

УДК 550.388.2

О НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЛНОВЫХ СТРУКТУРАХ В ИОНОСФЕРЕ

A. C. Бакай, Г. К. Солодовников

Экспериментально и теоретически показано, что в высокоширотной ионосферной плазме вследствие развития плазменных неустойчивостей устанавливаются упорядоченные волновые структуры.

1. Флуктуации электронной концентрации в ионосфере на высоте F -слоя и выше часто достигают весьма большого уровня, особенно в области высоких широт, где появление неоднородностей естественно связать с неустойчивостями в плазме, пронизываемой потоками заряженных частиц.

Важной характеристикой ионосферных неоднородностей является степень корреляции. При малых уровнях возмущенности взаимодействие неоднородностей между собой несущественно и не сказывается на степени корреляции. Если же источник возмущения достаточно интенсивен и возбуждает широкий спектр неоднородностей, то взаимодействие последних между собой должно приводить к расщеплению пространственно-временных корреляций, т. е. к установлению турбулентного состояния.

Характерное время расщепления корреляций τ_c обычно предполагается равным времени обмена энергией между неоднородностями τ_{NL} .

Взаимодействие между неоднородностями и неоднородностями с потоками заряженных частиц описывается нелинейными слагаемыми в уравнениях движения.

При не очень больших интенсивностях неоднородностей в нелинейных членах уравнений удерживаются только низшие члены разложений по степеням интенсивностей неоднородностей, поэтому характерные времена нелинейного взаимодействия τ_{NL} (а значит, и τ_c) оказываются обратно пропорциональными плотности энергии неоднородностей W в некоторой степени α :

$$\tau_{NL} \sim W^{-\alpha},$$

где α — рациональное дробное или целое число. Обычно при взаимодействии типа волна — волна $\alpha=1$, а при взаимодействии типа волна — частица $\alpha=0,25$ [1]. Поэтому с ростом интенсивности неоднородностей время взаимодействия τ_{NL} , а следовательно, и τ_c , должно уменьшаться. Эти рассуждения показывают, что в любой среде повышение уровня возмущенности должно приводить к ее стохастизации.

Это утверждение, однако, как показано в [2—4], неверно в условиях развития неустойчивости. Общая картина при этом (независимо от вида неустойчивости) такова. На начальном этапе амплитуды слабых фоновых неоднородностей нарастают с характерными для них инкрементами γ . На этом этапе $\tau_c=\gamma^{-1}$, а взаимодействия между неоднородностями пренебрежимо малы и $\tau_{NL} \rightarrow \infty$. Когда амплитуды неоднородностей возрастают настолько, что τ_{NL} становится меньше τ_c , то фоновые (начальные) корреляции не ослабевают, а усиливаются и происходит образование упорядоченных турбулентных структур. Основным свойством такого состояния является наличие нелинейных когерентных пакетов волн, содержащих основную часть всей энергии неоднородностей.

В ранних работах авторов [5, 6] из анализа рассеяния радиоволн на неоднородностях ионосферы было установлено, что в области F_2 часто реализуются когерентные мелкомасштабные волновые структуры, представляющие собой ионно-звуковые волны. Однако условия и причины возникновения этих структур оставались неясными.

В настоящей работе на основе измерений риометрического поглощения и передаваемых с искусственных спутников Земли сигналов анализируются спектральные плотности, автокорреляционные функции и времена корреляции флуктуаций амплитуд принимаемых радиосигналов на разных широтах и при различных уровнях магнитной активности.

Как известно, повышение магнитной активности отражает перестройку структуры магнитосферной плазмы, сопровождаемой интенсификацией потоков проникающих в ионосферу заряженных частиц, а следовательно, и увеличением энергии, передаваемой неоднородностям электронной концентрации в результате развития неустойчивостей. Поэтому, в соответствии с вышеизложенным, следует ожидать, что повышение магнитной активности должно сопровождаться не только увеличением уровня флуктуаций электронной концентрации ионосферы, но и появлением когерентных волновых структур, т. е. усилением корреляций волнового поля. Приведенные ниже результаты исследований позволяют заключить, что это явление имеет место по крайней мере для неоднородностей с характерными пространственными масштабами как порядка единиц, так и десятков километров.

2. Экспериментальные исследования проводились в сентябре 1979 г. на 68° северной широты при различных фазах магнитной бури 24 — 26 сентября 1979 г. и заключались в приеме сигналов с искусственных спутников Земли серии «Транзит» (частота 150 МГц), имеющих круговую полярную орбиту высотой 1000 км [7], и космического радиошума на частоте 32 МГц с повышенной скоростью регистрации.

Методика статистической обработки, которая включает в себя оценку корреляционной функции $R(\tau)$, интегрального времени корреляции τ_c , индекса мерцаний s_4 и спектральной плотности $G(F)$ флуктуаций сигналов, описана в [8]. Там же приведены графики спектральных плотностей флуктуаций амплитуд сигналов ИСЗ на различных геомагнитных широтах при низком и высоком уровнях магнитной активности. Показано, что на высоких широтах ($\Phi \geq 60^\circ$ С) при $K_p \leq 2$ спектральная плотность слабо зависит от частоты F и имеет характерный вид однородного шумового спектра. На широтах $\Phi < 60^\circ$ С коротковолновая часть спектра, будучи однородной, оказывается по уровню заметно ниже, чем на более высоких широтах, но зато появляется интенсивный пик при характерном размере неоднородностей $l = 10^6$ см.

При повышенной магнитной активности ($K_p = 5$) спектры существенно изменяются. Прежде всего, плотность энергии флуктуаций увеличивается в несколько раз и, кроме того, формируются интенсивные пакеты волн, содержащие по несколько хорошо разрешенных кратных или комбинированных гармоник. Интенсивные волновые пакеты на высоких широтах находятся в коротковолновом диапазоне. Энергосодержание длинноволновых неоднородностей относительно невелико.

К возбуждению волн указанных типов приводит развитие в высокосиротной ионосфере разнообразных потоковых и токовых неустойчивостей [9]. Именно это явление, по-видимому, и обнаруживается в условиях повышенной магнитной активности. Широтная зависимость характера спектральной плотности в этом случае не столь явно обнаруживается, как при малом значении индекса K_p . Только при $\Phi \approx 59^\circ$ интенсивность спектральных линий быстро спадает с увеличением частоты F . Вероятно, широтная область генерации неоднородностей расширяется с ростом магнитной активности.

На рис. 1 и 2 приведены спектральные плотности и автокорреляционные функции флуктуаций амплитуд сигналов ИСЗ, зарегистриро-

ванных при пролете спутников над пунктом наблюдения ($\varphi = 68^\circ$ С). Кроме того, на рис. 3 представлена зависимость времени корреляции τ_c от K_p . На рисунках видна четкая зависимость интенсивности спектральных линий от индекса K_p , автокорреляционные функции более медленно убывают со временем при повышении магнитной активности при изменении K_p от 1 до 6, корреляционное время τ_c монотонно увеличивается примерно в полтора раза. Следует отметить наличие гистерезиса в зависимости τ_c от K_p — убывание τ_c вместе с K_p после достижения максимума оказывается более медленным, чем нарастание при увеличении K_p .

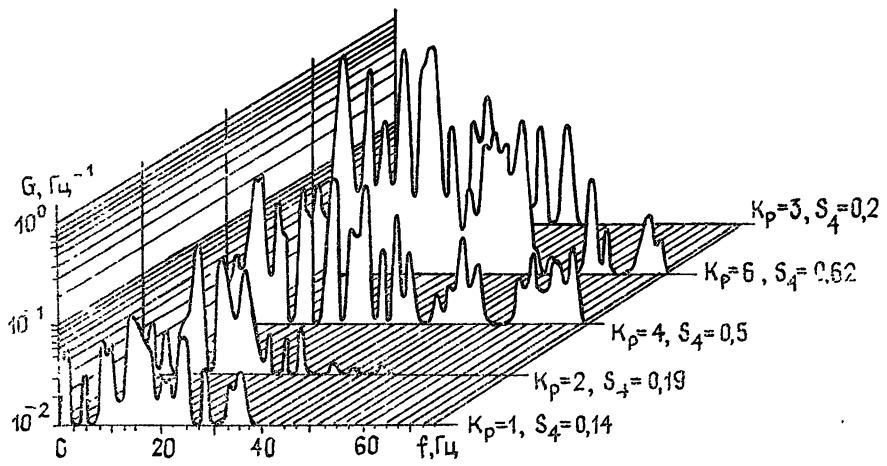


Рис. 1.

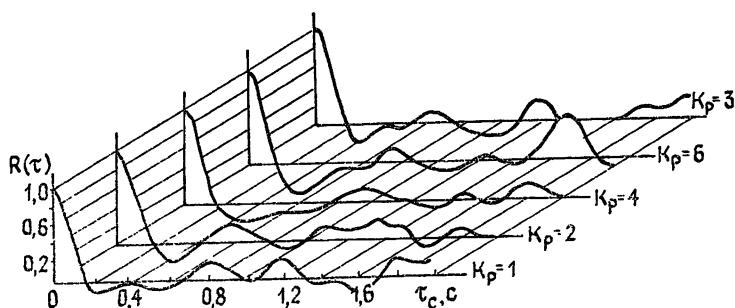


Рис. 2.

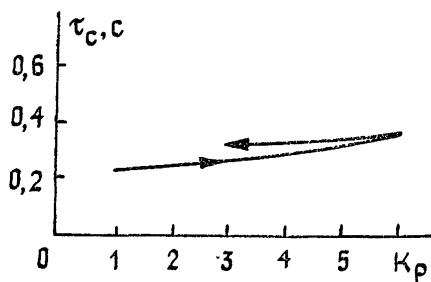


Рис. 3.

На рис. 4 — 6 представлены результаты статистической обработки данных, полученных при регистрации космического радиоизлучения на частоте 32 МГц. Видно, что в этом случае автокорреляционные функции τ_c и спектральные плотности претерпевают более существенные

изменения, чем в случае спутниковых сигналов. При малой магнитной активности автокорреляционные функции быстро убывают с ростом τ_c . С повышением магнитной активности меняется не только скорость убывания автокорреляционной функции, но и сам характер убывания.

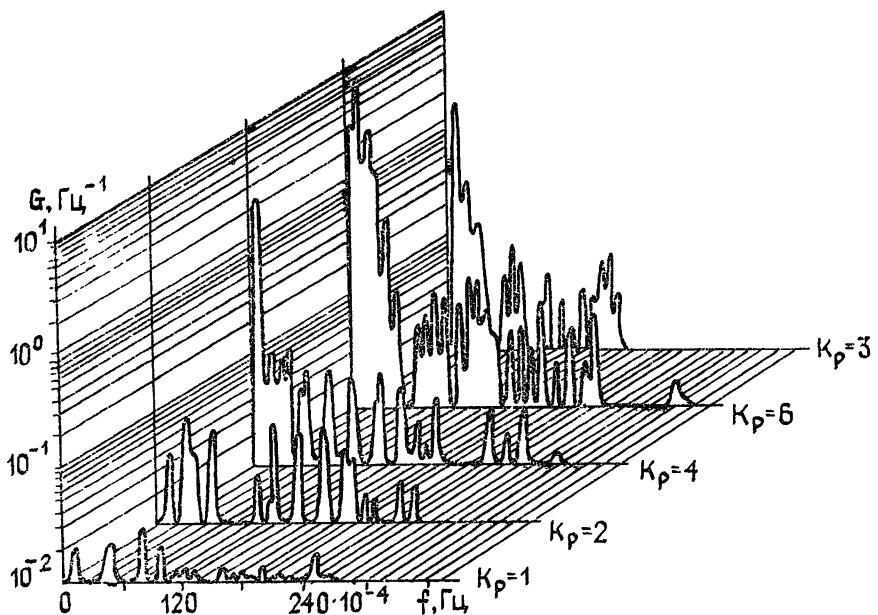


Рис. 4.

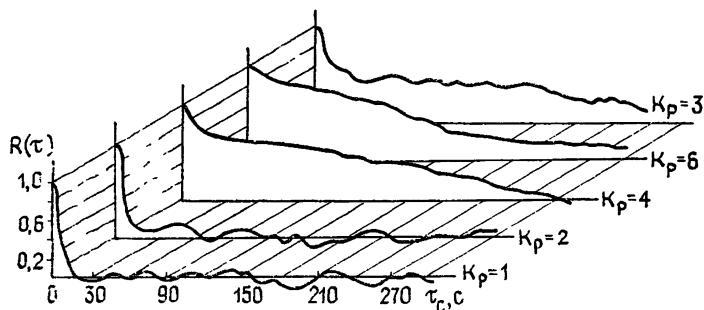


Рис. 5.

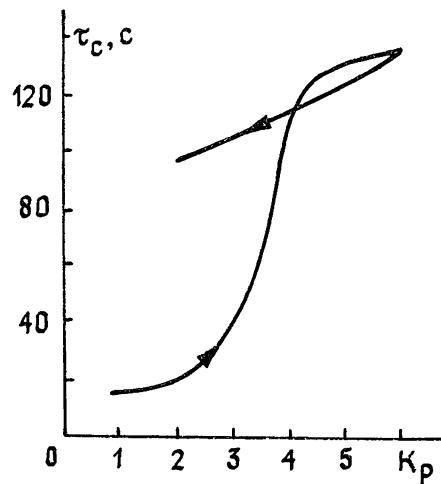


Рис. 6.

На графиках спектральной плотности появляются хорошо различимые длинноволновые (сотни километров) пакеты волн, содержащие основную часть энергии регистрируемого диапазона возмущений. Время корреляций τ_c сильно зависит от K_p , при изменении K_p от 1 до 6 время корреляций увеличивается в шесть раз, наиболее крутой рост τ_c имеет место в интервале $2 \ll K_p \ll 4$. При последующем уменьшении K_p корреляционное время убывает весьма слабо, так что гистерезис заметно выражен.

3. Приведенные экспериментальные результаты показывают, что появление когерентных волновых структур в ионосфере является следствием развития неустойчивостей, возникающих во время повышенной магнитной активности. Количественное описание этого явления затруднительно по ряду причин. Прежде всего, располагая только интегральными характеристиками сигнала, прошедшего через слой ионосферы толщиной около 1000 км или более, мы не можем указать, на какой высоте и какой толщины слой занимают неоднородности того или иного участка спектра. Далее, физическая природа неоднородностей регистрируемого масштаба и источники их возбуждения могут быть самыми различными. Отсутствие данных, позволяющих идентифицировать природу, места локализации и источник ионосферных неоднородностей, не позволяет провести надежное аналитическое описание и количественные оценки. Тем не менее, ряд проведенных исследований [10] позволяет считать, что неоднородности ионосферы представляют собой преимущественно ионно-звуковые волны, область распространения которых лежит на высоте $z \gtrsim 400$ км. Естественно, наличие геомагнитного поля, градиентов давления и среднего потенциала, как известно, приводит к модификации типа волн и закона дисперсии. Для простоты, мы здесь не рассматриваем все разнообразие возможных типов волн. Считая, что свойства ионосферы на указанных высотах связаны в основном с влиянием амбиополярного электрического поля, возникающего при возмущении плотности плазмы, будем рассматривать только ионно-звуковую ветвь колебаний*. Наиболее вероятными источниками ионно-звуковых волн представляются токовые системы, формирующиеся во время повышенной магнитной активности.

Возбуждение различных типов волн протекающими в ионосфере токами обсуждается в ряде работ и монографий (например, [11–15]). Укажем на работу [16], где рассмотрены токовые неустойчивости ионно-звуковых и ионно-циклotronных волн в ионосфере с учетом высотного изменения плотности, температуры и ионного состава. Критические значения токов экспоненциально падают с высотой благодаря ослаблению стабилизирующего влияния столкновений. При регистрируемых плотностях токов в ионосфере ионно-звуковая неустойчивость должна проявляться выше максимума слоя F_2 . Возбуждаемые наряду с этим ионно-циклotronные волны слабо возмущают плотность плазмы и поэтому не должны играть заметной роли в формировании неоднородной ионосферы.

Ограничимся поэтому рассмотрением ионно-звуковых колебаний ионосферы.

Уравнения движения для ионно-звуковых колебаний в пренебрежении диссилиацией и взаимодействием с током имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = \frac{C_s^2}{N} \nabla \Delta N, \quad \frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div} N \mathbf{v} = 0. \quad (1)$$

* Как известно, для существования ионно-звуковых колебаний температура электронов должна в несколько раз превышать температуру ионов $T_e/T_i \gtrsim 3$. Имеющиеся, к сожалению, малочисленные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что это условие в авроральной ионосфере выполняется на высотах $z \gtrsim 400$ км. Заметим, что в период магнитной активности следует ожидать разогрева электронов в результате торможения высывающихся потоков энергичных частиц.

Здесь v — скорость плазмы, $N = N_e = N_i$, ΔN — плотность и флуктуации плотности плазмы, $C_s^2 = \kappa T_e / M_i$, T_e — температура электронов, M_i — масса ионов.

При выводе (1) использовано соотношение $e\varphi/\kappa T_e = \Delta N/N$ (где φ — потенциал плазмы), вытекающее из больцмановского распределения электронов.

Уравнение (1) удобно представить в следующем виде:

$$\frac{du}{dt} + C_s(u\nabla)u = C_s\nabla\rho, \quad \frac{\partial\rho}{\partial t} + C_s\nabla u + C_s[u\nabla\rho + \rho\nabla u] = 0, \quad (2)$$

$$u = v/C_s, \quad \rho = \Delta N/N.$$

Из (2) в линейном приближении вытекает известное дисперсионное уравнение для ионного звука

$$\omega = C_s k \quad (3)$$

и оценка для характерного времени изменения амплитуды волн за счет нелинейного взаимодействия волн между собой:

$$\tau_{NL} = \gamma_{NL}^{-1}(\omega), \quad \gamma_{NL}(\omega) = \omega\rho. \quad (4)$$

Уравнения (2) не описывают взаимодействие ионного звука с током. Как известно [17], это взаимодействие приводит к возбуждению ионного звука с инкрементом, который для волн, длина которых много больше дебаевского радиуса, определяется следующим соотношением:

$$\gamma_j = \omega \sqrt{\frac{\pi m_e}{8\kappa T_e}} (u_j \cos \theta - C_s), \quad (5)$$

где u_j — средняя токовая скорость, θ — угол между направлением распространения ионного звука и токовой скоростью,

$$\cos \theta = (u_j \cdot k / |u_j k|).$$

Кроме того, в уравнениях (2) не учтена диссипация ионного звука за счет диффузии частиц. Этот процесс особенно существен вне области генерации, где инкремент (5) обращается в нуль

Для декремента столкновительного затухания справедливо выражение

$$\gamma_{ct}^{-1}(\omega) = \frac{1}{Dk^2} + \frac{2}{v_{in}} \frac{T_e}{T_i}, \quad (6)$$

где для изотропной неизотермической плазмы

$$D = \frac{\kappa T_i}{m_i v_i} \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right),$$

v_i — эффективная частота столкновений, T_i — ионная температура.

Отметим, что на высотах $z < 400$ км основной вклад в затухание ионного звука вносят столкновения ионов с нейтралами. Оценки показывают, что на этих высотах распространение ионного звука невозможно из-за столкновений ионов с нейтралами, однако здесь существуют звуковые волны *.

Необходимо также оценить еще два характерных времени взаимодействия резонансных электронов и ионов с волной. Эти времена опре-

* При $T_e \approx T_i$, как известно, основным механизмом поглощения ионно-звуковых волн является затухание Ландау на ионах. В авроральной ионосфере, о которой здесь идет речь, происходит разогрев электронной компоненты за счет столкновительной релаксации высывающихся электронных потоков, так что выполняется условие $T_e > 3T_i$ и линейное затухание Ландау на ионах может стать малым.

деляют скорость кинетических процессов, приводящих к перестройке функций распределения резонансных частиц и формированию когерентных волновых структур в процессе развития неустойчивости:

$$\tau_{tr}^{e,i} = (\Omega_{tr}^{e,i})^{-1}, \quad \Omega_{tr}^{e,i} = k \sqrt{e, \varphi / m_{e,i}}. \quad (7)$$

За время τ_{tr}^e (τ_{tr}^i) происходит обмен энергией между резонансными электронами (ионами) и волной. Из (7) видно, что процессы с участием резонансных ионов протекают примерно в сто раз медленнее, чем с участием электронов.

Существуют различные механизмы насыщения токовой неустойчивости, одним из которых является кинетический — захват и ускорение ионов волной. Этот процесс проявляется на высоте ≥ 500 км, где ионные столкновения становятся редкими. Он вступает в силу, когда амплитуда волны достигает значений

$$e\varphi_{\max} = \frac{1}{4} M_i (C_s - v_{Ti})^2 = \frac{\pi T_e}{4} \left(1 - \sqrt{\frac{T_i}{T_e}}\right)^2, \quad (8)$$

где v_{Ti} — тепловая скорость ионов.

Из (8) видно, что максимальные значения амплитуд неоднородностей могут достигать значений

$$\left(\frac{\Delta N}{N}\right)_{\max} = \frac{e\varphi_{\max}}{\pi T_e} = \frac{1}{4} \left(1 - \sqrt{\frac{T_i}{T_e}}\right)^2,$$

что является величиной $10^{-1} \div 10^{-2}$ при реализуемых в ионосфере соотношениях температур электронов и ионов.

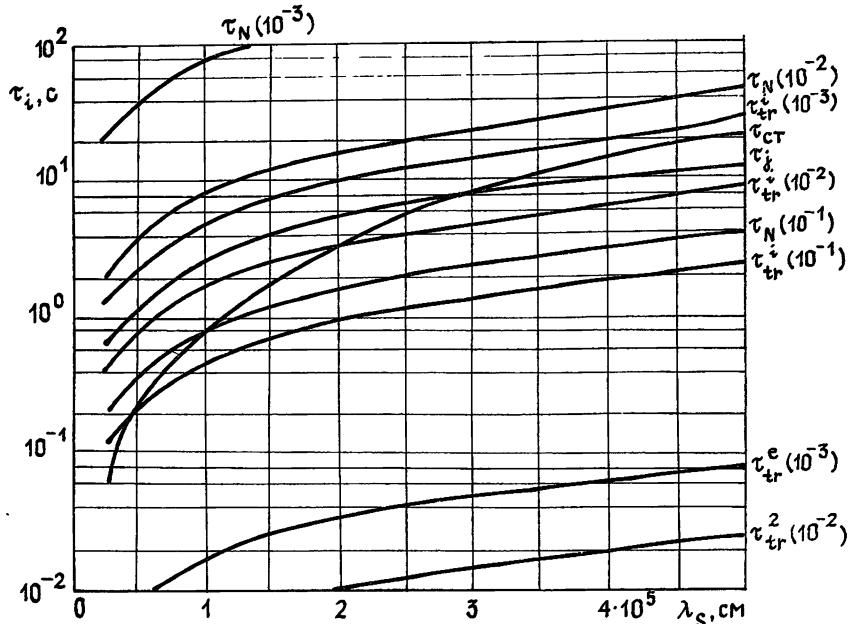


Рис. 7.

Приведем численные значения характерных времен τ_{ct} , τ_j , τ_{NL} и $\tau_{tr}^{e,i}$ для различных длин волн $\lambda_s = (0,25 \div 5) \cdot 10^6$ см на высоте $z \approx 500$ км. Результаты расчета показаны на рис. 7. Необходимые данные об электронной концентрации, температуре и частоте столкновений заряженных частиц, ионном составе, скорости дрейфа электронов для авроральных широт в условиях геомагнитных возмущений взяты из [18-22]. Учитывалось, что основной вклад в концентрацию ионов до

высот 600 км вносят двухатомные молекулярные ионы NO^+ , а в $v_{\text{NO}}+$ основной вклад вносят соударения с положительными ионами; учитывалось также, что интенсивность токов вдоль геомагнитных силовых линий может достигать величины $5 \cdot 10^{-9} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$. Времена нелинейных взаимодействий τ_{NL} и $\tau_{tr}^{e,i}$ вычислялись для различных относительных уровней флуктуаций электронной концентрации — 10^{-1} , 10^{-2} и 10^{-3} (указаны на рисунке у соответствующих кривых).

Видим, что времена взаимодействия $\tau_{tr}^{e,i}$ меньше, чем время развития неустойчивости τ_j при весьма низких уровнях возмущений $\Delta N/N = 10^{-2}$, и, следовательно, релаксация распределения резонансных частиц и формирование волновых пакетов, обусловленное взаимодействиями волна — частица, происходит почти одновременно с развитием неустойчивости. Время обмена энергией между гармониками за счет взаимодействия типа волна — волна τ_{NL} становится меньше при сравнительно больших уровнях возмущений, при $\Delta N/N = 10^{-1}$. Следовательно, эти взаимодействия могут проявляться на поздней стадии развития неустойчивости. Из рисунка также видно, что $\tau_{\text{ст}}$ меньше τ_j в области малых длин волн, $\lambda_s < 3$ км. Поэтому волны с длиной ~ 1 км на высоте 500 км могут возбуждаться только при сравнительно больших скоростях (см. (6)) или на больших высотах, где коэффициент диффузии ионов быстро уменьшается, а $\tau_{\text{ст}}$ растет, так что τ_j будет меньше $\tau_{\text{ст}}$ для всех более коротких волн.

Основываясь на проведенном анализе, покажем, как происходит формирование ионно-звуковых волновых структур в ионосфере в результате развития токовых неустойчивостей.

Возникающие во время магнитных бурь в полярной ионосфере токи возбуждают ионно-звуковые колебания с характерным инкрементом γ_j (5). Если запас неустойчивости достаточно велик, то за характерное время τ_j амплитуды возмущений достигают такого уровня, что становятся существенными нелинейные взаимодействия волн с резонансными частицами и между собой через резонансные частицы*. Это происходит, когда $\tau_{tr}^{e,i}$ становится меньше τ_j , т. е. когда амплитуды волн таковы, что

$$e\varphi > m_{e,l} \left(\frac{u_j C_s}{v_{Te}} \right)^2. \quad (9)$$

Из (5) и (7) видно, что инкремент роста и нелинейная частота $\Omega_{tr}^{e,i}$ пропорциональны частоте волны ω , а условие (9) не зависит от частоты. Это означает, что амплитуды волн на стадии возбуждения током должны слабо отличаться в широком интервале частот. После насыщения токовой неустойчивости вступают в игру более медленные процессы — столкновительное затухание (6), которое приводит к преимущественному подавлению более коротковолновой части спектра, и нелинейное взаимодействие между волнами с характерным временем (4). Нелинейное взаимодействие типа волна — волна приводит, как известно, к генерации кратных и комбинированных гармоник, сопровождаемой перекачкой энергии по спектру. Поэтому при высоком уровне возбуждения должны наблюдаться линейчатые спектры с преобладанием слабозатухающих длинных волн.

Приведенные выше значения характерных времен (рис. 7) показывают, что даже на сравнительно малой высоте ($z \gtrsim 500$ км), где столкновения ионов не являются редкими, развитие токовой ионно-звуковой неустойчивости приводит к формированию когерентных волновых структур и появлению режима умеренной турбулентности.

4. Общая эволюция зарегистрированных нами спектров неоднородностей согласуется с описанным процессом развития токовой ион-

* Подробнее о кинетическом механизме возникновения когерентных волновых структур см. [4].

но-звуковой неустойчивости. На высоких широтах амплитуды волн оказываются примерно равными в широком диапазоне длин волн. По мере удаления от полярного района наблюдается подавление коротковолновой части спектра. Заметное преобладание в спектрах длинноволновых неоднородностей может быть обусловлено их слабым затуханием, наличием дополнительных механизмов возбуждения и, наконец, перекачкой в них энергии в процессе взаимодействия с более коротковолновыми неоднородностями.

Замечательной особенностью поведения волновых неоднородностей на различных стадиях магнитной бури является наличие гистерезиса в зависимости времени корреляции τ_c от индекса магнитной активности. Это показывает, что возникающие при развитии магнитной бури когерентные волновые структуры длительное время не разрушаются и сохраняются даже при понижении магнитной активности, т. е. при понижении запаса неустойчивости и уровня возбуждения. Можно говорить об образовании устойчивых когерентных диссипативных структур в турбулентной ионосфере, поддерживаемых внешними источниками.

Заметим, что приведенные выше оценки и анализ не исчерпывают описания сложной картины генерации волновых структур в полярной ионосфере во время повышенной магнитной активности и касаются только одного из вероятных механизмов, который может играть основную роль.

Авторы благодарны А. С. Абызову за помощь в проведении экспериментальных работ.

ЛИТЕРАТУРА

- Галеев А. А., Сагдеев Р. З. Вопросы теории плазмы. — М.: Атомиздат, 1973, т. 7.
- Бакай А. С. — ДАН СССР, 1977, 237, № 5, с. 1069.
- Бакай А. С., Сигов Ю. С. — ДАН СССР, 1977, 237, № 6, с. 1326.
- Bakay A. S. — Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res. IAEA. — Vienna, 1979, p. 285.
- Бакай А. С., Солодовников Г. К. — Изв. вузов — Радиофизика, 1975, 18, № 11, с. 1619.
- Bakay A. S., Kipergov L. P., Solodovnikov G. K. — In: Beacon Satellite investigation of the ionosphere structure and ATS-6 data. — M.: 1975, 1, p. 163.
- Волосов П. С., Волынкин А. И., Мищенко И. Н. — Зарубежная радиоэлектроника, 1979, № 1, с. 3.
- Солодовников Г. К., Друкаренко С. М., Русский В. М. Ионосферные явления. — М.: Сов. радио, 1983, № 37, с. 73.
- Распопов О. М., Черноус С. А., Ролдугин В. К., Похотов О. А. Пульсирующие потоки частиц в магнитосфере и ионосфере. — Л.: Наука, 1978.
- Солодовников Г. К., Бакай А. С., Русский В. М., Фаткулин М. Н. — Геомагнетизм и аэрономия, 1981, 21, № 6, с. 1009.
- Гершман Б. Н. Динамика ионосферной плазмы. — М.: Наука, 1974.
- Гершман Б. Н., Каменецкая Г. Х. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 7, с. 988.
- Гершман Б. Н. Ионосферные исследования. — М.: Сов. радио, 1980, № 30, с. 17.
- Dum C. T., Chodura R. Wave Instabilities Space Plasmas. Proc. Symp. — Helsinki, 1978, p. 135.
- Chaturvedi P. K., Ossakow S. L. — J. Geophys. Res., 1981, 86, № A6, p. 4811.
- Kindel J. M., Kennel C. F. — J. Geophys. Res., 1971, 76, № 13, p. 3055.
- Кадомцев Б. Б. Коллективные явления в плазме. — М.: Наука, 1976.
- Banks P. M., Doupnik J. K. — J. Atm. Terr. Phys., 1975, 37, № 6/7, p. 951.
- Bates H. F., Hunsucker R. D. — Radio Sci., 1974, 9, № 4, p. 455.
- Schunk R. W., Raitt W. J., Banks P. M. — J. Geophys. Res., 1975, 80, № 22, p. 3121.
- Ledley B. G., Farthing W. H. — J. Geophys. Res., 1974, 79, № 22, p. 3124.
- Zmuda A. J., Armstrong J. C. — J. Geophys. Res., 1974, 79, № 31, p. 4611.

Поступила в редакцию
18 декабря 1984 г.

ON THE NONLINEAR WAVE STRUCTURES IN THE IONOSPHERE

A. S. Bakaj, G. K. Solodovnikov

It is shown experimentally and theoretically that the ordered wave structures are organized in the ionospheric plasma at high latitudes due to the development of the current plasma instabilities.