± 0.01	98
2.5	0.57 1.87	4.55 0.81	8.53 0.36	12.51 0.19	16.51 0.08		0.46 ± 0.05	1.99 ± 0.01	100
3.0	0.45 1.84	4.18 0.94	7.88 0.50	11.61 0.26	15.33 0.21	19.12 0.15	0.61 ± 0.06	1.87 ± 0.01	102
3.5	0.36 1.82	3.89 0.89	7.40 0.43	10.96 0.26	14.52 0.16	18.14 0.09	0.55 ± 0.03	1.78 ± 0.01	105
4.0	0.28 1.81	3.63 0.82	7.04 0.39	10.41 0.19	13.71 0.11	17.13 0.09	0.56 ± 0.07	1.69 ± 0.01	107
4.5	0.23 1.81	3.49 0.76	6.74 0.36	10.06 0.11			0.40 ± 0.05	1.64 ± 0.01	110
5.0	0.19 1.71	3.39 0.60	6.57 0.19				0.34 ± 0.02	1.60 ± 0.01	113
5.5	0.17 1.38	3.31 0.27	6.42 0.08				0.25 ± 0.05	1.57 ± 0.01	116
6.0	0.16 1.20	3.28 0.11					0.09	1.56 ± 0.01	120
6.5	0.15 0.75							1.56	126
7.0	0.14 0.55							1.55	130

делится пополам. Длительность волнового пакета на заданной частоте определялась по первым нулям огибающей интенсивности. На основе этих данных легко рассчитать важные для дальнейшего анализа величины. Во-первых, это коэффициент “затухания” энергии свиста Γ , для которого при двукратном распространении справедливо соотношение $E/E_0 = \exp(2\Gamma)$. Здесь считается, что при $\Gamma < 0$ имеет место диссипация, а при $\Gamma > 0$ – усиление волны. Во-вторых, – время τ магнитосферного распространения радиоволн различной частоты F между сопряженными областями ионосферы и соответствующий ему дисперсионный параметр $D = \tau F^{1/2}$. Обращает на себя внимание значительное увеличение параметра D от 100 до 130 с ростом частоты от 2 до 7 кГц. Видимо, это свидетельствует о том, что различные частотные участки свиста распространяются в магнитосфере по различным лучевым траекториям. Радиоволна бóльшей частоты слабее направляется геомагнитным полем и имеет более высокую траекторию.

Результаты оценок параметров магнитосферы

Время группового квазипродольного распространения радиоволны свистовой моды в магнитоактивной плазме определяется выражением:

$$\tau(\omega) = \int_s \frac{ds}{v_g} = \frac{1}{2c} \int_s n ds = \frac{1}{2c\sqrt{\omega}} \int_s \sqrt{\frac{eN}{\epsilon_0 B}} ds, \quad (1)$$

где $v_g = 2c/n$ – групповая скорость распространения радиоволны с круговой частотой $\omega = 2\pi F \ll \omega_B$, $n = \omega_p / \sqrt{\omega\omega_B}$ – показатель преломления плазмы, $\omega_p = (e^2 N / \epsilon_0 m)^{1/2}$ – плазменная частота, $\omega_B = eB/m$ – гирочастота электронов, N – электронная концентрация холодной (или тепловой) компоненты магнитосферной плазмы, B – индукция магнитного поля, ϵ_0 – электрическая постоянная, e и m – заряд и масса электрона соответственно. Интегрирование ведется по лучевой траектории s ,

которую в первом приближении можно считать совпадающей с силовой линией геомагнитного поля на заданной магнитной широте Φ_0 . Тогда для элемента траектории справедливо выражение:

$$ds = \frac{R_E \cos \Phi}{\cos^2 \Phi} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \Phi} d\Phi,$$

где R_E – радиус Земли, интегрирование по Φ ведется от $-\Phi_0$ до $+\Phi_0$. Для не слишком больших ($\lesssim 5 \div 6$) значений параметра Мак-Илвайна $L = R/R_E$ (здесь R – расстояние до вершины магнитной силовой линии в экваториальной плоскости) геомагнитное поле с высокой степенью точности является дипольным и имеет следующую высотную зависимость:

$$B(\Phi) = B_0 \left(\frac{R_E}{r} \right)^3 \sqrt{1 + 3 \sin^2 \Phi},$$

$$r = R_E \left(\frac{\cos \Phi}{\cos \Phi_0} \right)^2,$$

где $B_0 \approx 3.1 \cdot 10^{-5}$ Тл – индукция поля у поверхности Земли на геомагнитном экваторе. К сожалению, после замены интегрирования по истинной лучевой траектории на интегрирование по геомагнитной силовой линии уравнение (1) уже не является интегральным и из него можно определить только некие усредненные значения электронной концентрации N , если не задаваться какой-либо моделью ее распределения. В частности, можно воспользоваться равновесной диффузионной моделью, в которой полагается

$$N = N_0 \left(\frac{R_E}{r} \right)^3,$$

и решать уравнение (1) относительно неизвестного коэффициента N_0 . Тогда

$$N_0 = \frac{4c^2 \epsilon_0 B_0 \tau^2 \omega}{R_E^2 e} \cos^4 \Phi \left[\int_{-\sin \Phi_0}^{\sin \Phi_0} (1 + 3x^2)^{1/4} dx \right]^{-2}, \quad (2)$$

$$x = \sin \Phi.$$

Для значения $\tau = 2.19$ с при $F = 2$ кГц (табл. 1) и $\Phi_0 \approx 54.5^\circ$ для УАС “Академик Вернадский” получаем $N_0 \approx 3.1 \cdot 10^{10}$ м⁻³. Величина электронной концентрации в максимуме ионизации F-области на высоте 350 км при этом равна $N_{350} = 2.6 \cdot 10^{10}$ м⁻³. Это значение хорошо согласуется с результатом, полученным в это же время при помощи ионозонда – $N \sim (2.5 \div 3) \cdot 10^{10}$ м⁻³, что свидетельствует об адекватности выбранных моделей и справедливости сделанных предположений.

Не вдаваясь в детальные траекторные расчеты и используя (2), можно подобрать такие эффективные геомагнитные широты Φ_0 (т. е. длину лучевых траекторий), при которых другие пары значений τ и F из табл. 1 будут давать аналогичный результат для N_0 . Таким образом, мы получим представление о высотном диапазоне, который захватывает свистовый волновой пакет при своем распространении. Для значения $\tau = 1.55$ с при $F = 7$ кГц эффективная геомагнитная широта будет равна $\Phi_0 \approx 58.8^\circ$ ($L \approx 3.7$), а высотный диапазон траекторий волнового пакета с $F \sim 2 \div 7$ кГц на геомагнитном экваторе составит $12.7 \div 17.4$ тыс. км над поверхностью Земли.

Сложнее обстоит дело с интерпретацией измерений интенсивности. В магнитосферной плазме возможны два механизма, влияющие на амплитуду распространяющейся радиоволны. Первый имеет диссипативный характер и приводит к нагреву холодной плазмы в результате электрон-ионных соударений. Второй связан с кинетическими эффектами и приводит к обмену энергией между радиоволной и энергичными частицами радиационного пояса (горячей компонентой магнитосферной плазмы). Проанализируем вклад каждого механизма.

Диссипативное затухание. Выражение для коэффициента затухания энергии свис-

та при распространении через магнитосферу имеет вид:

$$\Gamma_m = -\frac{2\omega}{c} \int_s \kappa ds = -\frac{\sqrt{\omega}}{c} \int_s \frac{\omega_p v}{\sqrt{\omega_B^3}} ds, \quad (3)$$

где в системе СИ $v \approx 5.5 \cdot 10^{-6} T^{-3/2} N \times \ln(2.2 \cdot 10^4 TN^{-1/3})$ – эффективная частота электрон-ионных соударений в холодной плазме, T – ее температура (температуры электронов и ионов полагаются одинаковыми). Здесь учтено, что в земной магнитосфере показатель поглощения радиоволны $\kappa = \omega_p v / 2\sqrt{\omega \omega_B^3} \ll 1$. Для оценок можно использовать модель распределения температуры из [5]:

$$T = T_0 \left(\frac{r}{R_E} \right)^{5/2},$$

где параметр T_0 принимает различные значения в зависимости от сезона, времени суток, уровня геомагнитной и солнечной активности, а также геомагнитной широты. В нашем случае было выбрано значение $T_0 = 1900$ К. После подстановки в (3) необходимых зависимостей и с учетом сделанных ранее допущений получим:

$$\Gamma_m = -\Gamma_0 I(\Phi_0),$$

где

$$\Gamma_0 = \frac{5.5 \cdot 10^{-6} R_E m \cos^{1/2} \Phi_0}{c} \sqrt{\frac{N_0^3 \omega}{e \epsilon_0 B_0^3 T_0^3}},$$

$$I(\Phi_0) = \int_{-\Phi_0}^{\Phi_0} \frac{\ln \left[\frac{2.2 \cdot 10^4 T_0 \cos^7 \Phi_0}{N_0^{1/3} \cos^7 \Phi_0} \right]}{(1 + 3 \sin^2 \Phi)^{1/4} \cos^{13/2} \Phi} d\Phi.$$

Численные оценки показывают, что диссипативное затухание свистов в магни-

тосфере практически всегда пренебрежимо мало и составляет $\Gamma_m \sim -(0.02 \div 0.03)$ для частот $1.5 \div 7$ кГц соответственно.

Более заметное (хотя по-прежнему мало существенное) поглощение энергии свиста происходит в ионосфере. Для его расчета можно воспользоваться выражением (3), заменив интеграл по магнитной силовой линии на удвоенный интеграл с границами от начала ионосферы до высоты максимума ионизации F-области. Используя профиль электронной концентрации N , полученный из ионограмм, можно вычислить, что $\Gamma_i \sim -(0.06 \div 0.11)$ для частот $1.5 \div 7$ кГц соответственно.

Резонансное взаимодействие с энергичными частицами. Название механизма отражает тот факт, что с волной взаимодействуют только частицы, для которых в нерелятивистском случае выполняется условие:

$$\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} + Z\omega_B = 0, \quad (4)$$

где v_{\parallel} , k_{\parallel} – проекции скорости частицы и волнового вектора на направление геомагнитного поля; Z – целое число. При $Z = 0$ выражение (4) определяет условие резонанса Ландау, а при $Z = -1$ имеет место главный циклотронный резонанс. В фазовом пространстве скоростей частицы выражение (4) определяет резонансные плоскости $v_{\parallel} = v_{\parallel \text{res}}$, на которых располагаются все резонансные частицы. В табл. 2 приведены оценки продольной по отношению к геомагнитному полю составляющей энергии электронов, находящихся в резонансе с продольно распространяющимися ра-

Таблица 2. Расчетные значения показателя преломления радиоволны свистовой моды и продольной составляющей энергии резонансных частиц

f , кГц	2	3	4	5	6	7
n	38	31	27	24	22	20
$E_{\parallel L}$, эВ	193	290	375	484	573	698
$E_{\parallel g}$, кэВ	45	31	22	18	15	13

диоволнами свистовой моды различных частот (для фазовой скорости волны справедливо выражение $v_{ph} = c/n$). Индексы “L” и “g” указывают на резонанс Ландау и гирорезонанс соответственно. Расчеты выполнены для параметров магнитосферной плазмы вблизи экваториальной плоскости при $L = 3$ с использованием значений N , полученных выше. Здесь же в справочных целях приведены значения показателя преломления n для радиоволн различных частот.

В результате взаимодействия с волной частицы диффундируют с резонансных плоскостей вдоль поверхностей, называемых одноволновыми характеристиками. Для резонанса Ландау в двумерном пространстве $(v_{\parallel}, v_{\perp})$ одноволновые характеристики представляют собой прямые линии $v_{\perp} = \text{const}$, а для основного гирорезонанса – окружности с центром в точке с координатами $(-v_{ph}, 0)$. Очевидно, что диффузия частиц происходит в направлении уменьшения их концентрации. Если при этом энергия частицы должна уменьшиться, то произойдет эквивалентное усиление волны. В противном случае волна будет ослабляться. Для определения общего энергетического баланса необходимо провести интегрирование по всем частицам резонансной плоскости. Согласно [6] выражение для инкремента амплитуды волны γ может быть записано в следующем виде:

$$\gamma = \sum_{Z=-\infty}^{\infty} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega} \frac{\pi}{8N_e} \int_0^{\infty} v_{\perp}^2 dv_{\perp} \times \int_{-\infty}^{\infty} dv_{\parallel} \delta \left(v_{\parallel} - \frac{\omega - Z\omega_B}{k_{\parallel}} \right) \frac{\Theta_{Z,k}}{W_k} \hat{G}f, \quad (5)$$

где

$$\hat{G} = \left(\frac{\omega}{k_{\parallel}} - v_{\parallel} \right) \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} + v_{\perp} \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}},$$

$\Theta_{Z,k}/W_k$ – некоторая положительно определенная поляризационная весовая функция, ω_{pe} и N_e – плазменная частота и концентра-

ция энергичных электронов, f – функция распределения электронов по скоростям. Дельта-функция выделяет резонансные значения v_{\parallel} в пространстве скоростей. Тогда выражение для коэффициента резонансного затухания энергии Γ_r будет иметь вид:

$$\Gamma_r = \int_s \frac{4\gamma}{v_g} ds.$$

Оказывается, что для радиоволн свистовой моды, распространяющихся вдоль геомагнитного поля, весовая функция значима только для главного циклотронного резонанса и в выражении (5) можно ограничиться рассмотрением слагаемого с $Z = -1$. В монографии [7] выполнено интегрирование приведенного выше выражения для Γ_r для функции распределения f вида:

$$f = C_q J_{\perp}^q \exp\left(-\frac{v^2}{v_0^2}\right) = C_q \left[J_{\perp}^q \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{v_0^2}\right) \right] \times \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2}{v_0^2}\right) = C_q f_{\perp} f_{\parallel}, \quad (6)$$

где C_q – нормировочная константа, $v^2 = v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2$, $J_{\perp} = m v_{\perp}^2 / 2B$ – первый адиабатический инвариант. Такая зависимость при соответствующем подборе параметра анизотропии q и средней энергии $w_0 = m v_0^2 / 2$ хорошо аппроксимирует экспериментально наблюдаемые распределения. В приближении плотной плазмы, когда выполняется условие $\beta_* = (\omega_p v_0 / \omega_{BC})^2 \gg 1$, в [7] получено следующее выражение для коэффициента Γ_r :

$$\Gamma_r(\omega) = \frac{2N_e a \omega_B^{3/2}}{N v_0 \beta_*^{1/2} \omega^{3/2}} [q(\beta_* \omega + 3\omega_B) - 3(q+1)\omega],$$

при $\omega > \omega_B / \beta_*$;

(7)

$$\Gamma_r(\omega) = \frac{\sqrt{2\pi} N_e a}{N v_{ph}} [q\omega_B - (q+1)\omega] \exp\left(-\frac{\omega_B}{\beta_* \omega}\right),$$

при $\omega < \omega_B / \beta_*$.

Здесь подразумевается, что значения N_e , N и ω_B соответствуют величинам в экваториальной области на заданной L -оболочке. Распределение концентрации энергичных электронов вдоль магнитной ловушки задавалось формулой:

$$N_e(\Phi) = N_e [B(0)/B(\Phi)]^q.$$

Параметр a определялся из выражения, аппроксимирующего величину индукции геомагнитного поля вблизи экватора параболой $B(z) = B(0)(1 + z^2/a^2)$. Нетрудно показать, что в дипольном приближении он связан с R_E и L соотношением:

$$a = \sqrt{2/3} LR_E, \quad z \approx r \sin \Phi.$$

В [7] отмечено, что при $\omega_m = \omega_B / \beta_*$ частотная зависимость $\Gamma_r(\omega)$ имеет экстремум:

$$\Gamma_{m} = \frac{8.6 N_e a \omega_p \beta_*^{1/2}}{cN} (q - 0.75 \beta_*^{-1}). \quad (8)$$

Очевидно, что коэффициент Γ_r может быть как положительным, так и отрицательным (т. е. волна будет либо усиливаться, либо затухать) в зависимости от конкретных значений q и v_0 . В невозмущенных равновесных условиях основной причиной анизотропии функции распределения является наличие конуса атмосферных потерь. Его величина $2\alpha_a$ зависит от отношения индукций геомагнитного поля в экваториальной плоскости и на высоте 100 км над поверхностью Земли, где плотность атмосферного газа уже достаточно велика и частица с большой вероятностью истратит свою энергию на ионизацию. Для УАС “Академик Вернадский” на геомагнитном экваторе тангенс половинного угла конуса атмосферных потерь составляет $\text{tg} \alpha_a \approx 0.15$. Если положить, что прямая $v_{\perp} / v_{\parallel} = \text{tg} \alpha_a$ проходит через такую точку $(v_{\parallel a}, v_{\perp a})$ распределения (6), где f_{\parallel} убывает в e раз по сравнению с $f_{\parallel \max}$, а f_{\perp} достигает максимума, то для параметра анизотропии будет

справедливо выражение:

$$q = \operatorname{tg}^2 \alpha_a \approx 2.25 \cdot 10^{-2}.$$

Верхнюю оценку для параметра ν_0 можно получить, если проанализировать (8) при указанном значении q . Очевидно, что экстремум является минимумом и соответствующее ему значение ω_m логично связать с минимальной наблюдающейся частотой в спектре свиста $F_m \approx 1.5$ кГц. Тогда $\beta_* = \omega_B / \omega_m \approx 20$, а

$$\nu_0 = c\sqrt{\beta_*} \omega_B / \omega_p \approx 0.46c.$$

Поскольку в обычных условиях амплитуда кратных свистов не превышает уровня шумов (т. е. в нашем случае отношение энергий $E/E_0 = \exp(2\Gamma) \leq 0.05$, или $\Gamma \leq -1.5$), из первого уравнения в (6) можно получить нижнюю оценку для N_e . В табл. 3 приведены рассчитанные для $N_e \approx 3.6 \cdot 10^4$ м⁻³ значения коэффициента резонансного поглощения Γ_{r0} в обычных условиях. С учетом диссипативного поглощения в ионосфере Γ_i и магнитосфере Γ_m , также указанных в табл. 3, на всех рассматриваемых частотах имеем:

$$\Gamma = \Gamma_{r0} + \Gamma_m + \Gamma_i \leq -1.5.$$

Таблица 3. Частотные зависимости коэффициента “затухания” энергии свистов в ионосфере и магнитосфере для различных механизмов

f , кГц	2	3	4	5	6	7
Γ_i	-0.06	-0.07	-0.08	-0.09	-0.1	-0.11
Γ_m	-0.02	-0.02	-0.03	-0.03	-0.03	-0.03
Γ_{r0}	-1.76	-1.75	-1.65	-1.54	-1.45	-1.37
Γ_r	0.88	1.63	1.01	0.69	0.5	0.38
Γ_Σ	-0.96	-0.21	-0.75	-0.97	-1.08	-1.13
Γ_{exp}	-0.73	-0.25	-0.29	-0.54	-1.2	-

Для сравнения здесь же приведены величины Γ_{exp} , рассчитанные на основе экспериментальных данных о значениях E/E_0 из табл. 1.

В результате инъекции энергичных частиц во время магнитной бури их функция распределения по скоростям изменилась. Однако в первом приближении возмущенную функцию распределения можно рассматривать как суперпозицию невозмущенной функции вида (6) с определенными выше параметрами q и ν_0 и новой функции того же вида, но с другими параметрами анизотропии и средней энергии. Соответственно вклад обеих ансамблей частиц в коэффициент затухания Γ_r будет аддитивный в силу линейности уравнения (5) относительно f .

Параметр ν_0 для нового распределения определяется достаточно просто, поскольку частотная зависимость отношения E/E_0 из табл. 1 имеет явно выраженный максимум при $F \approx 3$ кГц. Тогда $\beta_* = \omega_B / \omega_m \approx 10$, а $\nu_0 = c\sqrt{\beta_*} \omega_B / \omega_p \approx 0.32c$. При выборе значения параметра q можно руководствоваться следующими соображениями. Инжекция частиц происходит в полудневном секторе магнитосферы и связана с возрастанием уровня электрического поля магнитосферной конвекции E_k , направленного из утреннего сектора в вечерний, в результате магнитной бури. Таким образом, она представляет собой дрейф заряженных частиц в скрещенных электрическом и геомагнитном полях с внешних L -оболочек внутрь магнитосферы со скоростью $V_D = |E_k|/|B|$. При этом, в силу сохранения первого адиабатического инварианта J_\perp , существенно увеличивается значение ν_\perp . Предположим, что первоначально анизотропия функции распределения энергичных частиц по скоростям на всех L -оболочках была связана только с наличием конуса атмосферных потерь $q_0 = \operatorname{tg}^2 \alpha_a \ll 1$ (здесь индекс “0” подразумевает исходное значение параметра анизотропии на L -оболочке с индукцией геомагнитного поля B_p в экваториальной плоскости). Выберем в качестве характерных значений $\nu_{\perp 0}$ и $\nu_{\parallel 0}$ для распределения (6) такие, при которых величины соответствующих функций f_\perp и f_\parallel убывают в e раз по отношению к

своим максимальным значениям (для функции f_{\perp} , имеющей два таких значения, берется большее). Тогда несложно получить следующую их связь с параметром q : $v_{\perp 0}/v_{\parallel 0} \approx \sqrt{1+q}$ при $q \ll 1$. После перемещения частиц в результате дрейфа на L -оболочку с индукцией геомагнитного поля B_s в экваториальной плоскости $v_{\parallel 0}$ не изменится, а $v_{\perp 0}$ возрастет в $\sqrt{B_s/B_p}$ раз относительно исходного значения. Следовательно, для величин $\sqrt{B_s/B_p} \sim 1$ новое значение q будет связано с q_0 соотношением:

$$q = (1+q_0) \frac{B_s}{B_p} - 1 \approx q_0 + \frac{B_s - B_p}{B_p} \approx q_0 + \frac{V_D \Delta t}{3R_E},$$

где Δt – продолжительность взрывной фазы магнитной бури. Для типичных значений $E_k \sim (2 \div 3) \cdot 10^{-4}$ В/м (см., например, [8]) при $L \sim 3$ и $\Delta t \approx 4$ ч (см. рис. 1) получаем $q \approx 0.17 \div 0.24$. Из (7) следует, что для распределения частиц с таким параметром анизотропии должно наблюдаться резонансное усиление волны. Определив из табл. 3 требуемое значение коэффициента усиления $\Gamma_r = \Gamma_{\text{exp}} - (\Gamma_{r0} + \Gamma_m + \Gamma_i)$ на частоте максимума усиления, можно получить нижнюю оценку для концентрации энергичных частиц, дополнительно появившихся в области распространения свистов благодаря магнитной буре. Оказывается, что $N_e \approx 6.4 \cdot 10^3$ м⁻³. В табл. 3 приведены расчетные значения коэффициента усиления Γ_r для других частот, а также величины суммарного коэффициента “затухания”:

$$\Gamma_{\Sigma} = \Gamma_r + \Gamma_{r0} + \Gamma_m + \Gamma_i.$$

Сравнение Γ_{exp} с Γ_{Σ} указывает на качественное согласие теоретических и экспериментальных данных даже в рамках такого упрощенного рассмотрения.

Обсуждение

Попробуем сформулировать совокупность причин, благодаря которым 11.07.2001 г. на УАС “Академик Вернадский” удалось зарегистрировать редкое событие многократного распространения свистов. Во-первых, конечно, это усиление грозовой активности в магнитосопряженной точке земного шара в нужное время, хотя данная причина вряд ли имеет прямое отношение к обсуждаемым процессам. Во-вторых, и это главное, имела место небольшая отрицательная магнитная буря, вызванная усилением электрического поля магнитосферной конвекции и инъекцией в область кольцевого тока высокоэнергичной плазмы с периферии магнитосферы. Следствием этой причины явилось развитие ионосферной бури и понижение значений электронной концентрации в F-области ионосферы. Это, с одной стороны, облегчило выход электромагнитной энергии молниевых разрядов за пределы плотной ионосферной плазмы, а с другой, по-видимому, способствовало образованию в магнитосфере дакта, дополнительно гидрировавшего волновой пакет. Как на еще один фактор, способствующий формированию циклической траектории волнового пакета, можно указать на приближение к Земле (до оболочек с $L \sim 3 \div 4$) в периоды магнитных бурь плазмопаузы, эффективно отражающей радиоволны свистовой моды.

В результате инъекции изменилась не столько концентрация энергичных частиц, сколько функция их распределения по скоростям – она стала достаточно анизотропной, и создались условия для усиления электромагнитной волны в результате резонансного взаимодействия с частицами и даже для автогенерации. Последнее наблюдалось в период взрывной фазы магнитной бури и проявилось в виде широкополосного шумоподобного излучения магнитосферной плазмы. К моменту появления свистов функция распределения инжектированных частиц стала более изотропной и, говоря языком радиотехники, магнитосферно-ионосферная система превратилась из автогенератора в регенеративный

усилитель. Этот эффект также следует отнести к обязательным условиям наблюдения многократных свистов.

Основные результаты

1. На основе статистического анализа получен усредненный “портрет” группы свистов различной (от 1 до 6) кратности в диапазоне частот $1.5 \div 7$ кГц, рассчитаны частотные зависимости их основных параметров: времени распространения, дисперсионного параметра и коэффициента затухания.

2. С использованием модельного представления о высотном распределении индукции геомагнитного поля и электронной концентрации холодной плазмы по экспериментальным значениям времени группового распространения рассчитана концентрация электронов на высоте максимума F-области. Ее значение находится в хорошем согласии с результатом, полученным при помощи ионозонда, и свидетельствует об адекватности использованных модельных зависимостей. Значительный рост дисперсионного параметра при увеличении частоты позволил определить высотный диапазон траекторий, по которым распространяются различные участки спектра свистового волнового пакета.

3. Проанализированы процессы, влияющие на амплитуду распространяющейся в магнитосфере радиоволны. Наибольший вклад в ее затухание на частотах менее 10 кГц вносит резонансное взаимодействие с энергичными электронами радиационного пояса, имеющими малую степень анизотропии. Получена оценка минимального значения их концентрации, параметра анизотропии и средней энергии.

4. Предложен простой и физически понятный метод расчета параметра анизотропии энергичных частиц радиационного пояса, попадающих в результате дрейфа на внутренние L-оболочки магнитосферы в период геомагнитных бурь. Использование экспериментальных данных об изменении энергии различных частотных участков спектра свиста во время события, позволило оценить параметры функции распределения таких частиц по скорос-

тям. Получено качественное согласие теоретической и экспериментальной частотных зависимостей полного коэффициента затухания.

Использованные в работе геофизические данные, полученные на УАС “Академик Вернадский”, принадлежат Украинскому антарктическому центру.

Работа выполнена при поддержке Научно-технического центра Украины, проектное соглашение №1772.

Литература

1. Я. Л. Альперт. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. Москва, Наука, 1972, 564 с.
2. Ю. М. Михайлов, Г. А. Михайлова, О. В. Капустина. Геомагнетизм и аэрономия, 1998, **38**, №6, с. 66-72.
3. Г. П. Милюневский. Радиофизика и радиоастрономия. 1997, **2**, №3, с. 255-266.
4. W. Reinisch, X. Huang. Radio Sci. 1983, **18**, pp. 477-492.
5. О. А. Молчанов. Низкочастотные волны и индуцированные излучения в околоземной плазме. Москва, Наука, 1985, 224 с.
6. Л. Лайонс, Д. Уильямс. Физика магнитосферы. Количественный подход. Москва, Мир, 1987, 312 с.
7. П. А. Беспалов, В. Ю. Трахтенгерц. Альфвеновские мазеры. Горький, ИПФ АН СССР, 1986, 190 с.
8. А. Нишида. Геомагнитный диагноз магнитосферы. Москва, Мир, 1980, 302 с.

A Multiple-Whistler Propagation Event Recorded at Ukrainian Academician Vernadsky Antarctic Research Station

K. P. Garmash and L. F. Chernogor

A rare multiple-whistler propagation event was recorded at the Ukrainian Academician Vernadsky Antarctic Research Station in the Argentine Islands $65^{\circ}15'S$, $64^{\circ}16'W$, $L \approx 3$) on July 11, 2001. Ionospheric and geomagnetic conditions have been analyzed, and the causes of the event have been isolated. The analysis of the multiple-whistler cluster has revealed data on the thermal and energetic magnetospheric plasma components.