

Эмпирический степенной закон для спектров магнитной турбулентности анизотропной плазмы

С. А. Романов¹⁾, С. И. Климов, С. П. Савин

Институт космических исследований РАН, 117997 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 июля 2012 г.

После переработки 9 октября 2012 г.

По результатам плазменных и магнитных измерений на четырех космических аппаратах (КА) эксперимента Кластер в турбулентной плазме в области внешнего каспа Земли и в его окрестности получены трехмерные динамические распределения колебаний магнитного поля по волновым векторам \mathbf{k} . Найденные \mathbf{k} -спектры характеризуются сильной и разнородной анизотропией. Для 288 трехмерных спектров в интервале длин волн, перекрывающем МГД и ионные масштабы, проанализированы зависимости энергии магнитных колебаний от модуля волнового вектора. Показано, что в интервале длин волн от ~ 2000 до ~ 10 км независимо от величины и характера анизотропии плотность энергии магнитных флуктуаций, отнесенная к единице объема в пространстве волновых векторов и усредненная по полному телесному углу, спадает с величиной $|\mathbf{k}|$ по степенному закону с показателем степени $\alpha = -5.0 \pm 0.3$.

Исследования турбулентности межпланетной плазмы важны как с точки зрения расширения наших знаний о турбулентности вообще, так и в связи с тем, что она влияет на процессы переноса вещества и энергии в солнечном ветре и в магнитосфере Земли. Межпланетная плазма несет в себе замороженное магнитное поле. В плазмах подобного типа пульсации скорости и магнитные колебания связаны между собой. В области низких частот поведение такой плазмы описывается с помощью магнитной гидродинамики (МГД), в рамках которой разработан ряд феноменологических моделей. В этих моделях, так же как в модели Колмогорова–Обухова К41 [1] для нейтральной жидкости, рассматриваются три качественно различных области масштабов: область инжекции, инерционная область и область диссипации. Общепринятая точка зрения относительно развитой трехмерной турбулентности состоит в том, что энергия инжектируется в систему на больших масштабах, сравнимых с размерами системы, и переносится каскадным процессом к меньшим масштабам в инерционной области вследствие нелинейного взаимодействия волн. В результате в инерционной области возникает спектр, спадающий по степенному закону $E_k \sim k^\alpha$, где E_k – спектральная плотность энергии, k – волновое число, $\alpha < 0$. В МГД-моделях диссипация энергии пренебрежимо мала всюду, за исключением области малых масштабов.

Наиболее известные МГД-модели – изотропная модель Ирошникова–Кречнана (ИК) [2, 3] и анизо-

тропная модель Гольдрайха–Сридары (GS95) [4]. Модель ИК описывает турбулентность, формирующуюся в результате нелинейного взаимодействия альвеновских волн, распространяющихся навстречу друг другу. Она предсказывает для спектра магнитных флуктуаций в области низких частот степенную зависимость от волнового числа с показателем степени $\alpha = -3/2$. В модели GS95 главная роль в формировании турбулентного каскада также отводится альвеновским колебаниям, но в нелинейном взаимодействии предполагается участие медленных магнитозвуковых волн. Эта модель предсказывает анизотропную турбулентность с каскадом энергии, идущим много быстрее вдоль k_\perp , чем вдоль k_\parallel (где k_\perp , k_\parallel – компоненты волнового вектора по отношению к фоновому магнитному полю \mathbf{B}_0). Зависимость энергии колебаний от k_\perp согласно этой модели должна описываться степенным законом с показателем $\alpha = -5/3$. В области частот выше протонной гирочастоты и масштабов, меньших гирорадиуса протонов и ионной инерционной длины c/ω_{pi} , турбулентность плазмы поддерживается генерацией вистлеров и кинетических альвеновских волн. Вистлерный режим теоретически исследовался в работе [5] с применением холловской магнитной гидродинамики. При рассмотрении спектров магнитной турбулентности для масштабов, меньших c/ω_{pi} , авторы этой работы нашли ряд спектральных индексов, которые изменяются от $\alpha = -7/3$, когда магнитная энергия превосходит кинетическую, до $\alpha = -11/3$, когда кинетическая энергия превосходит магнитную.

Наряду с трехмерной турбулентностью колмогоровского типа в жидкостных теориях рассматривает-

¹⁾ e-mail: sroman@iki.rssi.ru

ся двумерная турбулентность. Согласно теории двумерной турбулентности накачка энергии в систему может происходить в области средних значений волновых чисел и должен существовать обратный каскад переноса энергии к большим масштабам с диссипацией на внешних границах системы [6].

Экспериментальному исследованию турбулентности космической плазмы посвящено большое количество работ. В статье [7] дан обзор соответствующих публикаций. Однако до настоящего времени получено очень мало сведений о трехмерных пространственных распределениях. Задача нахождения распределений по волновым числам в большинстве работ решалась с использованием односпутниковых измерений, которые давали спектры магнитного поля по частоте в эйлеровой системе отсчета. Для перехода от частотных спектров к распределениям по волновым числам использовалась гипотеза Тейлора, предполагающая, что фазовые скорости основных волновых мод много меньше скорости переноса их плазмой. В этом приближении $k(f) \cong (2\pi/V_0)f$, где V_0 – средняя скорость плазмы, k – проекция волнового вектора на вектор скорости, f – измеренная частота. Очевидно, что таким способом можно получить лишь одномерные распределения масштабов магнитных неоднородностей, замороженных в плазму, в проекции на направление вектора \mathbf{V}_0 .

Многочисленные измерения флуктуаций магнитного поля в солнечном ветре показали, что низкочастотные спектры солнечного ветра в спутниковой системе отсчета обычно имеют степенную форму с колмогоровским значением спектрального индекса $-5/3$. В то же время в солнечном ветре и в магнитослое Земли регулярно наблюдаются частотные спектры, описываемые двумя степенными зависимостями с изломом вблизи циклотронной частоты протонов f_{cp} [8–10]. Ниже точки перелома наклон частотного спектра обычно оказывается близким к колмогоровскому. Выше этой точки спектральный индекс находится в пределах от -2 до -4 . (В конце статьи мы попытаемся объяснить этот факт исходя из полученных трехмерных распределений по волновым векторам.)

С запуском на орбиту вокруг Земли четырех аппаратов Кластера (КА) открылась возможность получения локальных пространственных распределений колебаний магнитного поля непосредственно по задержкам сигнала в четырех пространственных точках. Впервые трехмерный спектр магнитных колебаний в зависимости от волновых векторов был опубликован в работе [11]. Спектр был получен по ре-

зультатам измерений Кластера в магнитослое Земли вблизи высотного каспа. Найденный спектр характеризовался сильной анизотропией с наиболее быстрым спадом плотности мощности вдоль направления среднего магнитного поля \mathbf{B}_0 и с минимальным наклоном в направлении массовой скорости \mathbf{V}_0 , ортогональном среднему магнитному полю. Спад плотности мощности вдоль $\pm \mathbf{V}_0$ описывался степенным законом с показателем степени $-8/3$.

С использованием результатов измерений Кластера в области высотного каспа нами впервые получен динамический ряд трехмерных пространственных спектров, для которых мы нашли обобщенный степенной закон, не зависящий от характера анизотропии конкретного спектра. Краткому изложению этих результатов и посвящена настоящая статья. Трехмерные спектры были получены с использованием измерений Кластера 13 февраля 2001 г. в течение времени от 19:46 до 20:16 UT (время приводится в часах и минутах). В это время четыре аппарата Кластера, расстояние между которыми варьировалось от 400 до 700 км, перемещались по близким орбитам из магнитослоя Земли в касп и затем в пограничный с ним слой плазменной мантии. С 19:56 до $\sim 20:01$ UT они находились в магнитослое. С $\sim 20:01$ до $\sim 20:07$ UT спутники пересекали верхний слой каспа. С $\sim 20:07$ до 20:11 и с 20:13 до 20:16 UT они находились в плазменной мантии [12]. В нашей работе использовался следующий набор экспериментальных данных: 1) результаты измерений магнитного поля магнитометрами FGM с опросом 22 вектора в секунду [13] с четырех аппаратов Кластера; 2) измерения электрического поля, опрашиваемые с частотой 25 векторов в секунду (EFW experiment [14]) также с четырех КА; 3) параметры плазмы (скорость, плотность, температура ионов и электронов), получаемые с частотой раз в 4 с в эксперименте CIS-HIA [15].

Для нахождения трехмерных распределений магнитного поля по волновым векторам был применен метод продленных разностей фаз, впервые описанный в статье [16]. Этот метод основан на наличии корреляции флуктуаций, регистрируемых на четырех КА в диапазоне измеренных частот от 0.01 до 11 Гц. Последнее обстоятельство позволяет исходя из шести корреляционных функций для сигналов, измеренных в четырех пространственных точках, находить соответствующие разности фаз и по ним определять величину и направление волнового вектора в зависимости от частоты. Таким способом для каждого временного окна данных находится один \mathbf{k} -спектр, наилучшим образом удовлетворяющий шести фазовым уравнениям. Применяя скользящее окно данных

с минимальным шагом по времени, можно проследить динамику спектров и оценивать роль случайных факторов. Преимущество этого метода состоит в том, что он позволяет находить волновые векторы \mathbf{k} для длин волн, меньших среднего расстояния между КА. (Здесь используется свойство непрерывности (гладкости) зависимости находимых разностей фаз $\Delta\varphi(f)$ от частоты [16]).

На рис. 1 приведены три примера найденных \mathbf{k} -спектров. Один из них относится к магнитослою над каспом, два других получены по измерениям внутри каспа. Они представлены в проекциях на координатные плоскости в системе координат, ось Z которой направлена по $-\mathbf{V}_0$, где \mathbf{V}_0 – среднее (фоновое) магнитное поле. (Под проекцией на плоскость понимается свертка трехмерного спектра вдоль оси, перпендикулярной этой плоскости.) Все спектры получены усреднением по ансамблю из 80 первичных спектров, рассчитанных с использованием 90-секундного скользящего окна данных с шагом в ~ 0.18 с. Такое усреднение дает картину, позволяющую судить о сохраняющихся в течение данного интервала времени элементах спектра в области малых значений $|\mathbf{k}|$ и пронаблюдать, как эволюционирует при этом коротковолновая часть. Над верхней панелью для каждого спектра указаны центральное время первого и последнего первичного спектра, использованного при усреднении, а также средние значения параметра β , показывающего отношение давления плазмы к давлению магнитного поля, и параметра $A = T_{p\perp}/T_{p\parallel}$, где $T_{p\perp}$ и $T_{p\parallel}$ – поперечная и продольная по отношению к магнитному полю температуры протонов. Кроме самих спектров, на рис. 1 приведены резонансные значения волновых чисел, соответствующие ларморовским радиусам протонов и альфа-частиц, а также ионной инерционной длине $\lambda_i = c/\omega_{pi}$, где c – скорость света, ω_{pi} – ионная плазменная частота по протонам.

Приведенные примеры демонстрируют, насколько разнообразны формы находимых пространственных спектров. Первый спектр на рис. 1 получен по измерениям в магнитослое и типичен для спектров, найденных в этой области. Здесь наблюдается анизотропия, при которой $k_{\perp} \gg k_{\parallel}$ (что качественно согласуется с МГД-моделью [4] и экспериментальным результатом, полученным для той же области в работе [11]). Форма спектра зависит от длительности интервала усреднения. В данном случае мы имеем вихревую структуру. В этом мы убедились, разбив использованный при получении спектра 14-секундный интервал усреднения на 4 части. В результате мы получили последовательность из четырех \mathbf{k} -спектров,

в которой коротковолновые участки поворачивались от спектра к спектру в плоскости XU против часовой стрелки на несколько градусов в направлении вращения положительных ионов. Дифференциальное вращение различных частей спектра подтверждается спиральным характером его проекции на плоскость XU .

Два других \mathbf{k} -спектра, представленных на рис. 1, в отличие от первого, не имеют ни теоретических, ни экспериментальных предшествующих аналогов. Они, безусловно, случайны, так как в точности нигде не повторяются. В то же время в них присутствуют некоторые общие черты, присущие большинству спектров. Наиболее интересно отметить ярко выраженное изменение характера анизотропии распределений по волновым векторам при переходе k_{\perp} через резонансные значения, соответствующие ларморовским радиусам протонов и альфа-частиц, а также ионной инерционной длине. Видно, например, что второй \mathbf{k} -спектр на рис. 1 представляет собой пространственную структуру с ядром, вытянутым вдоль оси, перпендикулярной фоновому полю, и с периферийными областями, расположенными вдоль поля и закрученными по часовой стрелке (не так, как в первом спектре). Третий спектр лежит в плоскости, параллельной магнитному полю. Он также имеет ядро, перпендикулярное полю, и расширяется на резонансах вдоль поля. При этом сохраняется соотношение $k_{\perp} > k_{\parallel}$.

Мы обнаружили, что анизотропия присуща всем найденным спектрам. Характер и степень анизотропии часто меняются от одного спектра к другому. При этом они не однозначно связаны с постоянно изменяющимися средними параметрами плазмы, такими, как \mathbf{V}_0 , \mathbf{V}_0 , β и A . Параметры анизотропии изменяются и в пределах одного спектра при переходе через резонансные значения волновых чисел. Исходя из этого в качестве общей характеристики, позволяющей сравнивать разные спектры между собой, мы выбрали функцию, описывающую зависимость мощности колебаний от модуля волнового вектора и представляющую собой свертку трехмерного векторного распределения по углам. Мы определяем интегральное по углу распределение энергии колебаний по волновым числам как

$$F(k) = b^2(k)/(k^2 dk), \quad (1)$$

где $b^2(k)$ – мощность магнитных флуктуаций в интервале значений $k \pm \Delta k/2$, $k = (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2)^{1/2}$. Если правую часть уравнения (1) разделить на полный телесный угол 4π , получится выражение для средней мощности колебаний в интервале $k \pm \Delta k/2$, прихо-

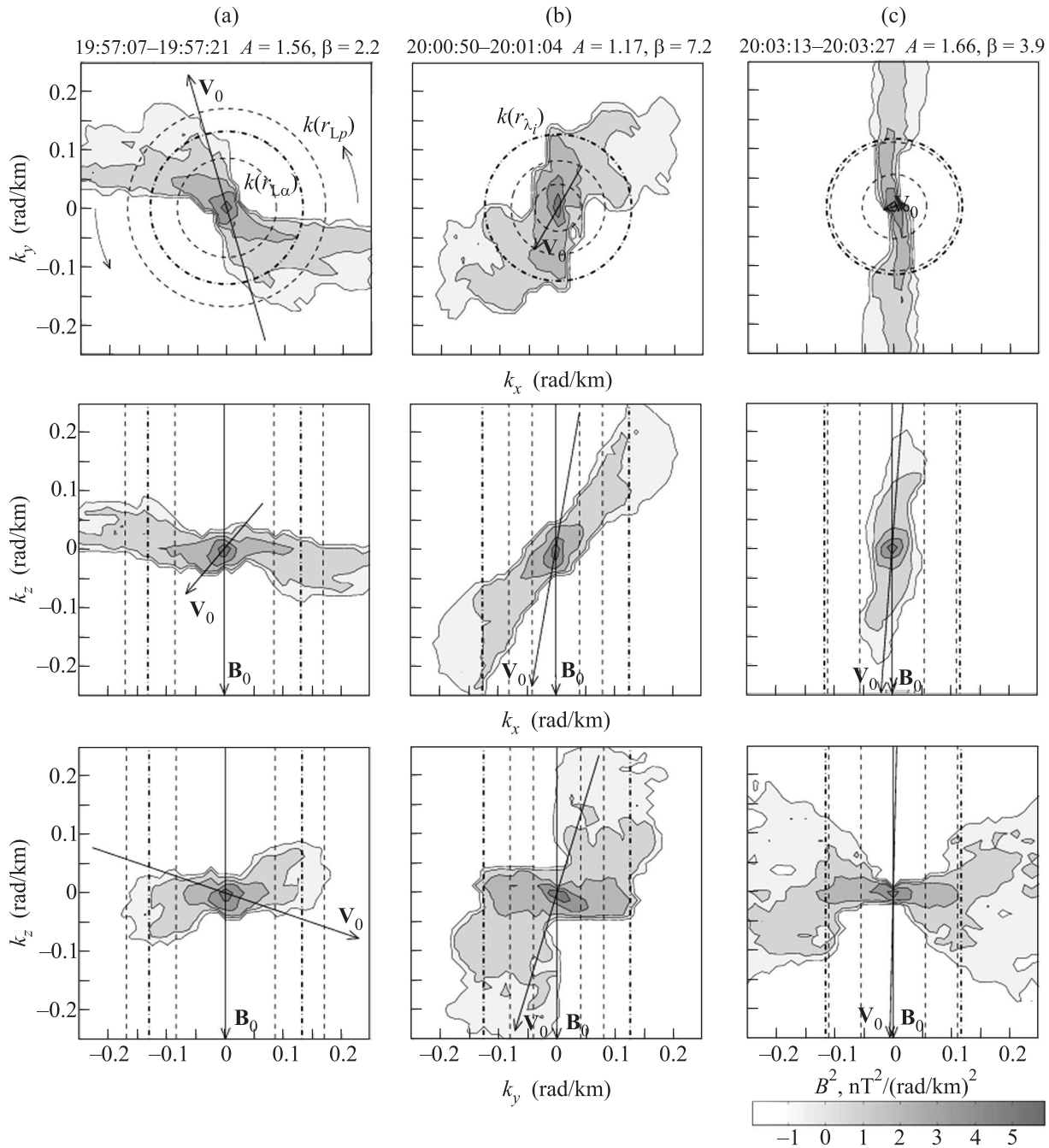


Рис. 1. Примеры трехмерных \mathbf{k} -спектров магнитного поля в проекциях на координатные плоскости в системе отсчета, связанной со средним магнитным полем \mathbf{B}_0 . Направления вектора \mathbf{B}_0 и скорости плазмы \mathbf{V}_0 показаны стрелками (на верхних панелях вектор \mathbf{B}_0 направлен в чертеж). Спектры получены усреднением по ансамблю из 80 первичных спектров, рассчитанных с помощью 90-секундного скользящего окна данных с шагом 0.18 с. Спектр в левой колонке относится к магнитослою, два других получены по измерениям в каспе. Штриховыми линиями показаны значения $k = 2\pi/r_{Lp}$ и $2\pi/r_{L\alpha}$, соответствующие ларморовским радиусам протонов и альфа-частиц, штрихпунктирными – значения $k = 2\pi/\lambda_i$, где λ_i – протонная инерционная длина. Прослеживаются разные проявления анизотропии и влияние \mathbf{k} -резонансов на форму спектра

дающей на единицу объема в пространстве волновых векторов. Спектры $F(k)$ вычислялись по реализациям из 2048 точек векторных измерений поля

(с частотой опроса ~ 22 Гц) по всей описываемой 20-минутной области наблюдений с шагом в 4 с. (Всего было рассчитано 288 спектров; каждый \mathbf{k} -спектр

состоял из 40 точек.) Мы нашли, что в логарифмическом масштабе каждый из полученных таким образом спектров достаточно хорошо аппроксимируется линейной зависимостью с постоянным наклоном к оси абсцисс по всему спектру. Наилучшая подгонка степенной функции, выполненная для каждого из спектров, дала близкие значения спектрального индекса. Его среднее значение по всем спектрам оказалось равным $\alpha = -5.15 \pm 0.45$.

Здесь мы приведем другой способ оценки средних параметров аппроксимирующей степенной зависимости от модуля k для совокупности спектров. В нем все спектры, относящиеся к выбранной области наблюдения, используются совместно для проведения через общее множество образуемых ими точек средней степенной функции. Подгонка под экспериментальные точки линейной в логарифмическом масштабе функции выполнялась методом наименьших квадратов. На рис. 2 приведены результаты этой подгонки для трех областей наблюдения, относящихся к магнитослою, каспу и к плазменной мантии, а также для всего интервала наблюдений, включая границы между разными областями. На рисунке указаны время пребывания Кластера в этих областях, количество спектров, приходящееся на каждый выбранный интервал, и среднее значение параметра β . На каждом графике исходное облако точек $F(k)$ дополнено изображением их средних значений, полученных усреднением по равным, равномерно расставленным в логарифмическом масштабе интервалам значений k (показаны кружками). Как видно из приведенных графиков, область полученных значений волновых чисел, для которых находились значения $F(k)$, перекрывала интервал от ~ 0.003 до ~ 0.6 рад/км. Этому интервалу значений k соответствует диапазон волновых масштабов от ~ 2000 до ~ 10 км, который включает в себя области МГД и ионных масштабов (но много больше электронного гирорадиуса).

На графиках отмечены интервалы значений $k(r_{Lp})$, соответствующие вариациям ларморовского радиуса протонов для выбранных интервалов наблюдения. Видно, что наклон среднего k -спектра до и после этих значений одинаков (излома вблизи резонансных значений волновых чисел нет; заметим, что в большинстве частотных спектров в системе отсчета КА, полученных в магнитослое, такой излом наблюдался около f_{cp}). В пространственных же спектрах вблизи резонансных значений волновых чисел характер анизотропии меняется (см. рис. 1) и происходит перераспределение энергии между компонентами волновых векторов, что указывает на нелинейные волновые процессы в окрестности этих

точек. На зависимости энергии колебаний от модуля волнового вектора резонансные точки проявляются значительно слабее. Они имеют характер локальных пиков и провалов, следующих друг за другом и не нарушающих среднего хода спектра. Причина этого видится в последовательной перекачке части энергии около резонансных точек от колебаний магнитного поля к частицам и обратно без заметной ее диссипации.

Полученные оценки индекса α приведены на рис. 2. Отметим, что по всей области измерений рассматриваемым способом найдено значение $\alpha = -5.0 \pm 0.3$. Такие же значения получены по магнитослою и плазменной мантии. Немного отличается от них значение -5.3 ± 0.2 по области каспа. С учетом ошибок все эти величины не противоречат друг другу. (Они также не противоречат приведенной выше оценке -5.15 ± 0.45 .) Вместе с тем можно отметить, что найденное среднее значение спектрального индекса в области каспа на $\sim 6\%$ больше по абсолютной величине, чем его среднее значение по всей области. Не исключено, что подобное отличие связано с большей распространенностью сжимаемых колебаний в каспе, чем в соседних с ним областях, и с их частичным затуханием.

Видно, что найденные для трех различных плазм и разных состояний спектральные плотности энергии магнитных колебаний, отнесенные к единице фазового объема в пространстве волновых векторов и усредненные по телесному углу, описываются степенным законом с показателем степени $\alpha \cong -5$, независимо от характера анизотропии конкретных спектров. Одним из следствий этого является то, что одномерные измерения (вдоль одной пространственной координаты) в изотропной трехмерной турбулентности должны давать одномерные спектры вида $f(k_x) \sim k_x^{-5/3}$ с колмогоровским показателем степени. (Чтобы убедиться в этом, достаточно в определении (1) перейти от полярной системы координат к декартовой.)

Здесь мы и видим объяснение того, что частотные спектры солнечного ветра и магнитослоя в области частот $f < f_{cp}$, находимые в системе координат спутника без учета эффекта Доплера, имеют наклон с показателем степени $-5/3$. Мы объясняем это тем, что в области низких частот в плазме доминируют волновые структуры с собственной фазовой скоростью, близкой к нулю. Именно для таких структур, переносимых плазмой со скоростью \mathbf{V}_0 , в результате односпутниковых измерений должен получаться одномерный спектр. Более крутой наклон частотного спектра в области частот выше f_{cp} объясняется сложением эффекта от разных волновых мод,

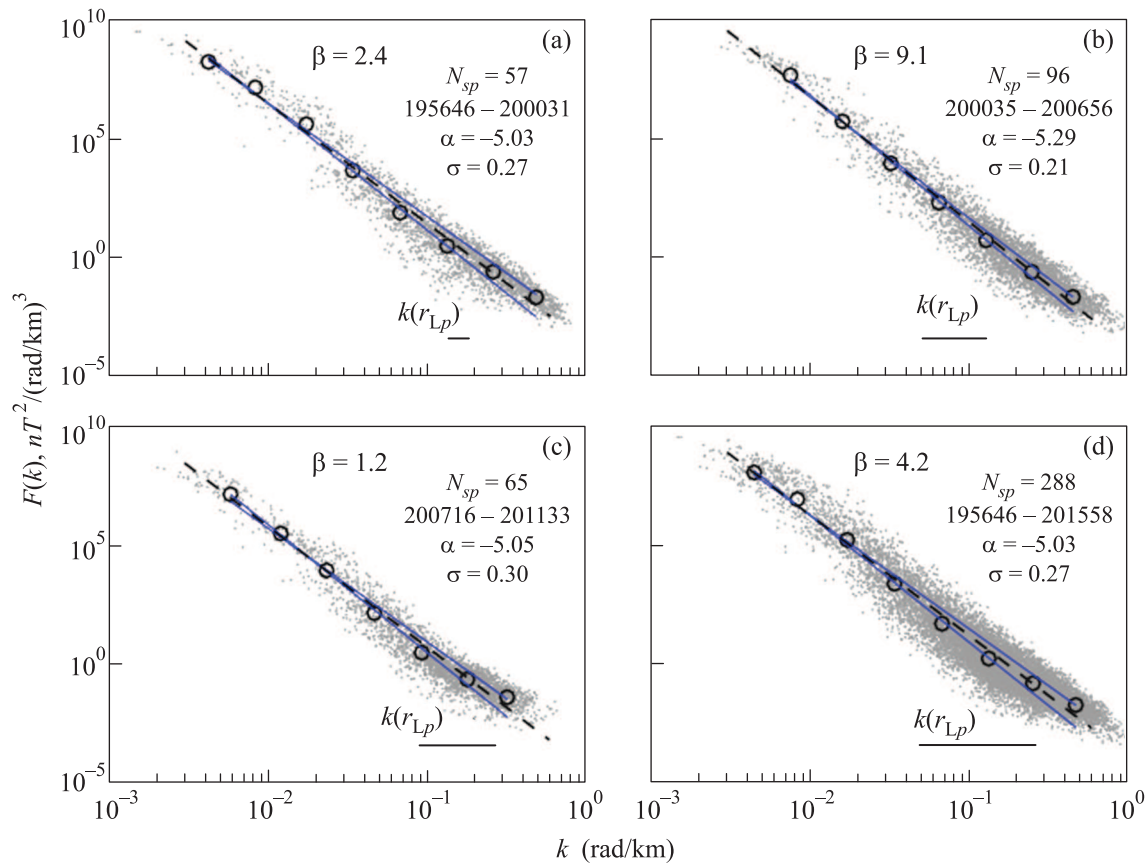


Рис. 2. Результаты подгонки степенного закона под экспериментальные распределения колебаний по модулю волновых векторов для k -спектров, найденных по данным измерений Кластера: (а) – в магнитослое; (б) – в каспе; (с) – в плазменной мантии; (д) – по всей области наблюдений. Серым цветом показаны экспериментальные точки, кружками – их средние логарифмические значения, полученные по равным интервалам, равномерно расставленным в логарифмической шкале. Наклонные штриховые линии соответствуют найденным значениям спектральных индексов α , сплошные – значениям индекса $\alpha \pm \sigma$ (указаны на рисунке). Горизонтальные линии в нижней части каждого графика показывают вариации значений $k = 2\pi/r_{Lp}$ в пределах соответствующих интервалов наблюдения

имеющих одинаковые проекции волновых векторов на вектор \mathbf{V}_0 .

Еще одно следствие найденного степенного закона получим, подставив в уравнение (1) $F(k) = C_0 k^{-5}$. Очевидно, что размерность константы C_0 совпадает с размерностью плотности энергии, деленной на квадрат длины. Беря интеграл от $F(k)k^2 dk$ по фазовому объему в пределах значений волнового числа от k до $k_{\max} \gg k$, находим плотность магнитной энергии внутри турбулентной ячейки объемом $V \sim (2\pi/k)^3$. Она оказывается пропорциональной площади поверхности этой ячейки. Таким образом, в найденных спектрах $F(k)$ сохраняется величина отношения средней плотности энергии магнитной турбулентности в объеме V к площади поверхности этого объема. Полная энергия магнитной турбулентности в объеме V с площадью поверхности S находится как $C_0 V S$.

В заключение сравним наш результат с расчетами, выполненными в рамках холловской МГД-теории в работе [5]. Поскольку в этих расчетах спектральная плотность отнесена к линейному интервалу dk , мы должны сравнивать с ними величину $F(k) \cdot k^2$, спектральный индекс для которой равен -3.0 ± 0.2 . Это значение находится точно посередине интервала значений спектрального индекса от $-7/3$ до $-11/3$, полученных в работе [5] для разных соотношений между кинетической и магнитной энергиями в плазме в рамках холловской магнитной гидродинамики.

Осталось обсудить вопрос о направлении потока энергии по спектру. Сам факт степенной зависимости энергии колебаний от частоты не является основанием для каких-либо выводов в этом отношении. Из вида трехмерных спектров также не всегда можно сделать однозначное заключение в пользу прямого

или обратного каскада. С одной стороны, в большинстве найденных спектров ширина углового распределения волновых векторов возрастает с ростом $|\mathbf{k}|$, что свидетельствует о возрастании беспорядка при переходе к меньшим масштабам и указывает на прямой каскад энергии. С другой стороны, в ряде случаев, таких, как представленный спектром рис. 1а, мы имеем, по существу, пример двумерной турбулентности. Здесь нельзя исключить того, что вращение ионов в магнитном поле может привести к самоорганизации системы с обратным каскадом переноса энергии в сторону больших масштабов. Прямых доказательств этому у нас пока нет.

Итак, в настоящей статье мы представили эмпирический степенной закон, описывающий анизотропные спектры магнитной турбулентности на масштабах флуктуаций от ~ 2000 до ~ 10 км (для длин волн от ~ 50 до $\sim 0.1r_{Lp}$), включающих МГД и ионные масштабы. Этот закон, по-видимому, носит универсальный характер, так как выполняется с хорошим приближением для разных типов турбулентности в плазмах с разным набором параметров. Для того чтобы проверить сделанные выводы и подтвердить или уточнить относительную универсальность найденного степенного закона, требуются дальнейшие исследования с опорой на многоточечные измерения полей и плазмы в других областях космического пространства.

Мы благодарим PI экспериментов на Кластере за предоставленную возможность пользоваться экспе-

риментальными данными. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ # 11-02-90491.

1. A. N. Kolmogorov, Dokl. Akad. Nauk SSSR **30**, 299 (1941).
2. П. С. Ирошников, *Астрономический журнал* **40**, 742 (1963).
3. R. H. Kraichnan, *Phys. Fluids* **8**, 575 (1965).
4. P. Goldreich and S. Sridhar, *Astrophys. J.* **438**, 763 (1995).
5. S. Galtier and E. Buchlin, *Astrophys. J.* **656**, 560 (2007).
6. С. Д. Данилов, Д. Гурарий, *УФН* **170**(9), 921 (2000).
7. G. Zimbardo, A. Greco, L. Sorriso-Valve et al., *Space Sci. Rev.* **156**, 89 (2010).
8. K. Nykyri, B. Grison, P. J. Cargill et al., *Ann. Geophys.* **24**, 1057 (2006).
9. O. Alexandrova, V. Carbone, P. Veltry et al., *Astrophysical Journal* **674**, 1153 (2008).
10. O. Alexandrova, C. Lacombe, and A. Mangeney, *Ann. Geophys.* **26**, 3585 (2008).
11. F. Sahrhoui, G. Belmont, L. Rezeau et al., *Phys. Res. Lett.* **96**, (2006).
12. P. J. Cargill, M. W. Dunlop, B. Lavraud et al., *Ann. Geophys.* **22**, 1739 (2004).
13. A. Balogh, C. Carr, M. Acuna et al., *Ann. Geophys.* **19**, 1207 (2001).
14. G. Gustafsson, M. Andre, T. Carozzi et al., *Ann. Geophys.* **19**, 1219 (2001).
15. H. Rème, C. Aoustin, J.-M. Bosqued et al., *Ann. Geophys.* **19**, 1303 (2001).
16. С. А. Романов, *Космич. Исслед.* **46**(2), 99 (2008).