

03

© 1990

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ СВИДЕТЕЛЬСТВО КРУПНОМАСШТАБНОЙ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТИ В КОНВЕКТИВНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ БОЛЬШИХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

И.Н. К л е п и к о в, С.С. М о н с е е в,
Е.А. Ш а р к о в

1. В последнее время большой интерес вызывают теоретические исследования резкой перемежаемости структурных свойств турбулентности в масштабах, существенно превышающих мелкомасштабный интервал. Прежде всего, теоретический анализ влияния флуктуаций параметров динамической системы типа $Z \cdot f(X)$, где Z - заданный внешний шум, а X - искомое решение (т.н. мультипликативные флуктуации) показывает, что для подобного типа систем характерен преимущественный рост более высоких моментов среднего поля и, как следствие этого, резко выраженная перемежаемость (см., например, [1]). Более сложное поведение систем гидродинамического типа, тем не менее, сохраняет подобные черты как за счет влияния флуктуаций спиральности, коэффициента вязкости и др., так и за счет воздействия мелкомасштабной турбулентности на крупномасштабные процессы, особенно при больших Re (см., например, [2-4]). Так, при генерации среднего поля мелкомасштабной турбулентностью существенны нелинейные слагаемые вида $\tilde{V}_k V_i^t$, где V_i^t - проекция мелкомасштабного турбулентного поля, которую в первом приближении можно считать фиксированным случайным процессом, а \tilde{V}_k - мелкомасштабный отклик, зависящий от V_i^t .

Для экспериментальной проверки высказанных выше соображений мы использовали данные натурального эксперимента в земной атмосфере. При этом характерные масштабы турбулентных потоков составляли от 2-3 км до 50 км и значения числа Re до 10^{10} . Насколько нам известно, для таких больших чисел Рейнольдса и мезомасштабной турбулентности подобный анализ в случае атмосферы проводился впервые.

2. Натурные эксперименты выполнены в условиях тропической конвективной атмосферы в западной части Тихого океана в 1988 году при помощи активного доплеровского радиолокационного зондирования с борта НИС в диапазоне волн 3 см. Результирующей информацией измерительной системы „Момент-2“ [5] являются, в том числе, массивы доплеровских скоростей мелкокапельной фазы облачных образований, вовлеченных в кинематическую динамику турбулентных ветровых потоков. Одномерная продольная структурная функция вычислялась с использованием поля доплеровских скоростей (проекция вектора скорости на направление зондирования) для двумерного

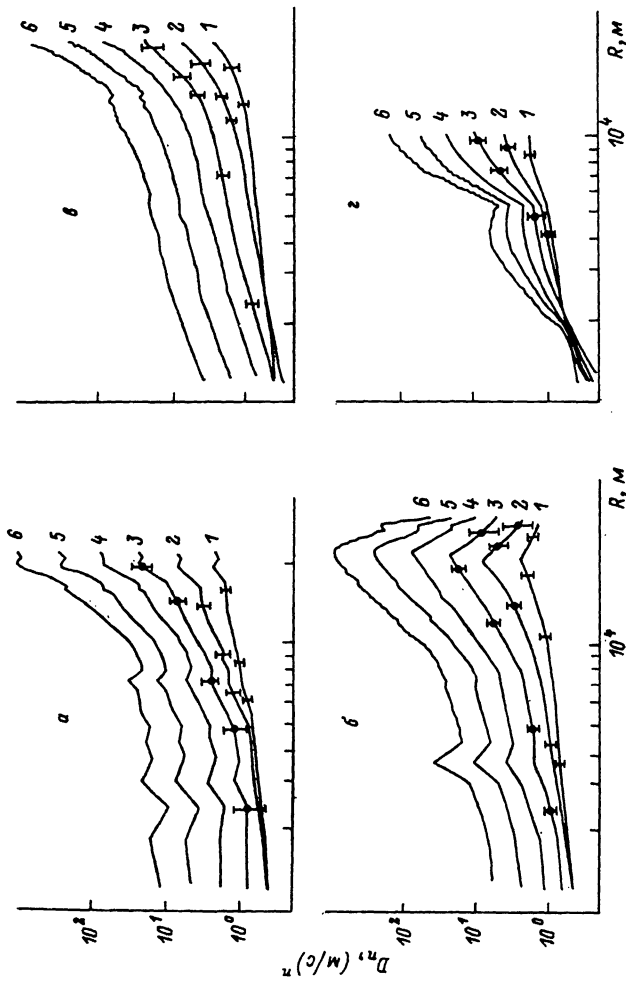


Рис. 1. Экспериментальные зависимости структурной функции $D_n(R)$ n -порядка ($n=1 \dots 6$) от турбулентного масштаба R (м) при различных временах жизни облачной мезосистемы: а - О, б - 4, в - 31, б, г - 71 мин. Каждое значение $D_n(R)$ нормировано на $5^{n/2}$. Доверительные интервалы в виде вертикальных отрезков соответствуют вероятности 90 %.

кадра облачного метеообразования, полученного в результате азимутального сканирования с шагом 3° , при угле возвышения 2° от горизонта и ширине диаграммы направленности антенны около 1° . Круговой азимутальный обзор осуществлялся за время порядка 1 мин. Пространственное разрешение и шаг дискретизации по дальности составляли 600 м при числе независимых элементов разрешения по дальности до 256. Статистические ошибки определения доплеровских скоростей в каждом элементе разрешения зависят от уровня отраженного электромагнитного сигнала и их характерные значения составляют величину 0.2 м/с.

В ходе исследований анализировались пространственная и временная эволюция структурной функции (до шестого порядка) в течение полного времени жизни облачного мезообразования от момента зарождения до полного распада (1.5–2 ч). Необходимое при определении структурной функции статистическое усреднение мы построили следующим образом:

$$D_n(R) = \frac{\sum_{k=1}^M \sum_{i=1}^N \sum_{j>i}^N b_{ij} |v_{ik} - v_{jk}|^n}{\sum_{k=1}^M \sum_{i=1}^N \sum_{j>i}^N b_{ij}},$$

где $R = r_i - r_j$ – турбулентный масштаб, i и j – индексы по элементам разрешения по дальности при их максимальном числе N , M – число независимых азимутальных направлений, $b_{ij} = 1$ в случаях, когда в обеих точках i и j имеются данные измерений скорости, в иных случаях – $b_{ij} = 0$.

3. Прежде всего необходимо отметить, что структурные функции (всех исследованных порядков) обладают очень высокой временной и пространственной динамикой. На рис. 1 представлены структурные функции турбулентного поля ветровых потоков в облачной системе на различных этапах его развития (от условного „нуля“ по времени до 71 мин). Как следует из анализа данных эксперимента характерной, на первый взгляд, особенностью структурной функции исследуемой облачной системы является ее в целом резко нерегулярный временной ход (до единиц минут) и пространственные особенности в виде бросков структурной функции (в масштабах 1–50 км). Тем не менее на флуктуирующем фоне четко прослеживаются скоррелированные выделенные масштабы (пространственные „сгустки“) (на рис. 1, б масштаб 30 км, на рис. 1, г масштаб 6 км), их рождение и временная эволюция как в большие масштабы (обратный каскад), так и в меньшие масштабы (прямой каскад). По мере „старения“ облачной системы и ее распада структурная функция приобретает вид, характерный для „белого“ шума. Анализ высотных зависимостей структурных функций указывает на резко плоско-слоистый характер мезомасштабной турбулентности.

4. Известно, что для выявления типа модели турбулентности принципиальное значение имеет как само значение показателя степени структурной функции при ее степенной аппроксимации

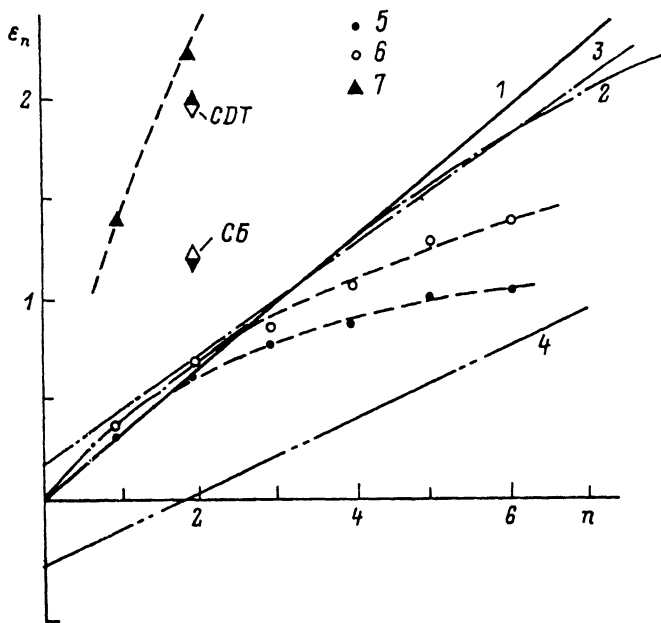


Рис. 2. Зависимость показателя степени структурной функции от n для следующих феноменологических моделей: 1 - Колмогорова (1941 г., К-41); 2 - логнормальная; 3 - "β" модель при $D = 2.83$; 4 - мультифрактальная при $D = 2.83$ [6]. Экспериментальные значения дифференциального показателя степени $\xi_n(R)$ для пространственного масштаба 5 км и для следующих моментов времени: 5 - 4, 6 - 31, 7 - 71 мин. СБ и СДТ - отмечены показатели структурной функции второго порядка для спектра Болджано и спектра двумерной турбулентности соответственно.

$$D_n(R) = \langle |\Delta U|^n \rangle \approx A \cdot R^{\xi_n},$$

так и его (показателя) зависимость от порядка структурной функции, т. е. $\xi_n = f(n)$.

Из анализа рис. 2 и 3, где представлено сопоставление показателя степени структурной функции n -порядка $\xi_n(R)$ для двух характерных турбулентных масштабов ($R_{1,2} = 5$ и 20 км) с теоретическими значениями ξ_n^T для ряда наиболее признанных в настоящее время моделей, нетрудно сделать заключение о существенном отличии закономерностей природной мезомасштабной турбулентности от феноменологических моделей мелкомасштабной изотропной турбулентности.

В первую очередь это явная зависимость показателя степени структурной функции от турбулентного масштаба - $\xi_n(R)$. По существу, такая постановка вопроса требует отказа от признания свойства универсальности для структуры мезомасштабной турбулентности.

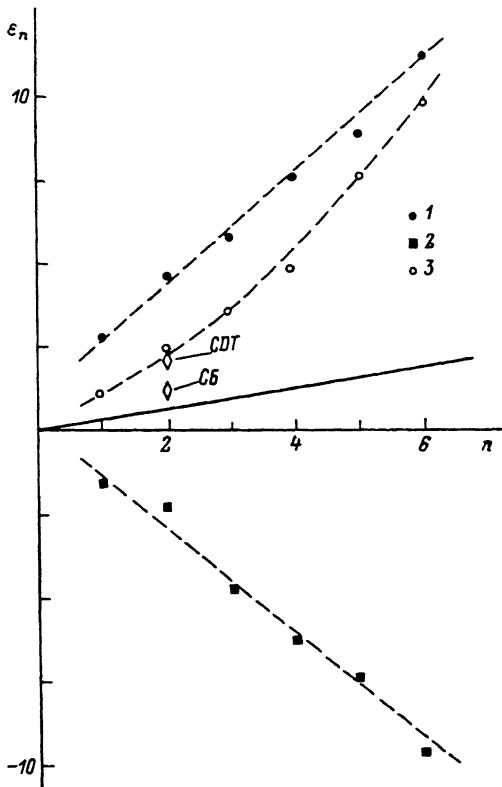


Рис. 3. Экспериментальные значения показателя степени $D_n(R)$ для следующих масштабов и моментов времени: 1 - 20 км и 4 мин.; 2 - 20 км и 31 мин., 3 - 5 км и 71 мин, 4 - теоретическая зависимость модели Колмогорова. СБ и СДТ - см. обозначения к рис.2.

В различных вариантах этот вопрос в чисто теоретическом плане обсуждался в литературе (например, [8]). В настоящем же эксперименте мы имеем, на наш взгляд, доказательство этому положению.

Во-вторых, во временной эволюции $D_n(R)$ можно выделить „спокойные“ состояния в структуре турбулентности (без особенностей в значениях структурной функции - рис. 1, а, в) и „перестроечные“ состояния, когда присутствуют сгруппированные масштабы („сгустки“) (рис. 1, б, г), быстро эволюционирующие по масштабам (и соответственно по спектру) с возможным образованием структурных элементов.

Интересно отметить, что в „спокойных“ состояниях два первых порядка $D_n(R)$ удовлетворительно соответствуют колмогоровской модели, а начиная с третьего порядка структурная функция не может быть описана в рамках существующих моделей, включая и мультифрактальной (рис. 2, кривая 4). Этот факт говорит о наличии помимо каскадного переноса энергии по спектру в структуре турбулентности прямого взаимодействия между флуктуациями с сильно различающимися масштабами.

В „перестроечных“ же состояниях (рис. 1, б, г) взаимодействия различных масштабов, по-видимому, столь велики, что они практически подавляют классические каскадные процессы и образуют в каждом конкретном случае сложную иерархию структурных элементов.

Интересно отметить, что в обоих случаях вклад сил плавучести, по-видимому, мал: показатели структурной функции сильно отличаются от значений, соответствующих спектру Болджано (рис. 2, 3), хотя предположение о влиянии сил плавучести было бы вполне естественно ввиду сильно выраженной вынужденной конвекции в условиях тропической атмосферы. Близость к спектру двумерной турбулентности продемонстрирована лишь в одном случае – для масштаба 5 км и времени 71 мин. (рис. 2 и 3).

В обнаруженных и описываемых здесь явлениях основную роль, по нашему мнению, играет мультипликативный характер влияния мелкомасштабной турбулентности на крупномасштабную кинематику. В пользу этого свидетельствует, помимо резких вариаций (скачков) структурной функции, более быстрое изменение корреляционных характеристик высокого порядка.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Буц В.А., Моисеев С.С., Шавва И.И. // Физика плазмы. 1990. № 6. С. 1580–1585.
- [2] Моисеев С.С., Суязов И.В., Эткин В.С. // Препринт № 905. М.: ИКИ АН СССР. 1984. 30 с.
- [3] Барц Б.И., Моисеев С.С. Динамика и эволюция. М., 1989. С. 153–160.
- [4] Молчанов С.А., Рузмайкин А.А., Соколов Д.Д. // УФН. 1985. Т. 145. С. 593–600.
- [5] Ватутин С.Ф., Клепиков И.Н., Федурлов А.С. // Препринт № 1642. М.: ИКИ АН СССР. 1989. 25 с.
- [6] Anselmet F., Gagnee Y., Hopfinger E., Antonia R. // J. Fluid. Mech. 1984. V.140. P. 63–69.
- [7] Тиме Н.С., Шурыгин Е.А., Нестерова Т.Н. // Изв. АН СССР. Физика атмосферы океана. 1987. Т. 23. № 1. С. 21–30.

[8] Кузнецов В.Р., Прасковский А.А., Сабельников В.А. // Изв. АН СССР. Мех. жид. газа. 1988. № 6. С. 51-59.

Институт космических исследований АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию 6 июня 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 16

26 августа 1990 г.

11

© 1990

НАБЛЮДЕНИЕ НЕЗЕРКАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ В СВЕРХМАЛОУГЛОВОМ РЕНТГЕНОВСКОМ РАССЕЙАНИИ ОТ ГЛАДКОЙ ПОВЕРХНОСТИ И ТОНКОЙ ПЛЕНКИ

С.Р. Саркисов, Э.Р. Саркисов

В первых работах по изучению эффекта Ионеды [1, 2] причиной возникновения аномальной волны в рентгеновском рассеянии от гладкой поверхности в условиях полого внешнего отражения (ПВО) считалась шероховатость поверхности, изменяющая углы скольжения части рентгеновских лучей, а также указывалось на перспективность применения этого эффекта для определения параметров шероховатости и химического загрязнения поверхностного слоя. В последнее время предлагаются и другие интерпретации (см., например, [3-5]). Однако до сих пор нет строгой теории дифференциальных кривых ПВО (ДКПВО), описывающей поведение незеркальной компоненты в рентгеновском рассеянии в широком диапазоне углов скольжения.

В работе [5] сделана попытка в рамках единой модели исследовать индикатрису рентгеновского рассеяния от слабшероховатой поверхности как в традиционной ситуации, когда угол скольжения θ_i больше критического угла θ_c ПВО (т.е. в условиях для проявления эффекта Ионеды), так и в новой ситуации, когда $\theta_i < \theta_c$. В частности, анализ показал, что в случае $\theta_i < \theta_c$ и малых радиусов корреляции высот шероховатостей максимум индикатрисы может существенно удаляться от зеркального пика и всегда располагается вблизи критического угла, независимо от θ_i в рассматриваемом угловом диапазоне, т.е. в угловом спектре рассеянного излучения появляется аномальный пик. Этот факт в рентгеновском рассеянии ранее не наблюдался.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований рассеяния жесткого рентгеновского излучения в условиях ПВО от гладкой поверхности и тонкой пленки. Основной целью работы было наблюдение в рентгеновском сверхмалоугловом рассеянии ($\theta_i \ll \theta_c$) незеркальной компоненты в виде аномального