

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 551.465.15

Е. Г. АНДРЕЕВ, В. С. ЛАВОРКО, А. А. ПИВОВАРОВ, Г. Г. ХУНДЖУА

К АНАЛИЗУ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ПУЛЬСАЦИИ ТЕМПЕРАТУРЫ В МОРЕ

Одним из факторов, определяющих энергообмен между морем и атмосферой, является мелкомасштабная турбулентность в поверхностном и придном слоях моря и атмосферы, статистические характеристики которой могут быть получены на основе анализа прямой регистрации пульсаций различных гидрофизических полей. Во время экспедиций научно-исследовательского судна «Московский Университет» (осенью 1967, 1968, и 1969 гг.) в Черном море нами было получено большое количество записей пульсаций температуры на различных горизонтах в двухметровом поверхностном слое моря и таком же по толщине придном слое атмосферы. В качестве датчиков пульсаций использовались термистеры МТ-54, регистратором служил потенциометр ЭПП-09. Пульсации температуры регистрировались с точностью до $4 \cdot 10^{-3}$ град. Верхняя граница полосы пропускания измерительной системы определялась тепловой инерцией датчика и составляла 0,8 гц. Датчики располагались на плавающем буйе на расстоянии от судна около 100 м. Системой дистанционного управления датчики могли быть установлены на любом из выбранных горизонтов в пределах исследуемых слоев.

Полученные записи пульсаций температуры были статистически обработаны и сведены в таблицу. Были рассчитаны автокорреляционные и спектральные функции, а также центральные моменты до четвертого момента включительно. Шаг дискретности определялся по Котельникову. Все расчеты статистических характеристик выполнялись на машине БЭСМ-4.

Для оценки характера распределения пульсаций температуры в воздухе и в воде для некоторых записей, взятых выборочно из общей массы материалов регистрации, были построены гистограммы. Каждая выборка, по которой строились гистограммы, содержала от 300 до 600 значений.

Критерий согласия $P(\chi^2)$ Пирсона при пятипроцентном уровне значимости показывает удовлетворительное согласие экспериментальных данных о распределении пульсаций температуры с нормальным законом.

Из теоретических соображений [1] следует, что для стационарного случайного процесса с нормальным распределением нормированная автокорреляционная функция может быть выражена экспонентой $e^{-\alpha\tau}$, где $\alpha > 0$. Анализ экспериментальных данных также подтверждает такое представление автокорреляционной функции [2, 3], особенно после отфильтровки периодических составляющих. Частоты последних легко определяются по рассчитанным спектральным кривым. На рис. 1 показаны значения автокорреляционной функции до (светлые точки) и после (черные точки) математической отфильтровки периодических составляющих. Из рисунка видно, что после фильтрации значения автокорреляционной функции хорошо аппроксимируются экспоненциальной кривой (сплошная линия).

Таким образом, автокорреляционные функции турбулентных пульсаций температуры для всех полученных записей можно представить в виде

$$\rho_{\theta}(\tau) = D_{\theta} \cdot e^{-1/\alpha\tau}, \quad (1)$$

где $\alpha = \int_0^{\infty} \frac{\rho_{\theta'}(\tau)}{D_{\theta'}} d\tau$ — интегральный масштаб турбулентности. Это позволяет аналитически получить выражение для нормированной функции спектральной плотности

$$G_{\theta'}(\omega) = \frac{2}{\pi} \frac{\alpha}{1 + (\alpha\omega)^2}, \quad (2)$$

из которого следует, что она однозначно определяется величиной интегрального масштаба турбулентности α .

Величина интегрального масштаба турбулентности зависит от спектральных характеристик пульсаций температуры. Предположим, что α обратно пропорционально числу пересечений кривой пульсаций температуры ее среднего значения. Пусть за промежуток времени Δt кривая пульсаций температуры n раз пересекает среднее значение. Величину

$$T_0 = 2 \frac{\Delta t}{n - 1} \quad (3)$$

назовем «квазипериодом» пульсаций температуры. Если положить

$$\alpha = \frac{T_0}{2\pi}, \quad (4)$$

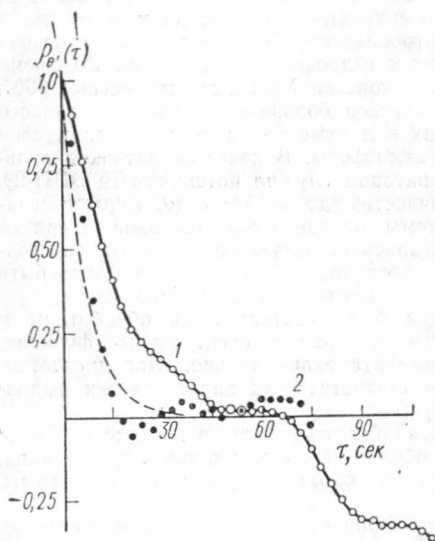


Рис. 1. Автокорреляционная функция пульсаций температуры (1). Значения автокорреляционной функции после отфильтровки периодических составляющих (2)

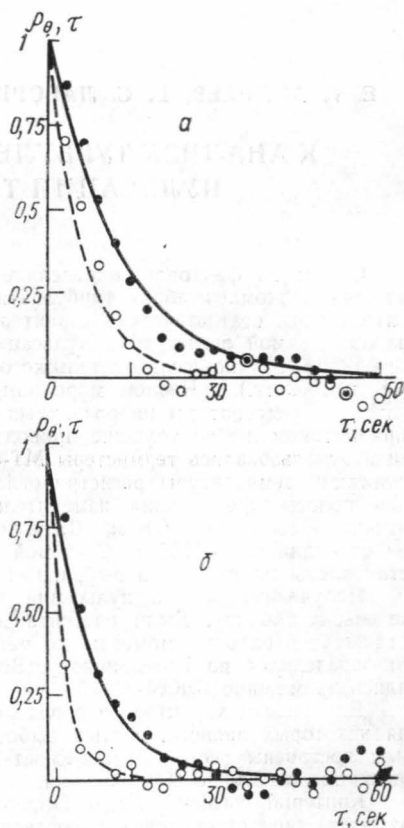


Рис. 2. Значения автокорреляционных функций пульсаций температуры в воздухе (а) и в воде (б). Линиями обозначены экспоненты соответствующие найденным по записям пульсаций температуры значениям «квазипериода»

то экспонента с коэффициентом затухания, равным $1/\alpha$, хорошо аппроксимирует значения автокорреляционной функции для соответствующей записи пульсаций температуры. Для иллюстрации этого на рис. 2 нанесены значения автокорреляционных функций в воздухе и в воде, полученные после отфильтровки периодических составляющих, а сплошной и штриховой линиями даны кривые $\exp\left(-\frac{2\pi}{T_0} \tau\right)$, причем ве-

личина «квазипериода» определялась по соответствующим записям пульсаций температуры. Во всех (более 40) рассмотренных случаях, кроме двух, кривые $\exp\left(-\frac{2\pi}{T_0}\tau\right)$ достаточно хорошо аппроксимировали значения автокорреляционных функций. Это значит, что, определив указанным способом по записи пульсаций температуры значение «квазипериода» и полагая в (3) $\alpha = \frac{T_0}{2\pi}$, можно сразу построить кривую нормированной спектральной плотности

$$G_{\theta'}^{\circ}(f) = \frac{G_{\theta'}(\omega)}{D_{\theta'}} = \frac{1}{\pi^2} \frac{T_0}{1 + (T_0 f)^2}. \quad (5)$$

Таким образом, по записи пульсаций температуры можно получить оценку их спектра. Для этого необходимо определить и нанести на запись значения средней

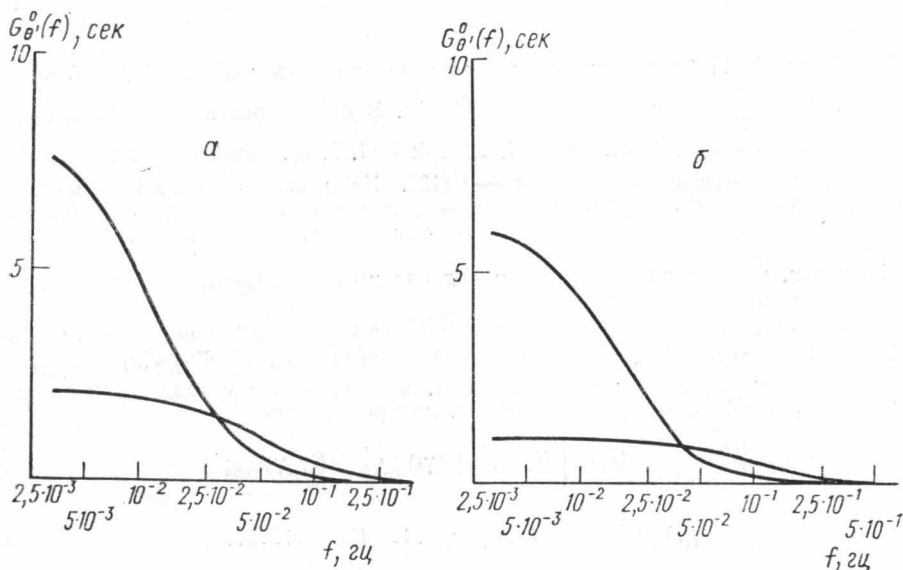


Рис. 3. Рассчитанные аналитически кривые спектральной плотности, соответствующие предельным значениям границ спектров пульсаций температуры, полученным по материалам экспедиций 1967—1969 гг. (а — в воздухе, б — в воде)

температуры (если на записи присутствует медленно меняющаяся составляющая, надо применять операцию скользящего осреднения); подсчитать число пересечений кривой пульсаций температуры ее среднего значения за промежуток времени Δt и определить величину «квазипериода» $T_0 = 2 \frac{\Delta t}{n-1}$; по (5) построить кривую нормированной спектральной плотности.

Из выражения (2) видно, что в области низких частот можно пренебречь зависимостью спектральной плотности от частоты. С погрешностью не больше 20% это справедливо для частот $f \leq \frac{1}{4\pi\alpha}$. В области высоких частот спектральная плотность обратно пропорциональна квадрату частоты. С той же погрешностью 20% это справедливо для частот $f \geq \frac{1}{\pi\alpha}$.

По нашим данным значения интегрального масштаба турбулентности α лежат в пределах 3,1—12,5 сек для воздуха (а) и 1,7—9,5 сек для воды (б). Кривые спектральной плотности, нормированные на величину дисперсии, соответствующие предельным значениям границ спектров, приведены на рис. 5. При других значениях интегрального масштаба кривые аналогичны и занимают промежуточное положение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Doob J. L. Ann. Math., 43, No. 2, 351—369, 1942.
2. Bendat J. S. J. Aero. Sci., 24, 69—70, 1957.
3. Худжуа Г. Г., Христофоров Г. Н. «Океанология», 5, вып. 4, 1965.

Поступила в редакцию
23.9 1970 г.

Кафедра
физики моря и вод суши

УДК 539.12.01 : 539.121.43

Б. В. ДАНИЛЮК

**МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ БАРИОНОВ
В ОБОБЩЕННОЙ УНИТАРНОЙ СИММЕТРИИ**

В работах [1—2] была предложена теория сильных взаимодействий для барионов $S = \frac{1^+}{2}$, $S = \frac{3^+}{2}$ и мезонов $S=0^-$ и $S=1^-$. В основу теории был положен унитарный спинор $\Psi_{A^i}(x)$ ($A=(\alpha, l)$; $\alpha=1, 2, 3, 4$; $l=1, 2, 3$), преобразующийся по фундаментальному представлению группы $\sim \tilde{U}(12)$. Из простейшего лагранжиана для $\Psi_{A^i}(x)$ и условий слияния [1] были получены динамические уравнения сильных взаимодействий, а также определены константы сильной связи и магнитные моменты адронов.

Покажем, что при чисто групповом подходе можно построить теорию, обобщающую ранее полученные результаты.

Пусть оператор мезонных полей $M_A^B(x)$ преобразуется по представлению $12 \times 12^* = 144$ группы $U(12)$, а оператор барионных полей $\Psi_{ABC}(x) \equiv \Psi_{(ABC)}(x)$ по неприводимому представлению 364. Тогда, в соответствии с разложением представлений 144 и 364 относительно $L \otimes SU(3)$, можно написать

$$M_{\alpha\lambda}^{\beta m} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\lambda_i)_l^m \left[(I)_{\alpha\beta} \Phi_0^i + (\gamma_5)_{\alpha\beta} \Phi_5^i + (i\gamma_\mu \gamma_5)_{\alpha\beta} \Phi_{\mu 5}^i + \right. \\ \left. + (\gamma_\mu)_{\alpha\beta} \Phi_\mu^i + \frac{1}{2} (\sigma_{\mu\nu})_{\alpha\beta} \Phi_{\mu\nu}^i \right], \quad (i = 0, 1, \dots, 8), \quad (1)$$

$$\Psi_{\alpha l, \beta m, \gamma n} = S_{[\alpha\beta\gamma]}^{[lmn]} + D_{(\alpha\beta\gamma)}^{(lmn)} + N_{\alpha\beta\gamma}^{lmn} + N_{\beta\gamma\alpha}^{mnl} + N_{\gamma\alpha\beta}^{nml}, \quad (2)$$

$$N_{\alpha\beta\gamma}^{lmn} = \frac{1}{\sqrt{2}} \varepsilon_{lmq} (\lambda_i)_n^q [(c)_{\alpha\beta} (\gamma_\kappa \gamma_5)_{\gamma\delta} + (\gamma_\kappa \gamma_5 c)_{\alpha\beta} (I)_{\gamma\delta}] b_{\kappa, \delta}^i, \quad (3)$$

где правило суммирования по индексу κ

$$A_\kappa B_\kappa \equiv A_0 B_0 + A_\mu B_\mu \quad (b_{0, \delta}^i \equiv b_\delta^i, \gamma_0 \equiv I). \quad (4)$$

Функции $D_{(\alpha\beta\gamma)}^{(lmn)}(x)$ и $S_{[\alpha\beta\gamma]}^{[lmn]}(x)$ описывают барионы декуплета $3/2^+$ и синглета $1/2^+$; $\Phi_5^i(x)$, $\Phi_{\mu 5}^i(x)$ — псевдоскалярные мезоны; $\Phi_\mu^i(x)$, $\Phi_{\mu\nu}^i(x)$ — векторные мезоны; $b_\alpha^i(x)$, $b_{\mu, \alpha}^i(x)$ — барионы октета $1/2^+$.

В рассматриваемом случае лагранжиан имеет вид

$$L = L_0(M) + L_0(B) + L_I(MB) + L_I(MM),$$

где $L_0(M)$ и $L_0(B)$ — лагранжианы свободных полей мезонов и барионов,

$$L_I(MB) = -iG [\bar{\Psi}^{ABC} M_A^D \Psi_{DBC}^D + a \bar{\Psi}^{ABC} M_D^D \Psi_{ABC}^D], \quad (5)$$

$$L_I(MM) = -iG' [M_A^B M_B^C M_C^A + a_1 M_A^B M_B^C M_C^A + a_2 M_A^A M_B^B M_C^C] \quad (6)$$

— лагранжианы мезон-барионных и мезон-мезонных взаимодействий, взятые в наиболее общей $\tilde{U}(12)$ — инвариантной форме (a, a_1, a_2 — вещественные константы.)