

О ДЛИННОВОЛНОВОМ ПРОЯВЛЕНИИ ИНЕРЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЙ У КРЫМСКОГО ПОБЕРЕЖЬЯ ЧЕРНОГО МОРЯ

Н.Г. Хоролич*, П.Д. Ломакин**,
В.Н. Хоролич***

*Морское отделение Украинского научно-исследовательского гидрометеорологического института
г. Севастополь, ул. Советская, 61

E-mail: mb_uhmi@stel.sebastopol.ua

**Морской гидрофизический институт
НАН Украины

г. Севастополь, ул. Капитанская, 2

***Севастопольский национальный
технический университет
г. Севастополь, Студгородок

Характеристики спектрального тензора скорости течений у Крымского побережья Черного моря анализируются на основе доказанного в рамках ранее разработанной полуспектральной линейной теории ее длинноволнового приближения. Показано, что инерционные колебания скорости течений могут быть обусловлены длинноволновым проявлением колебаний уровня, например, за счет эффекта захвата энергии в области шельф-материковый склон.

На сегодня самым надежным источником информации о морских течениях общепринято считать данные автономных (заякоренных) буйковых станций (АБС). Несмотря на довольно значительный исторический массив этих данных, полученный для области шельф-материковый склон, он, в силу их значительной пространственно-временной перемежаемости, а также игнорирования в большинстве случаев вдольбереговой изменчивости течений при их измерении, является, вообще говоря, малопригодным для исследования их длинноволновой структуры в данной области, формируемой в основном за счет проявления ею волноводных (резонансных) свойств. При этом, к сожалению, из-за сравнительно малой продолжительности рядов наблюдений ($\approx 10 - 15$ сут) исследование данного эффекта оказывается, вообще говоря, возможным в основном в мезомасштабной области час-

tot, главным образом, на близинерционных частотах. Поэтому в настоящее время „реанимация” этой информации по данным наблюдений, по сути, на отдельных горизонтах для исследования длинноволновой структуры течений в исследуемой области становится особенно актуальной в геофизической гидродинамике [1 – 3].

Спектральное описание скорости морских течений с физической точки зрения вполне обосновано, так как непосредственно выражает интенсивность ее колебаний на разных частотах. Однако в действительности поведение скорости морских течений, в силу их специфики, проявляется, вообще говоря, в виде суперпозиции отдельных колебательных систем, турбулентных движений, а также целого ряда известных и неизвестных динамических структур, как правило, циклически сменяющих друг друга. Применяемые в физической океанографии методы спектрального анализа скорости течений позволяют формализовать эти ее особенности в виде спектрального тензора, содержащего о нем как колебательном процессе наиболее полную информацию [4].

Основным недостатком существующей на сегодня спектральной теории морских течений является отсутствие как общепринятого метода формализации в частотной области физики поведения их скорости как неоднородного случайного векторного процесса, так и спектральной гидродинамической модели, без которой, как показывает практика, невозможна их интерпретация в терминах геофизической гидродинамики [4 – 8]. Создание такой теории позволит исследовать их гармонический (или волновой) и турбулентный характер с учетом многофакторности, разномасштабности, полицикличности и других особенностей их проявления.

Цель данной работы – с помощью ранее разработанной полуспектральной линейной теории [6 – 15] исследовать уникальное проявление у Крымского побережья Черного моря в апреле 1973 г. длинноволнового характера инерционных колебаний скорости. В рамках данной теории удалось показать, что если в баротропном море длинноволновая

структуре поля скорости течений характеризуется квазиреверсивным изменением наклона уровня, то в этом случае имеет место подобие ее спектральных тензоров. Поэтому если для максимума спектральной энергии скорости течений установлено совпадение эмпирического и теоретического критериев подобия ее спектральных тензоров [10 – 15], то это свидетельствует о том, что данный максимум может быть обусловлен исключительно за счет проявления данного эффекта. Его проявление особенно характерно для области шельф-материковый склон в силу ее, как было уже указано выше, волноводных, т.е. резонансных свойств. Кроме того, в работе получили дальнейшее развитие и некоторое уточнение ряд моментов, главным образом, методического характера, касающихся спектрального анализа временных реализаций вектора скорости морских течений по данным АБС, которые в контексте затронутых выше проблем уже рассматривались нами в предыдущих исследованиях [10 – 15]. Это позволит осуществить, на наш взгляд, существенное продвижение в их исследовании по данным наблюдений, выполненным, прежде всего, на шельфе с помощью АБС [4].

Применяемые в настоящее время методы спектрального анализа временных реализаций вектора скорости морских течений, основанные на традиционном преобразовании Фурье, имеют, на наш взгляд, ряд существенных недостатков, обусловленных, главным образом, непоследовательностью их авторов при рассмотрении таких взаимосвязанных проблем, как реальная структура скорости течений, ее формализация (математическая модель) и свойства данного преобразования Фурье [4, 5]. Из сопоставления этих проблем следует, что основная роль при этом принадлежит последней, поскольку только она определяет формализацию физики поведения исследуемого вектора.

Как известно, метод вращательных компонентов базируется на представлении вектора скорости течений в виде комплексного числа [5], а векторно-алгебраический метод – на его представлении в виде вектора в евклидовом про-

странстве [4]. При формализации данного вектора авторы первого метода применили интегральное преобразование Фурье в комплексном виде непосредственно, тогда как авторы другого метода применили его опосредовано, т.е. использовали для этого корреляционный тензор. Другими словами, последние авторы полагали, что при этом им удалось абстрагироваться таким образом от априорного задания математической модели данного вектора. Однако при этом, к сожалению, связь между такими основными инвариантами данного тензора, как линейный инвариант и индикатор вращения оказалась ими утерянной. В результате данная проблема оказалась не доведенной до конца, поскольку характеристики чисто колебательного поведения вектора скорости течений при этом остались по сути неопределенными.

Таким образом, из вышесказанного следует, что каждый из проанализированных выше спектральных методов, даже если абстрагироваться от некоторых несущественных неточностей, допущенных их авторами, представляет собой в лучшем случае лишь половинчатое решение рассматриваемой проблемы. Единственным утешением здесь может служить то, что эти решения, дополняя друга, позволяют, в принципе, получить полное представление о чисто колебательных свойствах исследуемого векторного временного процесса.

Поэтому эти методы, к сожалению, лишь только после устранения в них ряда неточностей, моментов субъективизма и ошибочных предположений, допущенных как самими авторами, так и их критиками и последователями, позволяют, в принципе, формализовать в инвариантной форме основные особенности физики поведения вектора скорости течений в виде как спектрального тензора [4], так и соответствующего ему (этому тензору) поляризованного (в горизонтальной плоскости в силу двухмерности течений) эллипса вращения данного вектора [5], которые содержат наиболее полную информацию о его колебательных свойствах. При этом ориентация главной оси симметричной части данного тензора совпадает с ориентаци-

ей большой оси соответствующего ему эллипса.

Этому поляризованному эллипсу вращения вектора скорости течений как кривой второго порядка (без учета знака его поляризации) можно поставить в соответствие аналогичную тензорную кривую симметричной части спектрального тензора, а мере его (эллипса) поляризации – индикатор вращения этого тензора, т.е. инвариант его асимметричной части, если абстрагироваться от того факта, что последний является мнимой величиной [4].

В случае подобия данных эллипсов должно иметь место совпадение их

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} S_{uu}, & S_{uv} \\ S_{vu}, & S_{vv} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{uu}, & C_{uv} \\ C_{uv}, & S_{vv} \end{pmatrix} - iQ_{uv} \begin{pmatrix} 0, & 1 \\ -1, & 0 \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} \lambda_1, & 0 \\ 0, & \lambda_2 \end{pmatrix} + 0,5\mathbf{D} \begin{pmatrix} 0, & 1 \\ -1, & 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где S_{uu} , S_{vv} – автоспектры составляющих скорости течений u и v , $S_{uv} = C_{uv} - iQ_{uv}$, $S_{vu} = C_{uv} + iQ_{uv}$, а C_{uv} , Q_{uv} – косспектр и квадратурный спектры соответственно, $\lambda_{1,2}$ – собственные числа (главные оси) симметричной части \mathbf{S} , а \mathbf{D} – функция, имеющая смысл индикатора вращения:

$$\mathbf{D} = S_{uv} - S_{vu} = iD = -2iQ_{uv}. \quad (2)$$

Как впервые было показано в [10], для коэффициента сжатия K эллипса вращения и индикатора вращения \mathbf{D} вектора скорости течений выполняются следующие соотношения:

$$K = (\lambda_2/\lambda_1)^{1/2}, \quad (3)$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \lambda_1, & 0 \\ 0, & \lambda_2 \end{pmatrix} + \Theta(\lambda_1\lambda_2)^{1/2}i \begin{pmatrix} 0, & 1 \\ -1, & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda_1, & \Theta(\lambda_1\lambda_2)^{1/2}i \\ -\Theta(\lambda_1\lambda_2)^{1/2}i, & \lambda_2 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Нетрудно заметить, что детерминант матрицы спектрального тензора \mathbf{S} в виде (6) равен нулю.

Из анализа выражений (2) – (6) следует, что с их помощью можно оценить погрешность определения на практике основных инвариантов спектрального тензора вектора скорости течений и, следовательно, ориентации главной оси его симметричной части. Впрочем, это замечание касается и спектральных характеристик данного вектора, полученных с помощью метода вращательных

коэффициентов сжатия K , знаков поляризации Θ и ориентации больших осей α_c , что позволяет ввести критерий подобия \mathbf{K}_c как суперпозицию скалярного ΘK и векторного $\mathbf{E} = \cos\alpha_c + i\sin\alpha_c$ параметров [10 – 13]. Далее с целью удобства рассуждений коэффициент $K_c = \Theta K$ будем именовать коэффициентом подобия.

Спектральная тензор-функция скорости течений \mathbf{S} является преобразованием Фурье корреляционной тензор-функции и может быть представлена в виде суммы симметричной и кососимметричной ее частей [4]:

$$\mathbf{D}(\omega) = 2i\Theta K \lambda_1 = 2i\Theta(\lambda_1\lambda_2)^{1/2} = 2i\Theta(I_2)^{1/2}, \quad (4)$$

где I_2 – квадратичный инвариант симметричной части тензора \mathbf{S} , который совпадает с детерминантом симметричной матрицы в (1).

Итак, для индикатора вращения \mathbf{D} и квадратурного спектра Q_{uv} имеем следующие их выражения:

$$\mathbf{D}(\omega) = -2iQ_{uv} = 2i\Theta(S_{uu}S_{vv} - C_{uv}^2)^{1/2}. \quad (5)$$

Тогда вместо (1) имеем следующее выражение для спектрального тензора \mathbf{S} вектора скорости течений:

компонентов [5]. Здесь уместно отметить, что результаты спектрального анализа скорости течений, полученные как авторами векторно-алгебраического метода [4], так и их последователями сравнительно легко с помощью выражений (2) – (6) могут быть выражены также в терминах метода вращательных компонентов [5].

Учитывая, что $I_1 \geq |\mathbf{D}|$ [4], матрицу тензора \mathbf{S} в виде (6) для дальнейшего анализа удобно пронормировать (делением ее элементов) на I_1 :

$$\mathbf{K}_T = \begin{pmatrix} (1+K^2)^{-1}, & 0 \\ 0, & K^2(1+K^2)^{-1} \end{pmatrix} + \frac{\Theta Ki}{1+K^2} \begin{pmatrix} 0, & 1 \\ -1, & 0 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Следовательно, спектральный тензор \mathbf{K}_T скорости течений (7) является, по сути, тензорным аналогом приведенного выше критерия подобия \mathbf{K}_e , поскольку содержит в себе такие же характеристики соответствующего ему эллипса, что и \mathbf{K}_e . При этом ориентация α_e главной оси симметричной части тензорного критерия подобия \mathbf{K}_T определяется через автоспектры S_{uu} , S_{vv} и косспектр C_{uv} составляющих скорости течений u и v соответственно (см. (1)).

Таким образом, с помощью этих методов, в силу присущей данному преобразованию Фурье некоторой ограниченности, можно получить формализацию исследуемого вектора, соответствующую только чисто колебательному характеру его поведения в частотной области. Поэтому на сегодня при исследовании морских течений одной из первоочередных задач является доказательство именно такого характера их поведения, что, однако, как показывает практика, возможно осуществить только в рамках гидродинамической теории.

Как известно, при исследовании морских течений по данным наблюдений, выполненным в последние десятилетия с помощью АБС, проблема конкретизации характеристик воздействующих на них факторов на сегодня является практически неразрешимой, поскольку среди них, кроме известных факторов, могут быть и неизвестные, причем механизмы проявления некоторых из них могут быть неизвестными. Если не принимать во внимание такие сведения о течениях, как горизонт измерений и некоторые сведения о морфометрии дна в месте измерений, то, как уже указывалось выше, в силу значительной пространственно-временной перемежаемости данных наблюдений, единственным источником информации о них являются, пожалуй, только их временные реализации на отдельных горизонтах. В силу отсутствия конкретных сведений о воздействующих факторах некоторым источником сведе-

ний о предполагаемых механизмах их проявления могут служить, например, не столько сами инварианты спектрального тензора вектора скорости течений, а соответствующий ему тензорный критерий подобия \mathbf{K}_T . Однако даже в этом простом случае данная гидродинамическая задача, как показали наши предыдущие исследования [11, 13], в принципе может быть решена только в том случае, если, например, в рамках линейной теории морских течений удается найти теоретическое значение спектрального тензорного критерия подобия \mathbf{K}_T , соответствующее его эмпирическому значению. Таким образом, данный критерий является универсальным, поскольку позволяет достоверно учесть как все воздействующие факторы (количество которых, в принципе, может быть неограниченным), так и соответствующие им механизмы влияния на течения.

Как уже было нами показано [11, 12, 14, 15], такой подход в принципе осуществим в некоторых очень важных с точки зрения как теории, так и практики случаях. Так, длинноволновая структура скорости течений и ее градиентное происхождение, в принципе, уже сравнительно легко могут быть установлены даже в случае отсутствия каких-либо сведений о воздействующих факторах, например, для шельфа и материкового склона баротропного моря с помощью полуспектральной линейной гидродинамической теории по ее измерению только на отдельном горизонте, если при этом имеет место соответствие эмпирического и теоретического критериев подобия для ее спектрального тензора.

Если абстрагироваться от чисто дрейфовых течений, которые, вообще говоря, существенны только в верхнем слое трения [6], то течения в баротропном море независимо от своего происхождения являются, по сути, градиентными, поскольку определяются только наклонами уровня. Однако, например, в области шельф-материков склон гра-

диентные течения в случае проявления ю волноводных (резонансных) свойств, вообще говоря, могут значительно превышать чисто дрейфовые течения, т.е. пронизывать всю толщу вод, имея при этом в основном длинноволновый характер. Таким образом, исследование генезиса и структуры течений в данной области с учетом данного механизма их формирования представляет особый интерес.

В рамках ранее разработанной полуспектральной линейной теории морских течений (обобщение известной в теории морских течений задачи Экмана) нами было установлено [10, 11, 13], что если временные изменения наклона уровня имеют преимущественно реверсивный характер, то имеет место подобие спектральных тензоров градиентной скорости течений, которое не зависит от наклона уровня и наклона дна и определяется только глубиной места, вертикальной координатой, вязкостью и параметром Кориолиса.

Следуя работам [6 – 8, 10, 11, 13], рассмотрим задачу о поведении градиентной скорости течений в однородном море произвольной глубины при изменении наклона уровня преимущественно в одном направлении, то есть в случае, когда оно имеет квазиреверсивный характер.

Решение данной задачи наиболее просто находится для бесконечного шельфа с прямолинейным берегом и глубиной, которая изменяется только по нормали к нему. При этом учитываются силы вертикального и горизонтального трения, Кориолиса, трения на дне, а также наклоны уровня по нормали к берегу. Начало декартовых координат расположено на невозмущенной поверхности моря. Горизонтальные оси координат Ox и Oy направлены соответственно вдоль берега и в сторону моря, а вертикальная ось Oz – вниз. Система координат – правая.

Поскольку в задаче исследуется поведение градиентной скорости течений с точки зрения влияния на нее только указанного выше характера изменения наклона уровня, то для ее решения достаточно получить формальное соотношение между данной скоростью и накло-

ном уровня. Тогда уравнения движения для вязкой однородной жидкости, граничные условия на поверхности и на дне в линейном приближении можно записать в следующем виде:

$$-\frac{\partial W}{\partial t} + A \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} - (R + if)W = -gG, \quad (8)$$

$$A \frac{\partial W}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad W|_{z=H} = 0, \quad (9)$$

где

$$W = u + iv, \quad G = i \frac{\partial \zeta}{\partial y}. \quad (10)$$

В этих уравнениях и граничных условиях: W , u , v – скорость течения и ее составляющие соответственно вдоль действительной и мнимой осей декартовых координат Ox и Oy ; t – время; A – кинематический коэффициент вертикального турбулентного обмена; R – коэффициент горизонтального трения (при его учете используется известная гипотеза, согласно которой турбулентное трение, обусловленное горизонтальным обменом количеством движения, пропорционально скорости течения), i – мнимая единица; $f = 2\Omega \sin \varphi$ – параметр Кориолиса (здесь Ω – угловая скорость вращения Земли, φ – широта места, $f > 0$ в Северном полушарии); g – ускорение силы тяжести; ζ – уровень (отклонение поверхности моря от невозмущенного горизонтального положения $z=0$); $H=H(y)$ – глубина места.

Выражение для скорости течений W , а также для наклона уровня G представим в виде рядов Фурье по временной координате t [5]:

$$W = \sum_{n=-\infty}^{\infty} W_n \exp(i\omega_n t), \quad n \neq 0, \quad (11)$$

где W_n – комплексные коэффициенты Фурье функции W , зависящие от переменных y и z , а ω_n – угловая частота (в дальнейшем с целью сокращения записи при этих и других коэффициентах, а также при ω_n вместо индекса n будет использоваться только его знак).

Коэффициенты Фурье W_+ представим в следующем виде [5]:

$$2W_{\pm} = u_a \pm v_b + i(v_a \mp u_b) = |W_{\pm}| \exp(i\psi_{\pm}), \quad (12)$$

где u_a , u_b , v_a , v_b – коэффициенты Фурье проекций скорости течений u и v на оси координат Ox и Oy соответственно (индексы a и b означают косинус- и синус-разложение по временной координате t), а $\psi_{\pm} = \arctg[(v_a \mp u_b)/(u_a \pm v_b)]$.

Составляющие W_+ и W_- вектора скорости течений (как, впрочем, и составляющие G_+ и G_- наклона уровня), вращаясь соответственно в положительном и отрицательном направлениях относительно оси Ox , описывают при этом, вообще говоря, эллипс, большая ось которого образует с ней угол, равный полусумме их фазовых углов. Его большая полуось равна сумме модулей этих составляющих, а малая – их разности. При этом знак поляризации эллипса определяется знаком направления вращения большей по модулю составляющей [5].

Комплексные коэффициенты Фурье для наклона уровня G_{\pm} по аналогии с (11) и (12) имеют следующий вид:

$$2G_{\pm} = \pm \frac{\partial \zeta_h}{\partial y} + i \frac{\partial \zeta_a}{\partial y}, \quad (13)$$

где ζ_a , ζ_b – коэффициенты Фурье по t для отклонения уровня ζ от $z = 0$.

Решение уравнения (1) для W_{\pm} известно [6 – 8, 10, 11, 13]:

$$W_{\pm} = (B_{\pm} - iq\Lambda_{\pm})G_{\pm}, \quad (14)$$

где

$$B_{\pm} = f_1 f_3 + r f_2 f_4, \quad \Lambda_{\pm} = f_1 f_4 - r f_2 f_3, \quad (15)$$

$$q = \text{sign}(f + \omega_{\pm}),$$

$$f_1 = 1 - r(ch\theta_{\pm}^a \cos \eta_{\pm}^b + ch\eta_{\pm}^a \cos \theta_{\pm}^b),$$

$$f_2 = sh\theta_{\pm}^a \sin \eta_{\pm}^b + sh\eta_{\pm}^a \sin \theta_{\pm}^b, \quad f_3 = (a_{\pm}^2 - b_{\pm}^2)f_5,$$

$$f_4 = 2a_{\pm}b_{\pm}f_5, \quad f_5 = g/A(a_{\pm}^2 + b_{\pm}^2)^2,$$

$$r = 1/(ch2a_{\pm}H + \cos2b_{\pm}H),$$

$$a_{\pm} = (f_6 + R)^{1/2}, \quad b_{\pm} = (f_6 - R)^{1/2},$$

$$f_6 = [(f + \omega_{\pm})^2 + R^2]^{1/2}/2A,$$

$$\begin{aligned} \eta_{\pm}^a &= a_{\pm}H(1 - z/H), \quad \eta_{\pm}^b = b_{\pm}H(1 - z/H), \\ \theta_{\pm}^a &= a_{\pm}H(1 + z/H), \quad \theta_{\pm}^b = b_{\pm}H(1 + z/H). \end{aligned}$$

На основе сравнительного анализа метода вращательных компонентов [5] и векторно-алгебраического метода [4] в [10, 11, 13, 15], в частности, установлено, что спектральные характеристики вектора скорости течений, полученные в терминах первого из них, дают возможность, в принципе, сравнительно легко получить основные инварианты соответствующего ему спектрального тензора. При этом ориентация и знак поляризации эллипса вращения ее результирующего вектора совпадают соответственно с ориентацией главной оси симметричной части данного тензора и знаком одного из основных его инвариантов – индикатора вращения.

Из совместного анализа выражений (13) и (14) следует, что разнонаправлено вращающиеся составляющие градиентной скорости течений определяются одинаковыми по модулю и ориентированными симметрично относительно нормали к берегу соответствующими им составляющими наклона уровня. Поэтому выражение для определения ориентации эллипса градиентной скорости течений будет иметь следующий вид [10, 11, 13]:

$$\alpha = (\pi - \Delta_+ - q\Delta_-)/2, \quad (16)$$

где Δ_{\pm} – угол между составляющей градиентной скорости течений и соответствующей ей составляющей наклона уровня G_{\pm} (в соответствии с (14) $\Delta_{\pm} > 0$).

Из анализа выражения для градиентной скорости течений (14) следует, что независимо от величины наклона уровня соответствующие ей эллипсы вращения будут подобными, поскольку для них коэффициенты сжатия

$$K = |A_{\star} - B_{\star}|/(A_{\star} + B_{\star}), \quad K \in [0, 1] \quad (17)$$

(где $A_{\star} = |B_{\star} - iq\Lambda_{\star}|$, $B_{\star} = |B_{\star} - iq\Lambda_{\star}|$), знаки поляризации вращения и углы ориентации совпадают.

Таким образом, если в баротропном море временные изменения наклона уровня имеют реверсивный характер, то, вообще говоря, имеет место подобие эллипсов вращения соответствующей ему градиентной скорости течений, которое не зависит от наклона уровня и наклона дна, поскольку определяется только комплексными коэффициентами градиентного дрейфа $B_{\pm} - iq\Lambda_{\pm}$, то есть глубиной места, горизонтом (вертикальной координатой z), вязкостью, трением на дне, параметром Кориолиса f , ускорением силы тяжести g , частотой ω_{\pm} , параметром $\Theta = \text{sign}(A_{\pm} - B_{\pm})$ (определенным знаком поляризации эллипса вращения данной скорости) и ориентацией этих коэффициентов на комплексной плоскости.

Анализ решений для градиентной скорости течений, полученных в рамках полуспектральной линейной теории морских течений, показал, что в случае, когда она генерируется только суперпозицией возмущений уровня, для которых изменение его наклона по нормали к берегу имеет в основном квазиреверсивный характер (что действительно может иметь место на шельфе вследствие усиления энергии, приходящейся на длинноволновый диапазон исследуемых процессов), имеет место подобие ее спектральных тензоров, соответствующих каждой из этих волн. Отсюда следует, что при этом количество действующих факторов, даже с учетом того немаловажного факта, что среди них могут быть и неизвестные, может быть, вообще говоря, неограниченным и, следовательно, неопределенным. Впрочем, данное обстоятельство является одним из доказательств того, что основная цель данного теоретического исследования достигнута. Полученный таким образом теоретический критерий подобия затем необходимо сравнить с его эмпирическим аналогом.

На практике представляет интерес определение в первую очередь точности оценки коэффициента подобия K_c эллипса вращения исследуемого вектора для предполагаемого гармонического (или волнового), которую, как это следует из анализа выражений (3) и (4), можно найти с помощью двух независимых оценок K_c и K_d коэффициента сжатия K :

$$K_c = \text{sign}(D)(K_e + K_d)/2, \quad (18)$$

где

$$K_c = (\lambda_2/\lambda_1)^{1/2}, \quad K_d = |D|/2\lambda_1. \quad (19)$$

Кроме того, для проверки точности предлагаемого здесь подхода необходимо использовать, по крайней мере, следующие дополнительные параметры и критерии:

1) критерии K_w и K_v соответствия исследуемого процесса гармоническому процессу, определяющие степень близости коэффициентов K_c , K_e и K_d :

$$K_w = K_c/K_e, \quad K_v = K_d/K_c; \quad (20)$$

2) теоретические коэффициенты подобия для спектрального тензорного критерия подобия K_0 и K_R соответственно для значений коэффициента горизонтального трения $R = 0$ и $5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$;

3) критерии E_0 и E_R соответствия эмпирического коэффициента подобия K_c его теоретическим значениям K_0 и K_R для предполагаемой градиентной скорости течений при $R = 0$ и $5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ соответственно:

$$E_0 = K_c/K_0, \quad E_R = K_c/K_R; \quad (21)$$

4) углы ориентации относительно берега α_e и α_e^* (с целью удобства анализа отсчитываемые в азимутальной системе, т.е. по часовой стрелке) большой оси λ_1 симметричной части теоретического тензорного критерия подобия для градиентной скорости течений при $R = 0$ и $5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ соответственно (α_e – широкая стрелка, α_e^* – короткая стрелка).

Данный подход был уже успешно апробирован при анализе спектральных тензоров скорости течений на шельфе Черного моря [11, 12, 14, 15].

В настоящей работе исследовались скорости течений у Крымского побережья Черного моря, полученные за период 21 – 27 апреля 1973 г. (рис. 1) на АБС с помощью приборов типа БПВ (буквопечатающая вертушка).

Предварительная обработка временных рядов скорости течений заключалась в проверке их на грубые выбросы, высокочастотной фильтрации и оценке низкочастотного тренда [4]. При анализе используется левая, т.е. азимутальная,

как это обычно принято в океанографии, система координат. Низкочастотная фильтрация временных рядов скорости течений осуществлялась с помощью косинус-фильтра.

Положение каждого из выявленных пиков оценки спектра на оси частот уточнялось при таких значениях параметров спектрального анализа, чтобы для дискретности наблюдений 10 мин и периода низкочастотной фильтрации 36 час он, насколько это возможно, совпадал с соответствующими ему ее узловыми точками. Так, в анализируемом здесь случае рассчитанное положение инерционного пика на оси частот (peri-

од 17 час) фактически совпало с его теоретическим значением, соответствующим периоду 17,08 час для широты точки наблюдений. Достоверность оценок спектра определялась с помощью общепринятого подхода [4, 16].

При анализе спектрального тензора вектора скорости течений на исследуемых горизонтах значения критерия подобия для данного тензора, рассчитанные с помощью усовершенствованного выше векторно-алгебраического метода, сравнивались с его теоретическими значениями, полученными в рамках полуспектральной линейной теории морских течений (рис. 1).

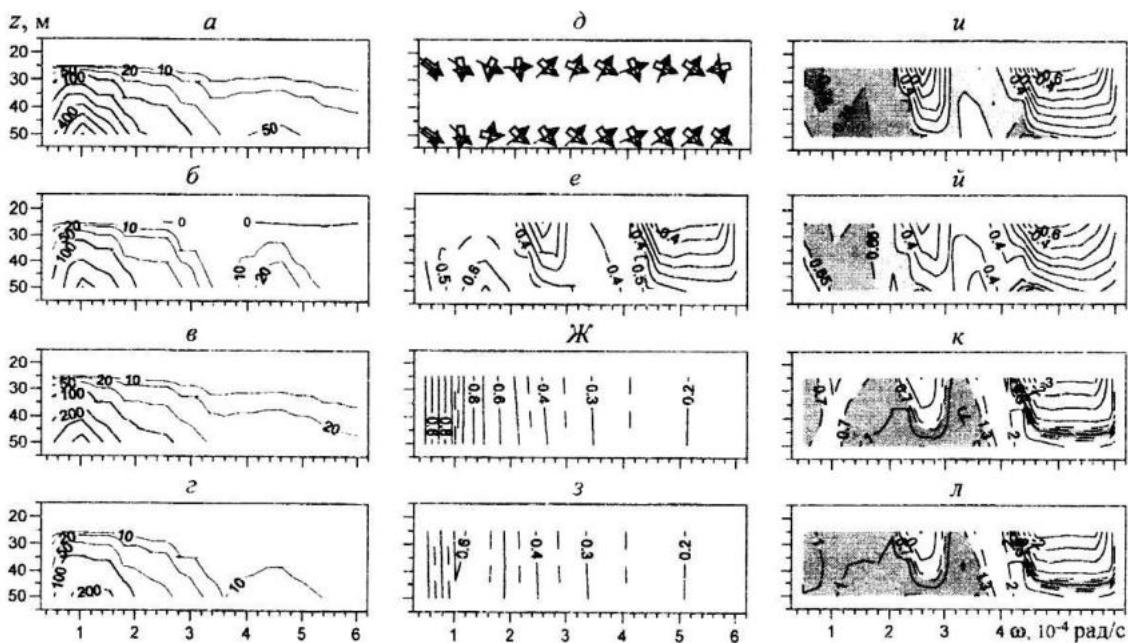


Рис. 1. Характеристики спектрального тензора скорости течений 21 – 27 апреля 1973 г. у Крымского побережья Черного моря ($H = 90$ м, $\varphi = 44^{\circ} 30'$ с. ш., $\lambda = 33^{\circ} 23'$ в. д.).

Примечание: а) линейный инвариант I_1 , б) индикатор вращения D , в) собственные числа λ_1 и λ_2 ($\text{в } 10^4 \text{ см}^2/(\text{рад}\cdot\text{с})$), д) большая стрелка – азимут α , большой оси λ_1 эмпирического спектрального тензора; широкая и короткая стрелки – азимуты (ориентация) условного берега для градиентной скорости течений при $R = 0$ и $5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ соответственно, е) K_c , ж) K_d ($R = 0$), з) K_R ($R = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$), и) $K_w = K_c/K_d$, ѹ) $K_v = K_d/K_c$, к) $E_0 = K_c/K_0$, л) $E_R = K_c/K_R$

Для анализируемых нами реализаций скорости кинематический коэффициент вертикального турбулентного обмена $A = 0,01 \text{ м}^2/\text{с}$, а коэффициент горизонтального трения $R = 0$ и $5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. Установлено, что учет горизонтального трения позволил в данном случае получить лучшее соответствие между эмпирическим и теоретическим значениями критерия подобия спектрального тензора

исследуемого вектора. Однако следует заметить, что это достигалось, в основном, за счет улучшения оценки коэффициента подобия K_e . Задавая различные физически обоснованные значения коэффициентов A и R можно, в принципе, попытаться достичь наилучшего (оптимального) совпадения эмпирического и теоретического значений данного критерия.

Как следует из рис. 1 и 2, в данном анализе некоторую трудность представляет определение ориентации условного берега, поскольку с ней связано также,

как было показано выше, определение ориентации эллипса вращения градиентной скорости течений с помощью гидродинамической модели.

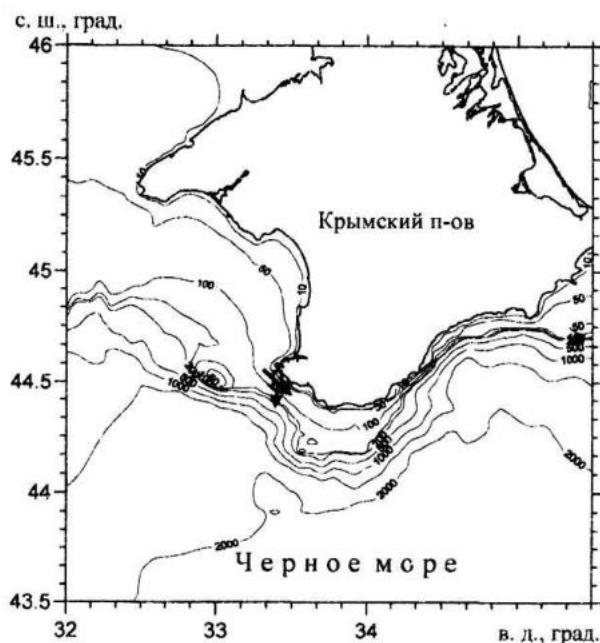


Рис. 2. Ориентация α , большой оси λ_1 эмпирического спектрального тензора скорости течений и условного берега для эллипса вращения градиентной скорости течений на горизонте 50 м для инерционной частоты у Крымского побережья Черного моря 21–27 апреля 1973 г. Примечание: Условные обозначения см. на рис. 1

Это вполне очевидно, поскольку в реальных условиях, определение ориентации области шельф-материковый склон является, вообще говоря, проблематичным. Несмотря на то, что длина исследуемых волновых возмущений, определяющих фактически полностью поведение скорости течений на частоте пика ее спектра теоретически равна бесконечности, в реальных условиях ее (эту длину) все же можно оценить, если для этого использовать длину условного берега, которая в данном случае физически ограничена конечным участком области шельф-материковый склон.

Решение данной проблемы значительно упрощается, если принять во внимание то обстоятельство, что азимут α , большой оси λ_1 эмпирического спектрального тензора скорости течений должен, в принципе, совпадать с азимутом аналогичной оси соответствующего ему теоретического спектрального тензора для градиентной скорости течений.

Далее, из приведенной здесь теории следует, что для определения азимута условного берега к указанному выше азимуту α , необходимо прибавить острый угол α , который можно определить с помощью формулы (16). Как следует из анализа рис. 2, инерционные колебания анализируемой скорости течений на горизонте 50 м генерировались, по-видимому, длинноволновыми возмущениями скорости течений, пространственный масштаб которых не превышал 100 км.

В результате анализа установлено, что особенности генезиса и структуры течений ниже поверхностного слоя трения (по Экману) в исследуемом районе Черного моря могут определяться в основном длинноволновыми возмущениями уровня при квазиреверсивном характере его колебаний по нормали к берегу. Особенно впечатляют результаты, полученные для инерционных колебаний скорости течений, которые генерируются практически за счет данного эффекта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ле Блон П., Майсек Л.* Волны в океане: Пер. с англ. – М.: Мир, 1981. – Ч.1. – 480 с. – Ч. 2. – 365 с.
2. *Блатов А.С., Булгаков Н.П., Иванов В.А. и др.* Изменчивость гидрофизических полей Черного моря. – Л.: Гидрометеоиздат, 1984. – 240 с.
3. *Иванов В.А., Янковский А.Е.* Длинноволновые движения в Черном море. – Киев: Наукова думка, 1992. – 110 с.
4. *Беляшев А.П., Клеванцов Ю.П., Рожков В.А.* Вероятностный анализ морских течений. – Л.: Гидрометеоиздат, 1983. – 263 с.
5. *Gonella J.A.* A rotary-component method for analyzing meteorological and oceanographic vector time series // Deep-Sea Res., 1972. – 19, N12. – P. 833 – 846.
6. *Фельзенбаум А.И.* К теории периодических течений // Проблемы теории океанических течений / Экспресс-информация. – Киев: Наукова думка, 1966. – 4. – С. 5 – 23.
7. *Хоролич Н.Г.* Теоретическая модель по расчету временных спектров скоростей течений в однородном море конечной глубины / Деп. рукопись №368гм-Д84. – ИЦ ВНИИГМИ-МЦД, 1984. – 38 с.
8. *Хоролич Н.Г.* Теоретическая модель для расчета временных спектров скоростей течений в однородном море с учетом горизонтального трения / Деп. рукопись №637гм-Д87. – ИЦ ВНИИГМИ-МЦД, 1987. – 21 с.
9. *Хоролич Н.Г., Фомин В.В., Хоролич В.Н.* О свойствах спектрального тензора градиентной скорости ветровых течений на шельфе // Экологич. безопасность прибрежн. и шельф. зон и комплексн. использование ресурсов шельфа. – Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2006. – Вып. 14. – С. 386 – 398.
10. *Хоролич Н.Г., Фомин В.В., Хоролич В.Н.* О взаимосвязи инвариантов спектральных тензоров градиентной скорости ветровых течений при реверсивном изменении наклона уровня // Системы контроля окружающей среды / Средства и информационные технологии. – Севастополь: МГИ НАН Украины, 2006. – С. 258 – 267.
11. *Хоролич Н.Г., Хоролич В.Н.* О подобии спектральных тензоров скорости течений на шельфе Черного моря // Экологич. безопасность прибрежн. и шельф. зон и комплексн. использование ресурсов шельфа. – Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2007. – Вып. 15. – С. 260 – 279.
12. *Хоролич Н.Г., Ломакин П.Д., Хоролич В.Н.* Об использовании подобия спектральных тензоров колебаний скорости течений для обнаружения длинных волн на шельфе // Системы контроля окружающей среды / Средства, модели и мониторинг. – Севастополь: МГИ НАН Украины, 2007. – С. 240 – 248.
13. *Хоролич Н.Г., Фомин В.В., Хоролич В.Н.* О подобии спектральных тензоров градиентной скорости ветровых течений на шельфе // Морской гидрофизический журнал, 2008. – № 5. – С. 67 – 80.
14. *Хоролич Н.Г., Белокопытов В.Н., Хоролич В.Н.* О временной перемежаемости длинноволновых колебаний скорости течений на шельфе Черного моря // Системы контроля окружающей среды / Средства, информационные технологии и мониторинг. – Севастополь: МГИ НАН Украины, 2008. – С. 220 – 229.
15. *Хоролич Н.Г., Ломакин П.Д., Хоролич В.Н.* Биспектры основных инвариантов спектрального тензора скорости течений у Кавказского побережья Черного моря // Системы контроля окружающей среды / Средства, информационные технологии и мониторинг. – Севастополь: МГИ НАН Украины, 2009. – С. 256 – 265.
16. *Бендат Дж., Пирсол А.* Измерение и анализ случайных процессов: Пер. с англ. – М.: Мир, 1971. – 408 с.