

Полученные нами значения коэффициентов преобразования энергии коррелируют с величинами порогов возбуждения, измеренными в работе [11]. Малому коэффициенту η для вещества 1 (см. табл. 3) соответствует больший порог возбуждения [11]. И наоборот, большим значениям коэффициента η для веществ 4, 6 (см. табл. 3) соответствуют малые пороги возбуждения [11]. Следует отметить, что разница в составе анионов у вещества 1 и у веществ 4, 6, по-видимому, влияет на коэффициент преобразования энергии в меньшей степени, чем отличие в структуре их катионов. Это согласуется с результатами работы [11], где катион 1, исследованный с таким же анионом, что и у веществ 4, 6, имеет сильно отличающийся от них порог возбуждения.

Излучение генерации исследованных в настоящей работе ПС перекрывает обширный участок видимого спектра от голубой до оранжевой области (472—627 нм). У веществ 4, 5, 6 спектры генерации расположены в желто-зеленом участке (537—576 нм) тесной группой, в соответствии с определяющим влиянием на электронные спектры атома кислорода, входящего в состав заместителей катионов их молекул.

Исследованные в настоящей работе пирилиевые соли при возбуждении их растворов второй гармоникой рубинового ОКГ могут быть использованы в качестве рабочего вещества в лазерах на красителях в различных участках видимого спектра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Балабан А. Т., Неницеску К. Д. Изв. АН СССР, отд. хим. наук, 1960, № 11, с. 2064. [2] Balaban A. T., Sahini V. E., Keplinger E. Tetrahedron, 1960, 9, N 3/4, p. 163. [3] Wilt J. R., Reynolds G. A., Van Allan J. A. Tetrahedron, 1973, 29, N 6, p. 795. [4] Кармазин В. П. и др. ЖПС, 1975, 22, № 2, с. 234. [5] Bigelow R. W. J. Chem. Phys., 1977, 67, N 10, p. 4498. [6] Schäfer F. P., Schmidt W., Marth K. Phys. Lett., 1967, A24, N 5, p. 280. [7] Schäfer F. P. Angewandte Chemie, 1970, 82, N 1, p. 25. [8] Basting D., Schäfer F. P., Steyer B. Appl. Phys., 1974, 3, N 1, p. 81. [9] Snavely V. B. Proc. IEEE, 1969, 57, p. 1374. [10] Забиякин Ю. Е., Смирнов В. С., Бахшиев Н. Г. Опт. и спектр., 1973, 35, № 6, с. 1167. [11] Студенов В. И. и др. В кн.: Тез. II Всесоюз. конф. «Лазеры на основе сложных органических соединений и их применение». Минск, 1977, с. 103. [12] Бонч-Бруевич А. М. и др. В кн.: Тез. III Всесоюз. конф. «Лазеры на основе сложных органических соединений и их применение». Минск, 1980, с. 247.

Поступила в редакцию
12.08.83

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1984, т. 25, № 2

УДК 532.517.4

О НЕКОТОРЫХ ПРОЯВЛЕНИЯХ ФЛУКТУАЦИИ ДИССИПАЦИИ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ ЭНЕРГИИ

Н. Ф. Горшков

(кафедра физики атмосферы)

При изучении статистических характеристик турбулентного движения, связанных с диссипацией кинетической энергии турбулентности ε , возникает задача учета флуктуаций скорости диссипации. Практический способ учета состоит в усреднении флуктуаций ε по некоторому объему с линейным размером r , зависящим от условий задачи, причем $L > r > \eta$, где η — масштаб Колмогорова, L — линейный размер наибо-

лее крупных вихрей в турбулентном потоке [1, 2]. Моменты p -го порядка усредненной диссипации ε_r определяются в виде

$$\overline{\varepsilon_r^p} = (\overline{\varepsilon_r})^p \left(\frac{L}{r}\right)^{\mu_p}. \quad (1)$$

Показатель μ_p определяется характером конкретного турбулентного движения и в предположении логарифмически нормального распределения флуктуаций скорости диссипации имеет следующий вид:

$$\mu_p = \mu \frac{p}{2} (p - 1). \quad (2)$$

При $p=2$ $\mu_p \equiv \mu$, где μ — универсальная постоянная. Показатель μ_p зависит от числа Рейнольдса [3]. Из результатов настоящей работы следует, что в случае атмосферной турбулентности он зависит и от числа Ричардсона или от параметра температурной стратификации $\xi = z/L$, где L — параметр Монина—Обухова.

В данной работе рассматривается случай проявления флуктуаций скорости диссипации турбулентной энергии в спектре флуктуаций атмосферного давления в приземном слое. Некоторые примеры таких спектров для приземного слоя уже были приведены в [4]. Позднее были проделаны более подробные наблюдения в разнообразных условиях — в степной местности при высоте травы около 0,2 м, над морем [5] и в условиях лесной местности (высота деревьев до 25 м). Наблюдения эти велись в сотрудничестве с Институтом физики атмосферы АН СССР. Они включали градиентные измерения температуры и ветра на высотах 0,5; 1; 2 и 4 м, в то время как датчик давления располагался на уровне земли. Выбирались дни без осадков, преимущественно при ясной погоде. Было сделано свыше 500 серий измерений, из которых было использовано около 220 серий.

В спектрах приземного и приводного давления почти всегда отмечалось наличие характерной частоты f_0 (равной $\sim 2,6$ Гц для приземных спектров и $\sim 0,18$ — $0,20$ Гц для приводных спектров), при которой изменяется показатель степенной зависимости спектральной плотности флуктуаций давления от частоты. Мы обнаружили, что частота f_0 зависит от изменения характера движения на масштабах порядка высоты растительного покрова в случае приземного слоя и близка к частоте максимума спектра волнения (а часто и совпадает с ней). Более чем в половине измеренных спектров приземного давления наблюдалась и другая характерная частота изменения вида спектра $f_1 \approx 0,05$ Гц.

В безразмерных координатах спектры давления в условиях приземного слоя (как для лесной, так и для степной поверхности) и над взволнованной поверхностью моря сходны в диапазоне частот ниже и выше частоты f_0 . Частоте f_0 в безразмерной форме соответствует либо частота $\tilde{f}_L = f_0 L / u_*$ (u_* — скорость трения), либо частота $\tilde{f}_z = f_0 z / u_*$, если в качестве характерного масштаба взять высоту z над поверхностью земли. В первом случае $\tilde{f}_L = L / \lambda_0$, где $\lambda_0 = u_* / \bar{f}_0$ — масштаб возмущений давления.

Параметр температурной стратификации ξ прямо связан с диссипацией энергии турбулентности в температурно-стратифицированном приземном слое. Действительно, уравнение баланса турбулентной энергии в приземном слое, согласно [6], имеет вид

$$\varepsilon = \frac{\tau}{\rho} \frac{dU}{dz} + \frac{q}{c_p \rho} + \alpha = \varepsilon_\tau + \varepsilon_q + \alpha,$$

$\tau = \rho u_*^2$, ρ — плотность воздуха, U — средняя скорость ветра, q — турбулентный поток тепла, c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении. Турбулентная энергия, генерируемая средним движением, в частности механическими силами ($\varepsilon_\tau = u_*^3 / (\kappa z)$), частично уносится вверх в результате диффузии (слагаемое α). Однако основная ее часть переходит в тепло за счет сил вязкости на той высоте, где она производится. Из уравнения баланса турбулентной энергии получаем, пренебрегая величиной α ,

$$\frac{\varepsilon - \varepsilon_\tau}{\varepsilon_\tau} \approx \frac{\varepsilon_q}{\varepsilon_\tau} = \frac{z}{L} = \zeta, \quad \varepsilon_q = \frac{u_*^3}{\kappa L}. \quad (3)$$

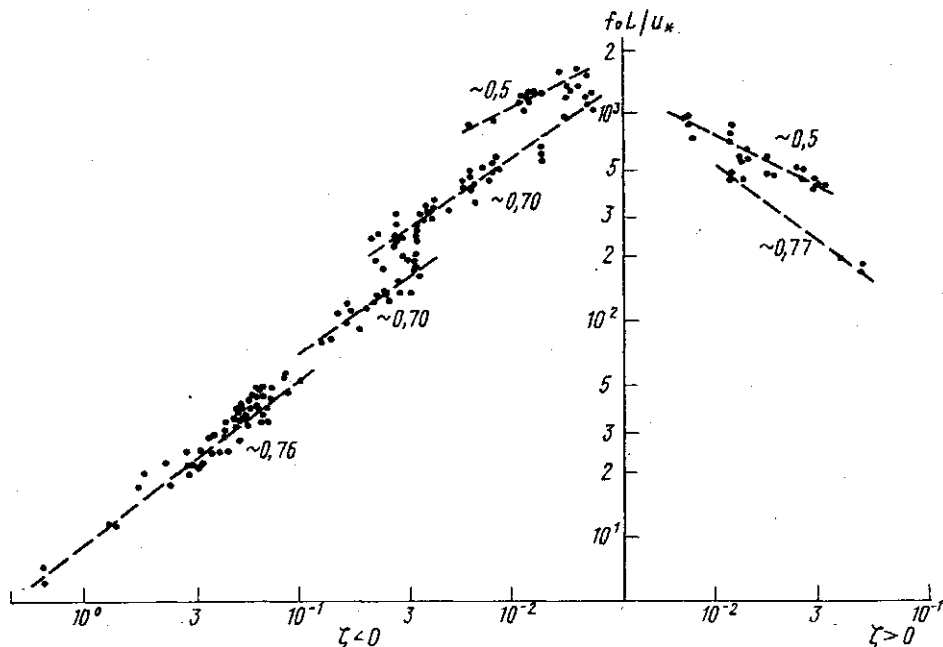
Так как $\varepsilon \approx \varepsilon_\tau + \varepsilon_q = \varepsilon_q(1 + L/z) \approx \varepsilon_q L/z$ при условии $z \ll L$, то по аналогии с (1) и учитывая замечания, высказанные в монографии [7, § 25.3], получаем для атмосферной турбулентности в приземном слое

$$\bar{\varepsilon}^p \approx (\bar{\varepsilon}_q)^p \left(\frac{L}{z}\right)^{\mu_p},$$

или с учетом (3)

$$\bar{\varepsilon}^p \approx (\bar{\varepsilon}_q)^p \zeta^{-\mu_p}, \quad (4)$$

если принять, что параметр Монина — Обухова близок к размерам крупномасштабных вихрей в приземном слое. Выражение (4) похоже на (1) и определяет моменты p -го порядка флуктуирующей диссипа-



Зависимость характерной частоты $\bar{f}_L = f_0 L / u_*$ в спектре флуктуаций атмосферного давления в приземном слое от параметра температурной стратификации $\zeta = z/L$. Масштаб Монина—Обухова L определен для высоты 1 м. Цифры при кривых являются параметром m , в (5)

цифры ε , усредненные по z применительно к случаю плоскопараллельного среднего движения в приземном слое.

На рисунке представлена экспериментальная зависимость безразмерной частоты \bar{f}_L от параметра стратификации ζ . Рисунок показывает,

что зависимость $\bar{f}_L = \Psi(\xi)$ в билогарифмических координатах имеет ступенчатый вид. Следовательно, функция Ψ является степенной функцией с различными значениями показателя m_1 и коэффициента пропорциональности C_L для разных диапазонов изменения параметра ξ :

$$L/\lambda_0 = C_L \xi^{-m_1}. \quad (5)$$

Данные наблюдений при этом усредняются не менее чем за 4 часа для каждого значения m_1 , поскольку каждая точка на рисунке получена при усреднении временного спектра давления за 10—15 мин.

Соотношение (5) можно, умножив на ξ , представить в следующем виде:

$$\frac{z_1}{\lambda_0} = C_z \left(\frac{z_1}{L} \right)^m, \quad m = 1 - m_1. \quad (6)$$

Здесь z_1 — высота, соответствующая высоте растительного покрова. Для степных условий $z_1 \approx 0,2$ м. Значения коэффициентов m , m_1 , C_L и C_z приведены в табл. 1 в зависимости от ξ .

Таблица 1

ξ	m_1	m	C_L	C_z
$-0,016 \div 0$	0,50	0,50	90	31 ± 4
$0 \div +0,03$	0,50	0,50	10	10
$+0,010 \div +0,07$	0,77	0,23	14,5	$3,3 \pm 0,6$
$-0,016 \div -0,03$	0,70	0,30	26	$4,8 \pm 0,2$
$-0,070 \div -1,6$	0,76	0,24	11	$2,4 \pm 0,5$

На основе (4) и (6) получаем: $\frac{z_1}{\lambda_0} \cdot \frac{1}{C_z} = \frac{(\bar{\varepsilon}_q)^p}{\bar{\varepsilon}^p}$. Таким образом, изучая отношение z_1/λ_0 или L/λ_0 в зависимости от температурной стратификации по данным измерений флуктуаций давления, определяем отношение $(\bar{\varepsilon}_q)^p/\bar{\varepsilon}^p$ в конкретных условиях турбулентного движения, что представляет определенный интерес.

Из рисунка и табл. 1 следует, что существуют определенные значения m_1 и C_L для диапазонов ξ , даже иногда два различных значения m_1 при одной и той же стратификации. Можно отметить, что значения C_z для сильной и слабой неустойчивостей различаются в два раза (они равны соответственно 4,8 и 2,4). Это свидетельствует о различии режимов флуктуаций атмосферного давления в приземном слое при $\xi < -0,03$ и $\xi > -0,03$ (обычно принимается, что значение $\xi = -0,03$ является границей, разделяющей вынужденную и свободную конвекцию). Подобные скачкообразные изменения \bar{f}_L наблюдаются также вблизи значений $\xi = -0,008$ и $+0,01$. Поскольку для меньших величин ξ , согласно рисунку, не обнаружено скачкообразного изменения \bar{f}_L и так как значения $\xi = \pm 0,01$ сравнимы с ошибкой измерений ξ , можно принять, что внутри диапазона $-0,008 < \xi < +0,01$ наблюдается плавный переход от отрицательных значений ξ к положительным. Можно принять, что этот режим соответствует условиям нейтральной стратификации.

Следует отметить, что все указанные в табл. 1 значения параметра ξ относятся к неустойчивой и безразличной стратификации (устойчивость должна ожидаться при значениях $\xi > +0,15 \div 0,20$).

В табл. 2 приведены значения μ_p моментов усредненной диссипации, рассчитанные по (2) (1-я строка), а также по линейной зависимости

$$\mu_p = \mu(p-1) \quad (7)$$

(3-я строка). При этом было принято для определенности, согласно [3], что $\mu=0,2$. В 5-й строке табл. 2 приведены экспериментальные значения показателей m , взятые из табл. 1. Можно видеть, что оценочные значения в строках 1 и 3 близки к экспериментальным значениям в строке 5. Кроме того, в табл. 2 приведены соответствующие величинам μ_p , найденным по (2), значения порядков n структурных функций флуктуаций продольной компоненты скорости, вид которых можно оценить из соображений размерности:

$$\begin{aligned} [\Delta U(r)]^n &= [U(x+r) - U(x)]^n \sim \overline{\varepsilon^{n/3}} r^{n/3} \sim (\overline{\varepsilon_r})^{n/3 - \mu_{n/3}} = \\ &= (\overline{\varepsilon_r})^p r^{p - \mu_p}, \quad p = n/3, \end{aligned} \quad (8)$$

n — порядок структурной функции.

Таблица 2

№	Характеристики турбулентного движения	Порядок n структурных функций					
		4	6	8	10	12	14
1	μ_p (логарифмически нормальное распределение)	0,04	0,2	0,44	0,78	1,2	1,71
2	μ (логарифмически нормальное распределение)	0,13	0,23	0,13	0,13	—	—
3	μ_p (учет теории перемежаемости)	0,07	0,2	0,33	0,47	0,6	0,7
4	μ по (7)	0,18	0,28	0,18	0,21	—	—
5	m по табл. 1	0,06	0,23	0,30	0,50	—	—
6	p	4/3	2	8/3	10/3	4	14/3

Значение $m=0,06$ в первом столбце табл. 2 (строка 5) получено по наклону прямой, проведенной через все экспериментальные точки, изображенные на рисунке для $\zeta < -0,03$. В этом случае рисунок напоминает график зависимости частоты, соответствующей максимуму безразмерного спектра флуктуаций вертикальной компоненты скорости от параметра стратификации [8]. Возможно, что частота f_0 в спектре флуктуаций атмосферного давления зависит от влияния флуктуаций вертикальной компоненты скорости ветра на спектр давления.

В строке 4 табл. 2 приведены экспериментальные значения μ , полученные по формуле (7), проверявшейся в [3]. Среднее значение

$$\mu = 0,20 \pm 0,03$$

при доверительной вероятности 0,9.

В строке 2 табл. 2 приведены для сравнения значения μ , полученные в предположении, что плотность вероятностей флуктуаций скорости диссипации является логарифмически нормальной. При этом $\mu_{ср} = 0,15 \pm 0,06$. Однако разброс значений $\mu_{ср}$ велик и превышает 30%.

Сравнение значений для μ , полученных в предположении применимости к описанию флуктуаций скорости диссипации турбулентной энергии выводов (2) и (7), показывает, что затруднительно делать окончательное заключение о применимости той или иной гипотезы, поскольку

данные, приведенные в строке 2 табл. 2, различаются. В связи с меньшим разбросом данных о μ , найденных по (7) (строка 4), последняя может быть предпочтительнее для расчета моментов $\rho > 2$.

Согласно таблицам 1 и 2 и рисунку, значения $\mu_p \equiv \mu = 0,23$, соответствующие второму моменту поля флуктуаций скорости диссипации в приземном слое атмосферы, реализуются только для $\zeta \leq -0,03$ и $\zeta \geq +0,02$, а при $\zeta = 0$ наблюдаются более высокие моменты флуктуаций диссипации.

Очень часто при описании экспериментов по определению μ в приземном слое параметр стратификации не указывается. Можно предполагать, что найденные ранее для приземного слоя экспериментальные значения μ иногда характеризуют более высокие, чем второй, моменты поля флуктуаций скорости диссипации (т. е. в действительности являются показателями μ_p для более высоких моментов).

По данным, приведенным в табл. 2, можно судить о том, что при малых ζ влияние на поле флуктуаций атмосферного давления оказывают более высокие, чем второй, моменты поля флуктуаций диссипации. Это может быть связано с механизмом поступления энергии от среднего движения к турбулентному. Как известно [9], энергия передается с помощью флуктуаций давления через продольную компоненту скорости к двум поперечным. Можно было предполагать в соответствии с уравнением для флуктуаций давления [7], согласно которому флуктуации давления определяются четвертыми моментами флуктуаций поля скорости, что такая передача описывается структурной функцией восьмого порядка (поскольку энергия флуктуаций давления является квадратичной характеристикой). В настоящей работе показано, что в передаче энергии от среднего движения к турбулентному играют роль и структурные функции 6-го и 10-го порядков в зависимости от стратификации или состояния устойчивости (см. табл. 2, строку 6).

При некоторых значениях ζ (см. рисунок, табл. 2 и формулу (7)) передача энергии от среднего движения к флуктуациям продольной компоненты скорости может описываться структурными функциями двух порядков одновременно, что свидетельствует о возможности передачи энергии через флуктуации давления двумя путями. Это и проявляется в одновременном существовании двух характерных безразмерных частот типа f_0 (см. рисунок). Для случая флуктуаций атмосферного давления над морем это может объяснить появление двойного максимума в спектре морского волнения [5]. Отсюда можно сделать вывод о том, что морское волнение, по-видимому, зависит от температурной стратификации над морем.

Автор благодарит акад. А. М. Обухова за содействие в проведении наблюдений и в их обсуждении, проф. А. Х. Хргиана за ряд полезных замечаний в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Kolmogorov A. N. J. Fluid Mech., 1962, 13, p. 82. [2] Obouhov A. M. J. Fluid Mech., 1962, 13, p. 77. [3] Antonia R. A., Satyapragakash V. R., Chambers A. I. Phys. Fluids, 1982, 25, N 1, p. 29. [4] Горшков Н. Ф. Изв. АН СССР. ФАО, 1970, 6, № 12, с. 1317. [5] Горшков Н. Ф. Изв. АН СССР. ФАО, 1981, 17, № 6, с. 594. [6] Зубковский С. Л., Копров Б. М. Изв. АН СССР. ФАО, 1970, 6, № 10, с. 989. [7] Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967. [8] Kaimal J. C. et al. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 1972, 98, p. 563. [9] Яглом А. М. Изв. АН СССР. ФАО, 1974, 10, № 6, с. 566.