

УДК 550.386

## ИССЛЕДОВАНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОЙ *ELF* ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПО ДАННЫМ СПУТНИКА FAST

© 2012 г. И. В. Головчанская, Б. В. Козелов, И. В. Дэспирак

ФГБУ науки Полярный геофизический институт КНЦ РАН, г. Апатиты (Мурманская обл.)

e-mail: golovchanskaya@pgia.ru

Поступила в редакцию 26.01.2011 г.

После доработки 05.04.2011 г.

По данным спутника FAST с частотой дискретизации  $512 \text{ с}^{-1}$  исследованы соотношения подобия (скейлинг) мелкомасштабных (от  $\sim 30$  м до 2 км) электрических полей в высокоширотной ионосфере в шестнадцати событиях широкополосной *ELF* турбулентности. Показано, что в исследуемом интервале масштабов  $s$ , мощность турбулентных флуктуаций электрического поля обнаруживает степенную зависимость  $\sim s^\alpha$  от масштаба. Индекс  $\alpha$ , определенный из наклона логарифмических диаграмм (ЛД), построенных с использованием дискретного вейвлет разложения, оценивается  $\alpha = 2.2 \pm 0.3$ . Эта оценка оказывается близкой к оценке  $\alpha$ , полученной ранее для масштабов 1–30 км по измерениям электрических полей в верхней ионосфере спутником Dynamics Explorer 2. Проанализирован характер изменения индекса  $\alpha$  для локальных электрических полей вблизи инерционной длины электрона  $\lambda_e = c/\omega_0$  ( $\omega_0$  – плазменная частота электронов), которая на рассмотренных высотах (700–2500 км) составляет 100–900 м. Показано, что для размеров структур  $\leq \lambda_e$  обычно имеет место уменьшение наклона ЛД и ее продолжение в область малых масштабов с меньшим наклоном. В обсуждении отмечено, что данная особенность не может быть интерпретирована как начало диффузионного диапазона, связанного с диссипацией турбулентности.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Мелкомасштабные электрические и магнитные поля, наблюдаемые ракетами и низковысотными спутниками в широкой полосе частот ULF-ELF диапазона на авроральных магнитных силовых линиях (с меньшей интенсивностью – в полярной шапке) интенсивно исследовались, начиная с работ [Kelley and Mozer, 1972; Дубинин и др., 1985, 1986; Weimer et al., 1985]. Однако до сих пор существуют разные точки зрения на их природу.

По данным КА Интеркосмос-Болгария-1300 был показан электромагнитный характер рассматриваемых структур [Дубинин и др., 1985, 1986]. Волновой интерпретации, согласно которой доминирующей компонентой в сигнале являются электромагнитные (альвеновские) волны, также придерживались авторы [Gurnett et al., 1984] на основании обнаруженного спутником Dynamics Explorer 1 в единичном событии уменьшения спектральной плотности электрической компоненты на частоте  $\sim 32$  Гц, отождествленной с локальной гирочастотой иона кислорода  $O^+$ . Поскольку пространственные структуры не должны давать особенность в спектре на гирочастоте ионосферных ионов, а альвеновские волны, распространяющиеся вдоль магнитного поля (т.е. с  $k_\perp = 0$ ), напротив, обнаруживают вблизи нее затухание, связанное с циклотронным резонансом и частичной передачей энергии волны ионам [Stix, 1962], данный экспериментальный факт

был интерпретирован как доказательство волновой природы сигнала.

Другая точка зрения состоит в том, что частоты от долей Гц до  $\sim 500$  Гц появляются в спектрах регистрируемых сигналов из-за эффекта Доплера, связанного с движением спутника через статические структуры с масштабами от  $\sim 10$  м до первых десятков км. Такая интерпретация (назовем ее “пространственная”) получила существенное подтверждение в работе [Temerin, 1978], автор которой на основе изучения интерференционных эффектов в спектре низкочастотного электрического шума, регистрируемого спутником S3-3, показал, что в системе отсчета плазмы частота регистрируемого сигнала близка к нулю. Исследуемый сигнал получил название “не распространяющаяся турбулентность, сдвинутая в область ULF-ELF частот эффектом Доплера”, было показано присутствие в нем пространственных масштабов вплоть до  $\sim 5$  м, а также установлено, что сигнал поляризован в плоскости, перпендикулярной внешнему магнитному полю. Термин “турбулентность” в названии возмущения в ранних работах использовался не строго, в основном, на основании степенного характера спектров сигналов, полученных методом Фурье (например, [Kintner, 1976]).

Известно также, что электрические возмущения на частотах  $> 0.1$ – $0.2$  Гц (масштабы  $< 30$  км) обнаруживают явно выраженную сезонную вари-

ацию. Как показано авторами [Heppner et al., 1993; Golovchanskaya, 2007], в зимний период амплитуды электрических полей оказываются, в среднем, в три раза большими, чем в летний. До сих пор объяснение этому эффекту дано только в рамках пространственной интерпретации возмущений, предполагающей замыкание продольных токов в мелкомасштабных статических структурах на ионосферу, проводимость которой зависит от сезона.

В ряде работ с целью отличить пространственные неоднородности от временных вариаций исследовалось отношение  $r = \delta E_{\perp} / \delta B_{\perp}$ , где  $\delta E_{\perp}$ ,  $\delta B_{\perp}$  — взаимно перпендикулярные магнитная и электрическая компоненты сигнала на заданной частоте (как правило, при этом предполагалась линейная поляризация электрического и магнитного возмущений и для вычисления  $r$  рассматривались  $\delta E_{N-S}$  и  $\delta B_{W-E}$ ). Оказалось, что на низких частотах (больших масштабах) отношение  $r$  близко к  $\frac{1}{\mu_0 \Sigma_p}$ , где  $\Sigma_p$  — интегральная по высоте педерсеновская проводимость ионосферы, что является признаком статических структур, продольный ток в которых замкнут в проводящем слое ионосферы [Sugiura et al., 1982; Kozelov et al., 2008]. С ростом частоты (уменьшением масштаба),  $r$  увеличивается и принимает значения, во много раз превышающие альвеновскую скорость  $v_A$  [Stasiewicz et al., 2000 и ссылки там]. Этот экспериментальный факт противоречит не только статической интерпретации, но и объяснению широкополосной ULF-ELF турбулентности в терминах свободно распространяющихся альвеновских волн ( $k_{\perp} = 0$ ), для которых отношение  $\delta E / \delta B$  не зависит от частоты и равно альвеновской скорости  $v_A$ . Однако данную трудность удалось обойти, как в статической, так и в волновой интерпретациях наблюдений.

Статическая модель была дополнена продольными электрическими полями, которые возникают в плазме с конечной проводимостью вдоль магнитного поля (заметим, что продольная проводимость  $\sigma_{\parallel}$  конечна не только в области основного продольного ускорения авроральных электронов на высотах  $h \sim 4000-6000$  км, но и в верхней ионосфере [Forget et al., 1991]). В этом случае

$$\frac{\delta E}{\delta B} = \frac{1}{\mu_0 \Sigma_p} (1 + k_{\perp}^2 L^2), \quad (1)$$

где характерный масштаб  $L = (\Sigma_p / \sigma_{\parallel})^{1/2}$ , и отношение полей, таким образом, возрастает с увеличением поперечного волнового числа возмущения [Lysak, 1998].

В волновой интерпретации, вместо продольно распространяющихся альвеновских волн, в рассмотрение вводятся наклонно распространяющиеся

дисперсионные альвеновские волны ( $k_{\perp} \neq 0$ ). В приближении малого плазменного параметра  $\beta < m_e / m_i$ , которое выполняется на высотах  $h < 4R_E$ , эти волны, называемые инерционными альвеновскими волнами (ИАВ), по сути являются результатом взаимодействия обычных альвеновских волн с электронными плазменными колебаниями [Goertz and Boswell, 1979].

Для ИАВ справедливо соотношение

$$\left| \frac{\delta E}{\delta B} \right| = v_A (1 + k_{\perp}^2 \lambda_e^2)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\lambda_e = c / \omega_0$  — инерционная длина электрона (здесь  $v_A$  — альвеновская скорость,  $c$  — скорость света,  $\omega_0$  — плазменная частота электронов), что предполагает рост отношения  $r$  с ростом  $k_{\perp}$ . Из дисперсионного уравнения для ИАВ

$$\omega^2 = \frac{k_{\parallel}^2 v_A^2}{1 + k_{\perp}^2 \lambda_e^2} \quad (3)$$

можно видеть, что для больших  $k_{\perp}$ , фазовая скорость ИАВ в поперечном направлении мала (оценки дают величину почти на порядок меньшую, чем скорость спутников на высотах 1000–2000 км, которая составляет  $\sim 7$  км/с). При этом, как и для статических структур, в спектре сигнала будут доминировать доплеровские частоты, появляющиеся при пересечении спутником неоднородностей, связанных, в этом случае, с волной.

Следует подчеркнуть, что интерпретация ULF-ELF турбулентности в рамках концепции инерционных альвеновских волн, в основном, основана на дисперсионных уравнениях, полученных в линейном приближении. Использование этого приближения не согласуется с наблюдениями больших значений амплитуд и, главное, степенного вида спектра турбулентности, который обычно связывают с прямым или обратным каскадом в  $k$ -пространстве в результате нелинейных взаимодействий.

В настоящей работе по наблюдениям электрических полей спутником FAST экспериментально исследуется инерционный диапазон [Frish, 1995] широкополосной ULF-ELF турбулентности. Используемая частота дискретизации  $512 \text{ с}^{-1}$  позволяет рассматривать масштабы от  $\sim 30$  м до 1 км, недоступные в случае использования данных более ранних ионосферных спутников (Hawkeye 1, Интеркосмос-Болгария 1300, Dynamics Explorer 2, AUREOL-3, HILAT, и других), разрешение которых не превышало  $20 \text{ с}^{-1}$ .

## 2. ИЗМЕРЕНИЯ МЕЛКОМАСШТАБНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЕ СПУТНИКОМ FAST

Спутник FAST был выведен на эллиптическую орбиту с перигеем 350 км, апогеем 4175 км и наклоном  $83^\circ$  (<http://sprg.ssl.berkeley.edu/fast/intro.html>) 21 августа 1996 г. Плоскость спина спутника совпадала с плоскостью обращения и не отклонялась более чем на  $6^\circ$  от плоскости локальной силовой линии геомагнитного поля. Период вращения был равен 5 с, период нутации — 30 с.

Измерения электрического поля осуществлялись с помощью десяти сферических датчиков, восемь из которых были установлены попарно на концах четырех 28-метровых проводящих штанг в плоскости спина и два — на штанге, ориентированной вдоль оси спина спутника [Ergun et al., 2001]. Электрическое поле вычислялось по разности потенциалов между двумя датчиками (одна из штанг в плоскости спина не раскрылась, но и оставшихся трех оказалось достаточно для определения полного вектора электрического поля). Сферические датчики также могли работать в режиме зонда Ленгмюра, в котором измеряется концентрация плазмы.

Разрешение в режиме, ориентированном на более высокочастотные ( $>1-10$  кГц) волновые поля, составляло  $2 \times 10^6$  с $^{-1}$ , в обычном режиме менялось от  $512$  с $^{-1}$  до  $2000$  с $^{-1}$ , в медленном режиме было равно  $125$  с $^{-1}$ . В настоящей работе мы используем измерения электрических полей с разрешением  $512$  с $^{-1}$ .

Спектральная обработка сигналов спутников (для данных спутника FAST она охватывает полосу частот от 0 до 2 МГц) обычно выполняется быстрым преобразованием Фурье (FFT). Однако этот метод может дать лишь качественную картину спектров и не позволяет получить неискаженные спектральные характеристики турбулентных полей, отличительной особенностью которых является присутствие разных частот (масштабов) в сигнале в разные моменты времени (нестационарность сигнала), что отчетливо видно в событиях ULF-ELF турбулентности на рис. 1 (средние панели). Естественным методом для исследования частотно-временных свойств таких сигналов является вейвлет преобразование, позволяющее одновременно получить распределение мощности сигнала, как по частотам (масштабам), так и по времени. По сравнению с преобразованием Фурье со скользящим окном, преимущество вейвлет преобразования состоит в том, что размер частотно-временных окон в этом случае не является фиксированным. Это позволяет одновременно хорошо локализовать во времени резкие градиенты (или разрывы) в сигнале и выполнять достаточно детальный частотный анализ на боль-

шом временном промежутке, имея один и тот же набор базисных функций.

Важным свойством турбулентных полей является их самоподобие (скейлинг), для выявления и исследования которого разработаны специальные методы, основанные на дискретном вейвлет разложении (ДВР). Как правило, в ДВР масштаб вейвлета  $s$  выбирается кратным степени двойки, то есть  $s = \Delta \times 2^j$ , где  $\Delta$  — масштаб разрешения исходных данных,  $j = 0, 1, 2, \dots$  уровень разрешения (или октава). В методе Абри [Abru et al., 2000], который ранее применялся для изучения скейлинга полей в работах [Головчанская и Козелов, 2010] и других, для каждой октавы  $j$  вычисляется дисперсия детализирующих вейвлет коэффициентов

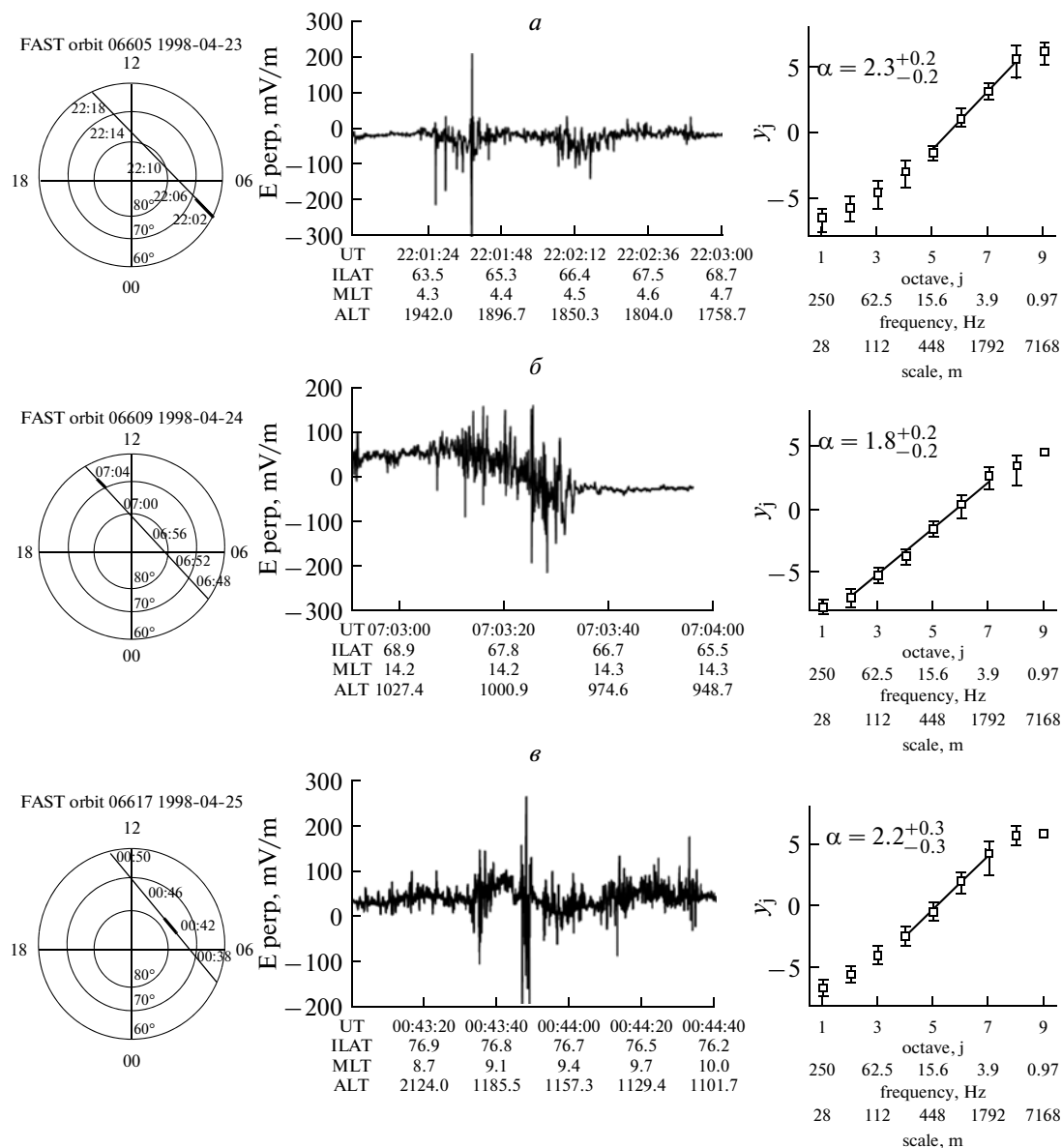
$$\mu_j = \frac{1}{K_j} \sum_{k=1}^{K_j} d^2(j, k), \text{ где } K_j \text{ — число детализирующих}$$

вейвлет коэффициентов при данном  $j$ . Индекс масштабирования  $\alpha$  оценивается из наклона регрессионной зависимости  $y_j = \log_2 \mu_j$  от  $j$  (так называемая логарифмическая диаграмма, ЛД), построенной с учетом доверительных интервалов оценок  $\mu_j$ , в той области  $j$ , где данная зависимость является линейной. В случае самоподобия данных, значения  $\alpha$  оказываются лежащими в интервале (1, 3).

Для оценок доверительных интервалов значений  $\mu_j$  и  $\alpha$  использовалась процедура блочного бутстрепа [Efron, 1982] вейвлет коэффициентов. Эта процедура позволяет производить оценки статистической значимости полученных значений статистических характеристик по одной реализации даже в случае сильных отклонений от нормального распределения. Детально сама процедура и выбор используемых параметров описаны в [Efron, 1982; Эфрон, 1988; Wendt et al., 2007]. В данной работе мы использовали длину блока 3 и число реализаций 100, значения доверительных интервалов приведены для 95% значимости.

## 3. СКЕЙЛИНГ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЕ ПО ДАННЫМ СПУТНИКА FAST

На центральных панелях рис. 1 показаны электрические поля в направлении вдоль траектории спутника FAST, измеренные на выделенных участках орбит (панели слева) с разрешением  $512$  с $^{-1}$  ( $\sim 14$  м), в трех событиях ULF-ELF турбулентности. В используемых данных (despun data) частоты в полосе  $0.03-1$  Гц отфильтрованы из сигналов, для того чтобы убрать контаминирующий вклад спина, нутации и их гармоник (<http://sprg.ssl.berkeley.edu/fast/intro.html>). В таблице 1, которая обобщает результаты статистического анализа (всего в настоящей работе рассмотрено 16 событий), это события 1, 7 и 13.



**Рис. 1.** (а, б, в). Слева: проекции орбит 06605, 06609, 06617 спутника FAST в координатах ILAT-MLT полярной ионосферы северного полушария. В центре: dc электрические поля (компонента вдоль траектории спутника), измеренные с разрешением  $512 \text{ с}^{-1}$  на выделенных участках орбит. Справа: логарифмические диаграммы, построенные для измеренных электрических полей с использованием вейвлета Добеши 5-го порядка. Доверительные интервалы оценки индекса  $\alpha$ , так же как и отдельных значений  $y_j$ , получены с применением процедуры бутстреп к коэффициентам вейвлет-разложения.

На правых панелях рисунков приведены ЛД, построенные методом Абри, и оценки индекса масштабирования  $\alpha$ , полученные из наклонов ЛД в тех промежутках масштабов, где характер ЛД степенной (т.е. линейный в двойном логарифмическом масштабе). На горизонтальных осях графиков ЛД, кроме октав, приведены соответствующие частоты и масштабы. При переводе частот в масштабы предполагалось, что связь между ними определяется соотношением Допплера  $2\pi f = kv_S$ , где  $v_S$  — скорость спутника. Формально при переводе частот в масштабы нужно учитывать зависи-

мость скорости спутника от высоты, а также геометрический фактор, связанный с расходимостью магнитной силовой трубки. Однако для рассматриваемого нами диапазона высот (700–2000 км) значения масштабов, умноженные на поправочный коэффициент, сохраняются в пределах тех же октав, что и без учета этой поправки.

Оценка индекса  $\alpha$ , вычисленная по событиям, приведенным в таблице, оказывается  $\alpha = 2.2$  со стандартным отклонением  $\pm 0.3$ .

Отметим также, что, хотя в большинстве рассмотренных событий, измеренная вдоль траекто-

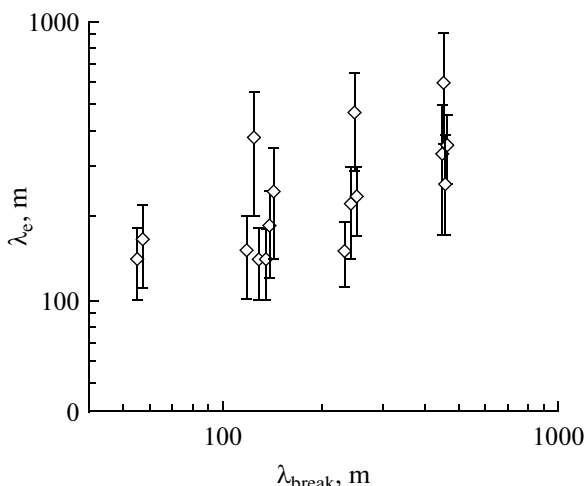
## События ULF-ELF турбулентности в высокоширотной ионосфере по данным спутника FAST

№	Орбита, дата	UT	Высота, км	$I_{LP}$ , нА $n_e$ , см <sup>-3</sup>	$\lambda_e$ , м	$\alpha$	$\lambda_{break}$ , м (октава $j$ ) изменения наклона ЛД
1	06605 1998-04-23	22:01:00–22:03:00	1988–1804	$I = 2000–3000$ $n_e = 200–900$	170–350	$2.3^{+0.2}_{-0.3}$	448 (5)
2	06605 1998-04-23	22:03:05–22:05:00	1804–1620	$I = 1000–3000$ $n_e = 100–900$	170–500	$1.8^{+0.3}_{-0.2}$	448 (5)
3	06605 1998-04-23	22:11:50–22:12:50	1025–947	$I = 6000–8000$ $n_e = 600–2400$	100–200	$1.7^{+0.2}_{-0.2}$	112 (3)
4	06609 1998-04-24	06:46:08–06:47:13	2529–2435	$I = 300–1000$ $n_e = 30–300$	290–910	$2.6^{+0.4}_{-0.4}$	448 (5)
5	06609 1998-04-24	06:47:48–06:48:24	2381–2331	$I = 800–2000$ $n_e = 80–600$	200–560	$2.1^{+0.2}_{-0.2}$	112 (3)
6	06609 1998-04-24	07:02:45–07:02:55	1047–1034	$I = 8000$ $n_e = 800–2400$	100–180	$2.0^{+0.5}_{-0.5}$	112 (3)
7	06609 1998-04-24	07:02:52–07:03:56	1038–953	$I = 8000$ $n_e = 800–2400$	100–180	$1.8^{+0.2}_{-0.3}$	56 (2)
8	06611 1998-04-24	11:12:05–11:12:28	2517–2474	$I = 1200$ $n_e = 120–360$	260–460	$1.7^{+0.3}_{-0.3}$	448 (5)
9	06611 1998-04-24	11:14:00–11:15:26	2364–2200	$I = 600–1000$ $n_e = 60–300$	290–650	$2.5^{+0.2}_{-0.2}$	224(4)
10	06611 1998-04-24	11:29:20–11:31:00	985–858	$I = 5000–7000$ $n_e = 500–2100$	110–220	$2.1^{+0.1}_{-0.1}$	56 (2)
11	06615 1998-04-24	20:20:21–20:21:58	996–873	$I = 4000–6000$ $n_e = 400–1800$	120–250	$2.5^{+0.1}_{-0.1}$	112 (3)
12	06617 1998-04-25	00:36:10–00:36:49	1859–1799	$I = 3000$ $n_e = 300–900$	170–300	$2.5^{+0.2}_{-0.4}$	224 (4)
13	06617 1998-04-25	00:43:00–00:44:40	1242–1101	$I = 3000–4000$ $n_e = 300–1200$	140–300	$2.2^{+0.3}_{-0.3}$	224 (4)
14	06625 1998-04-25	18:19:10–18:21:40	1833–1603	$I = 2000–4000$ $n_e = 200–1200$	140–350	$2.2^{+0.2}_{-0.3}$	112 (3)
15	06625 1998-04-25	18:31:16–18:31:33	816–783	$I = 7000$ $n_e = 700–2100$	110–190	$2.2^{+0.3}_{-0.3}$	224 (4)
16	06625 1998-04-25	18:31:45–18:32:03	783–749	$I = 8000$ $n_e = 800–2400$	100–180	$2.3^{+0.1}_{-0.2}$	112 (3)

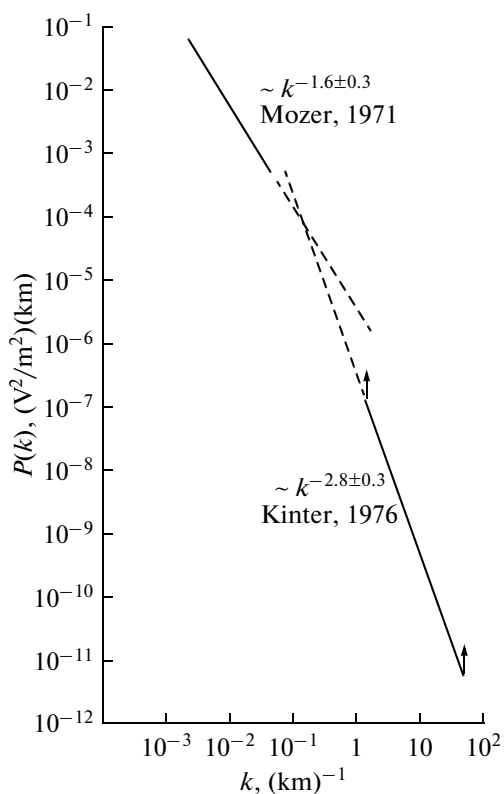
рии спутника компонента поля была близка к направлению север-юг (как, например, в событиях на рис. 1а, б), в тех случаях, когда она имела азимутальное направление (например, в событии на рис. 1в), значение индекса  $\alpha$  попадало в доверительный интервал приведенной выше оценки. Это согласуется с представлением об изотропном характере турбулентности в поперечной к внешнему магнитному полю плоскости на масштабах <1 км [Stasiewicz et al., 2000].

В ряде работ, связывающих ULF-ELF турбулентность с инерционными альвеновскими волнами в нелинейном режиме [Chaston et al., 2006;

Lund, 2010], авторы отождествляют наблюдаемый степенной участок спектра с инерционным диапазоном турбулентности и при этом предполагают прямой каскад энергии в  $k$ -пространстве, начиная с масштабов ~1 км на меньшие масштабы. При этом переход к диффузионной области, который должен проявляться как заметное увеличение наклона ЛД по сравнению с наклоном в инерционном диапазоне, ожидается вблизи инерционной длины электрона  $\lambda_e$ , которая на высотах от 700 до 2500 км составляет 100–900 м. Диссипация турбулентности авторами [Chaston et al., 2006; Lund, 2010] связывается с взаимодействием вол-



**Рис. 2.** Сравнение масштаба  $\lambda_{\text{break}}$ , на котором начинается отклонение от степенного закона зависимости мощности электрических флуктуаций от масштаба, и инерционной длины электрона  $\lambda_e$ , рассчитанной по измерениям электронной концентрации спутником FAST, в шестнадцати событиях широкополосной ULF-ELF турбулентности из таблицы.



**Рис. 3.** Представления о наклонах спектров мощности  $E^2(k)$  в ранних работах по исследованию мелко-масштабных электрических полей в ионосфере.

на-частица, а именно, с ускорением электронов инерционными альвеновскими волнами на масштабах порядка  $\lambda_e$ , приводящим к диссипации энергии волн [Kletzing, 1994].

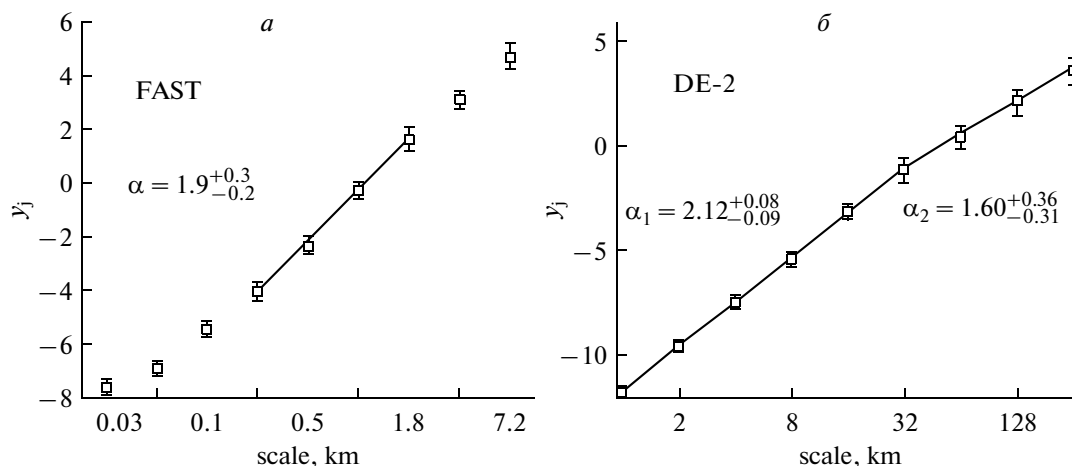
Нами было проанализировано поведение ЛД в окрестности инерционной длины электрона  $\lambda_e$  во всех рассмотренных событиях. Значения  $\lambda_e$ , рассчитанные по формуле  $\lambda_e[\text{m}] = 5000/n_e^{1/2}$ , где электронная концентрация  $n_e$  берется в  $\text{см}^{-3}$ , приведены в таблице. Таблица также содержит значения электронной концентрации  $n_e$ , которые определялись как ток  $I_{\text{LP}}$ , измеренный Ленгмюровским зондом (в нА), умноженный на калибровочный множитель  $(0.2 \pm 0.1)$  [Chaston et al., 2006]. Для сравнения, в последнем столбце таблицы приведены значения масштаба  $\lambda_{\text{break}}$  (разрешенного с точностью до октавы), на котором зависимость ЛД от масштаба перестает быть степенной со стороны малых масштабов структур. На рис.2 построена зависимость значений  $\lambda_e$  от  $\lambda_{\text{break}}$  в различных событиях. Несмотря на большие неточности, связанные с погрешностями при определении электронной концентрации, некоторая связь между  $\lambda_e$  и  $\lambda_{\text{break}}$  достаточно отчетливо прослеживается на рисунке. Вместе с тем, примерно в 30% событий из таблицы инерционный диапазон, характеризуемый индексом  $\alpha \sim 2$ , продолжается в область масштабов  $< \lambda_e$ .

Следует особо подчеркнуть, что ни в одном из шестнадцати событий нарушение степенной зависимости ЛД от масштаба вблизи  $\lambda_e$  не носит характера отсечки по масштабу или резкого убывания  $y_j$  с уменьшением масштаба, что можно было бы ожидать в случае перехода к диффузионному диапазону. Напротив, начиная с  $\lambda_{\text{break}}$ , всегда имеет место выполаживание ЛД и ее продолжение в область масштабов  $< \lambda_{\text{break}}$  с меньшим наклоном.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Широкополосная ULF-ELF турбулентность постоянно регистрируется ракетами и спутниками на авроральных магнитных силовых линиях. Она наблюдается во все MLT, при любых уровнях геомагнитной возмущенности, и в области высот, по крайней мере, до  $4R_E$  [Stasiewicz et al., 2000]. После детального исследования, выполненного Андре и коллегами [André et al., 1998], ее считают основным механизмом поперечного нагрева ионов в верхней ионосфере, последующее выталкивание которых пробочной конфигурацией магнитного поля на большие высоты является основным источником ионосферных частиц в магнитосфере. Выяснение природы широкополосной ULF-ELF турбулентности может в значительной степени прояснить характер магнитосферно-ионосферного взаимодействия на малых масштабах.

В ранней работе [Kintner and Seyler, 1985] на основе экстраполяции спектральных кривых, полученных в работах [Mozer, 1971] для масштабов  $> 100$  км и [Kintner, 1976] для масштабов  $< 1$  км



**Рис. 4.** Скейлинг мелкомасштабных электрических полей в верхней ионосфере, полученный методом Абри [Abry et al., 2000] для масштабов (а) 0.03–7 км по данным спутника FAST и (б) 1–128 км по данным спутника Dynamics Explorer 2 [Golovchanskaya et al., 2010]. Используются вейвлеты Добеши 5-го порядка. Вертикальными линиями показаны 95% доверительные интервалы, вычисленные с применением процедуры бутстрепа к коэффициентам вейвлет-разложения.

(рис. 3), ожидалось, что турбулентность удастся объяснить аналогией с 2D гидродинамической турбулентностью Ирошникава–Крайхнана. При этом масштаб пересечения кривых отождествлялся с масштабом накачки энергии в систему. В более поздних работах (например, [Basu et al., 1988; Earle and Kelley, 1993; Chaston et al., 2006; Lund, 2010]), как правило, на основе рассмотрения единичных событий, сообщались другие значения спектральных индексов и давались другие интерпретации.

В работе [Golovchanskaya and Kozelov, 2010] мы применили метод Абри [Abry et al., 2000] к измерениям электрических полей спутником Dynamics Explorer 2 (DE-2) (разрешение  $16 \text{ с}^{-1}$  или  $\sim 500 \text{ м}$ ). На рис. 4б показана логарифмическая диаграмма, построенная по наблюдениям полей DE-2 в пятнадцати событиях широкополосной турбулентности, объединенных в один массив. При этом для масштабов от 1 до 32 км была получена оценка  $\alpha = 2.12 \pm 0.1$ . (Заметим, что значение спектрального индекса  $\sim 2$  на масштабах от 1 до 10 км сообщалось в работе [Dubinin et al., 1988] по данным спутника Интеркосмос-Болгария-1300). В настоящей работе этот же метод был применен к данным спутника FAST в шестнадцати событиях турбулентности (таблица). Полученная оценка индекса масштабирования электрических полей  $\alpha \sim 1.9^{+0.3}_{-0.2}$  на масштабах  $< 2 \text{ км}$  (рис. 4а) дает основания предполагать, что режим скейлинга, показанный на рис. 4б, продолжается в область меньших масштабов.

Разрешение спутника FAST позволяет проследить важный с точки зрения физики турбулентности диапазон масштабов вблизи инерционной длины электрона  $\lambda_e$  и проверить связь исследуе-

мого явления с ИАВ. Как отмечено выше, наблюдаемое выполаживание ЛД вблизи  $\lambda_e$  является косвенным свидетельством в пользу обратного каскада энергии в  $k$ -пространстве, к которому, по-видимому, приводят нелинейные взаимодействия ИАВ. Интересно, что основные предположения к настоящему времени теории нелинейной динамики альвеновских возмущений [Volokitin and Dubinin, 1989; Pokhotelov et al., 2003; Chang et al., 2004] также предсказывают обратный характер каскада, то есть образование не распространяющихся когерентных структур (конвективных ячеек, токовых филаментов) за счет перекачки энергии из мелкомасштабных возмущений. Отметим также, что ранее авторы [Earle and Kelley, 1993] обнаружили в спектрах турбулентных электрических полей особенность в виде плато на масштабе  $\sim 100 \text{ м}$ , который был ими отождествлен с масштабом накачки энергии в систему.

## 5. ВЫВОДЫ

1. По данным спутника FAST с разрешением  $512 \text{ с}^{-1}$  показано, что в области масштабов  $< 2 \text{ км}$  широкополосная ELF турбулентность характеризуется степенной зависимостью ( $\sim s^\alpha$ ) мощности турбулентных структур электрического поля от масштаба  $s$  структуры, при этом среднее по событиям значение  $\alpha = 2.2 \pm 0.3$ .

2. Найденное значение показателя степени  $\alpha$  совпадает в пределах доверительного интервала с его оценкой, полученной ранее для масштабов 1–30 км по измерениям электрических полей в верхней ионосфере спутником Dynamics Explorer 2.

3. Данная степенная зависимость продолжается до масштаба инерционной длины электрона  $\lambda_e$  (а в некоторых случаях до меньших масштабов). На масштабах меньших, чем  $\lambda_e$ , имеется тенденция к уменьшению  $\alpha$ .

Авторы благодарят И.М. Подгорного за ценные замечания и полезную дискуссию.

Работа выполнена при поддержке программы Президиума РАН № 22.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Головчанская И.В., Козелов Б.В. Свойства электрической турбулентности в ионосфере полярной шапки // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 50. № 5. С. 603–615. 2010
- Дубинин Е.М., Подгорный И.М., В. Балебанов В.М., Банков Л., Банков Н., Гдалевич Г.Л., Дачев Ц., Жузгов Л.И., Кутиев И., Лазарев В.И., Николаева Н.С., Серафимов К., Станев Г., Теодосиев Д. Интенсивные локализованные возмущения авроральной ионосферы // Космич. исслед. Т. 23. С. 449–465. 1985.
- Дубинин Е.М., Израелевич П.Л., Николаева Н.С., Подгорный И.М., Банков Н., Тодориева Л. Электромагнитные структуры на авроральных высотах // Космич. исслед. Т. 24. С. 434–439. 1986.
- Эфрон Б. Нетрадиционные методы многомерного статистического анализа: Сб. статей: Пер. с англ. // М.: Финансы и статистика, 263 с. 1988.
- Abry P., Flandrin P., Taqqu M.S., Veitch D. Wavelets for the analysis, estimation and synthesis of scaling data // in Self-Similar Network Traffic and Performance Evaluation, edited by Park K. and Willinger W. P. 39. Wiley-Interscience, Hoboken, N. J. 2000.
- André M., Norqvist P., Andersson L., Eliasson L., Eriksson A.I., Blomberg L., Erlandson R.E., Waldemark J. Ion energization mechanisms at 1700 km in the auroral region // J. Geophys. Res. V. 103. № A3. P. 4199–4222. 1998.
- Basu, S., Basu S., MacKenzie E., Fougere P.F., Coley W.R., Maynard N.C., Winningham J. D., Sugiura M., Hanson W.B., and Hoegy W.R. Simultaneous density and electric field fluctuation spectra associated with velocity shears in the auroral oval // J. Geophys. Res. V. 93. № A1. P. 115–136. 1988.
- Chaston C.C., Genot V., Bonnell J.W., Carlson C.W., McFadden J.P., Ergun R.E., Strangeway R.J., Lund E.J., and Hwang K.J. Ionospheric erosion by Alfvén waves // J. Geophys. Res. V. 111. № A03206. doi:10.1029/2005JA011367. 2006.
- Chang T., Tam S.W.Y., Wu C.C. Complexity induced anisotropic bimodal intermittent turbulence in space plasmas // Phys. Plasma. V. 11. № 4. P. 1287–1299. 2004.
- Dubinin E.M., Volokitin A.S., Israelevich P.L., Nikolaeva N.S. Auroral electromagnetic disturbances at altitudes of 900 km: Alfvén wave turbulence // Planet. Space Sci. V. 36. № A10. P. 949–962. 1988.
- Earle G.D., Kelley M.C. Spectral evidence for stirring scales and two-dimensional turbulence in the auroral ionosphere // J. Geophys. Res. V. 98. № A7. P. 11543–11548. 1993.
- Efron B. The jackknife, the bootstrap, and other resampling plans // Society for Industrial and Applied Mathematics. Philadelphia. 224 с. 1982.
- Ergun R.E., Carlson C.W., Mozer F.S., Delory G.T., Temerin M., McFadden J.P., Pankow D., Abiad R., Harvey P., Wilkes R., Primbsch H., Elphic R., Strangeway R., Pfaff R., Catell C.A. The FAST satellite fields instrument // Space Sci. Rev. V. 98. P. 67–91. 2001.
- Forget B., Cerisier J.-C., Berthelier A., Berthelier J.-J. Ionospheric closure of small-scale Birkeland currents // J. Geophys. Res. V. 96. P. 1843–1847. 1991.
- Goertz C.K., Boswell R.W. Magnetosphere-ionosphere coupling // J. Geophys. Res. V. 84. P. 7239–7246. 1979.
- Golovchanskaya I.V., Ostapenko A.A., Kozelov B.V. Relationship between the high-latitude electric and magnetic turbulence and the Birkeland field-aligned currents // J. Geophys. Res. V. 111. A12301. doi: 10.1029/2006JA011835. 2006.
- Golovchanskaya I.V. On the seasonal variation of electric and magnetic turbulence at high latitudes // Geophys. Res. Lett. V. 34. L13103. doi:10.1029/2007GL030125. 2007.
- Golovchanskaya I.V., Kozelov B.V. On the origin of electric turbulence in the polar cap ionosphere // J. Geophys. Res. V. 115. A09321. doi: 10.1029/2009JA014632. 2010.
- Heppner J.P., Liebrecht M.C., Maynard N.C., Pfaff R.F. High-latitude distributions of plasma waves and spatial irregularities from DE-2 alternating current electric field observations // J. Geophys. Res. V. 98. P. 1629–1652. 1993.
- Kelley M.C. Mozer F.S. A satellite survey of vector electric fields in the ionosphere at frequencies of 10 to 500 Hz, 1. Isotropic, high-altitude electrostatic emissions // J. Geophys. Res. V. 7. P. 4158–4173. 1972.
- Kintner P.M.Jr. Observations of velocity shear driven plasma turbulence // J. Geophys. Res. V. 81. P. 5114–5122. 1976.
- Kintner P.M., Seyler C.E. The status of observation and theory of high latitude ionospheric and magnetospheric plasma turbulence // Space Sci. Rev. V. 41. P. 91–128. 1985.
- Kletzing C.A. Electron acceleration by kinetic Alfvén waves // J. Geophys. Res. V. 99. № A6. P. 11095–11103. 1994.
- Kozelov B.V., Golovchanskaya I.V., Ostapenko A.A., Fedorenko Y.V. Wavelet analysis of high-latitude electric and magnetic fluctuations observed by the Dynamic Explorer 2 satellite // J. Geophys. Res. V. 113. A03308. doi:10.1029/2007JA012575. 2008.
- Lund E.J. On the dissipation scale of broadband ELF waves in the auroral region // J. Geophys. Res. V. 115. A01201. doi:10.1029/2009JA014545. 2010.
- Mozer F.S. Power spectra of the magnetospheric electric field // J. Geophys. Res. V. 76. P. 3651–3667. 1971.



- *Pokhotelov O.A., Onishchenko O.G., Sagdeev R.Z., Treumann R.A.* Nonlinear dynamics of inertial Alfvén waves in the upper ionosphere: Parametric generation of electrostatic convective cells // *J. Geophys. Res.* V. 108. A1291. doi:10.1029/2003JA009888. 2003.
- *Stasiewicz K., Bellan P., Chaston C.* Small scale Alfvénic structure in the aurora // *Space Sci. Rev.* V. 92. P. 423–533. 2000.
- *Stix T.H.* The theory of plasma waves // McGraw-Hill. New York. 283 pp. 1962.
- *Sugiura M., Maynard N.C., Farthing W.H., Heppner J.P., Ledley B.G., Cahill L.G., Jr.* Initial results on the correlation between the magnetic and electric fields observed from the DE-2 satellite in the field-aligned current regions // *Geophys. Res. Lett.* V. 9. № 9. P. 985–988. 1982.
- *Volokitin A.S., Dubinin E.M.* The turbulence of Alfvén waves in the polar magnetosphere of the Earth // *Planet. Space Sci.* V. 37. № A7. P. 761–765. 1989.
- *Weimer, D.R., Goertz C.K., Gurnett D.A.* Auroral zone electric fields from DE 1 and 2 at magnetic conjunctions // *J. Geophys. Res.* V. 90. № A8. P. 7479–7494. 1985.
- *Wendt, H., Abry P., Jaffard S.* Bootstrap for empirical multifractal analysis // *IEEE Signal Processing Magazine.* July 2007 P. 38–48. 2007.