

УДК 551.465.5.001.57

Н.Г.Хоролич*, В.Н.Хоролич**

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

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

О ДЛИННОВОЛНОВОЙ СТРУКТУРЕ ИНЕРЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЙ НА ПРИКЕРЧЕНСКОМ ШЕЛЬФЕ ЧЕРНОГО МОРЯ

Исследуется длинноволновая структура скорости течений на прикерченском шельфе Черного моря по данным измерений, выполненным 16 – 24 мая 1979 г. на трех АБС на горизонте 5 м. Установлено, что ее колебания на инерционной частоте удовлетворяют полученному ранее в рамках полуспектральной теории морских течений спектральному тензорному критерию подобия для градиентной скорости течений при преимущественно реверсивном поведении наклона уровня, которое действительно может быть обусловлено длинноволновыми колебаниями уровня. При этом не требуется определения конкретных значений наклона уровня и наклона дна, а также воздействующих на течения факторов. Показано, что при проявлении данного эффекта в условиях нерегулярного характера береговой линии и рельефа дна в принципе возможно оценить некоторые параметры соответствующего ему волнового вектора. Изложены физические основы используемой полуспектральной теории морских течений и векторно-алгебраического метода расчета спектрального тензора скорости течений.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: морские течения, уровень, длинные волны, полуспектральная модель, подобие спектрального тензора, Черное море.

В связи с актуальностью решения ряда научных и прикладных задач, связанных с дальнейшим исследованием Черного моря и Азовского морей, в настоящее время резко возросли требования к качеству основных характеристик гидролого-гидрохимического режима их вод, которые, как известно [1 – 3], в значительной степени определяются водообменом между этими морями, осуществляющимся через Керченский пролив. Поэтому исследованию динамики вод как непосредственно в данном проливе, так и в его предпроливных зонах должно отводиться важное место в региональной океанографии.

Прикерченский шельф представляет собой, по сути, предпроливный район Черного моря, который, прежде всего, с гидродинамической точки зрения, является, пожалуй, наименее изученным участком шельфа Черного моря [1], что объясняется, с одной стороны, значительной сложностью протекающих здесь гидродинамических процессов, а с другой – его закрытостью для проведения стандартных экспедиционных исследований.

Поэтому среди ряда проблем, связанных с его промышленным освоением, важнейшей является моделирование динамики вод. Однако оно в сильной степени затруднено вследствие практически полного отсутствия данных наблюдений за течениями и обуславливающими их факторами. Это обстоятельство требует от исследователей разработки качественно новых подходов, позволяющих получить как можно более полное на сегодня представление о динамике вод в данной предпроливной зоне при ограниченном, как

© Н.Г.Хоролич, В.Н.Хоролич, 2012

уже отмечено выше, количестве информации об измеренных течениях.

Согласно современным воззрениям [4], прикерченский шельф Черного моря с гидродинамической точки зрения представляет собой зону, в которой вследствие нерегулярного характера морфометрии рельефа дна и береговой линии (по сути, полного разрыва мелководной прибрежной области на входе в Керченский пролив) происходит нарушение волноводных (резонансных) свойств области шельф – материковый склон. В результате в этой зоне следует ожидать заметную трансформацию прежде всего длинноволновых возмущений в поле скорости течений, в значительной степени определяющих их изменчивость.

Таким образом, исследование данной особенности динамики вод на прикерченском шельфе Черного моря с этой точки зрения, несколько отличающейся от традиционных подходов [1, 3], является на сегодня особенно актуальным.

Цель данной работы – исследовать скорость течений на прикерченском шельфе Черного моря с точки зрения выявления ее длинноволновой структуры с помощью ранее предложенного подхода, основанного на ранее разработанной полуспектральной линейной теории морских течений [5 – 11].

С этой целью анализируются уникальные измерения скорости течений на трех АБС (период 16 – 24 мая 1979 г., горизонт 5 м), установленных на меридиональном разрезе непосредственно в предпроливной зоне Керченского пролива. Уникальность этих измерений заключается в том, что они относятся, во-первых, к району, в котором, в силу его закрытости, другие аналогичные измерения совсем не производились, а во-вторых, к измерениям, которые производились при погодных условиях, близких к экстремальным.

Следует заметить, что «реанимация» данной информации о течениях, выполненной, по сути, в отдельных точках на шельфе, с целью выявления их длинноволновой структуры позволяет исследовать их колебания, к сожалению, только в мезомасштабном диапазоне их изменчивости.

Длинноволновая структура скорости течений и ее градиентное происхождение в данной работе сравнительно легко доказываются с помощью полуспектральной линейной модели течений для однородного моря по ее измерению в отдельной точке (т.е. на одном горизонте) без учета каких-либо сведений о воздействующих факторах на основе соответствия эмпирического критерия подобия для ее спектрального тензора его теоретическому аналогу. Универсальный характер данного теоретического критерия объясняется тем, что для его определения не требуется прибегать к моделированию скорости течений с помощью вышеупомянутой полуспектральной теории [5 – 11]. Данный подход, как видим, позволяет исследовать скорость течений по данным только одних ее наблюдений с учетом их турбулентности, многофакторности и разномасштабности, а также решить ряд научных и прикладных проблем.

В работе получили дальнейшее развитие 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 (см., например, [7 – 11]).

Спектральное описание скорости морских течений с физической точки зрения в большинстве случаев вполне обосновано, так как непосредственно выражает интенсивность ее колебаний на разных частотах. Применяемые в физической океанографии методы спектрально-корреляционного анализа позволяют формализовать многие ее особенности в виде корреляционного и спектрального тензоров, которые содержат о ней наиболее полную информацию [12, 13].

Так, метод вращательных компонентов базируется на представлении вектора скорости течений в виде комплексного числа [12], а векторно-алгебраический метод – на его представлении в виде вектора в евклидовом пространстве [13]. Интегральное преобразование Фурье в комплексном виде при формализации данного вектора авторы первого метода [12] применили непосредственно, тогда как авторы другого метода [13] – опосредованно, используя при этом корреляционный тензор, очевидно, полагая, что таким образом им, в отличие от первых авторов, удалось абстрагироваться от априорного задания математической модели поведения данного вектора. Однако при этом, к сожалению, например, связь между такими основными инвариантами спектрального тензора, как линейный инвариант и индикатор вращения оказалась ими утерянной.

В своей критике метода вращательных моментов авторы векторно-алгебраического метода главное внимание уделили, на наш взгляд, выяснению различий между этими методами, тогда как суть проблемы заключалась в выяснении того, что их объединяет.

Некоторые не совсем физически обоснованные положения векторно-алгебраического метода, представленные в [13], а также слишком общий и поэтому трудно интерпретируемый с физической точки зрения результат его применения явились, на наш взгляд, причиной того, что он до сих пор не получил широкого распространения в физической океанографии. Так, в рамках представленного в [13] векторно-алгебраического метода, как это ни парадоксально, например, практически невозможно доказать даже чисто колебательный характер поведения вектора скорости течений, поскольку получаемые с помощью его спектральные характеристики описывают кинематику данного вектора, по утверждению авторов этого метода, безотносительно к его физической природе. В этом, как они полагают, и заключается универсальность их метода.

В результате данная проблема, на наш взгляд, оказалась не доведенной до конца, поскольку в конечном итоге представленные в векторно-алгебраическом методе спектральные характеристики (инварианты) вектора скорости течений должны быть выражены формально также через параметры его чисто колебательного поведения в частотной области.

Следовательно, лишь только после устранения в векторно-алгебраическом методе [13] ряда неточностей, моментов субъективизма и ошибочных предположений, допущенных как его авторами, так и их критиками и последователями, в принципе, можно формализовать основные особенности только кинематики поведения вектора скорости течений в виде как спектрального тензора, так и соответствующего ему (этому тензору) поляризованного (в горизонтальной плоскости в силу двумерности течений) эллип-

са вращения данного вектора, которые содержат наиболее полную информацию о его колебательных свойствах [7].

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 при этом абстрагироваться от того факта, что последний является мнимой величиной [7].

В случае подобия поляризованных эллипсов вращения вектора скорости течений должно иметь место соответствие их коэффициентов сжатия K , знаков поляризации Θ и ориентации больших осей α_ϵ , что позволяет ввести для этих эллипсов критерий подобия \mathbf{K}_ϵ как суперпозицию скалярного ΘK и векторного $\mathbf{E} = \cos \alpha_\epsilon + i \sin \alpha_\epsilon$ параметров [7]. С целью удобства рассуждений введем коэффициент $K_c = \Theta K$, который в дальнейшем будем условно именовать коэффициентом подобия.

Спектральная тензор-функция (далее просто тензор) скорости течений \mathbf{S} является преобразованием Фурье корреляционной тензор-функции и может быть представлена в виде суммы симметричной и кососимметричной ее частей [13]:

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

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} – коспектр и квадратурный спектры соответственно, $\lambda_{1,2}$ – собственные числа (главные оси) симметричной части \mathbf{S} , а \mathbf{D} – функция, имеющая смысл индикатора вращения:

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

Для коэффициента сжатия K эллипса вращения и индикатора вращения \mathbf{D} вектора скорости течений выполняются следующие соотношения [7]:

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

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

Тогда вместо последнего выражения в (1) получим следующее выражение для спектрального тензора \mathbf{S} вектора скорости течений:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} + \Theta(\lambda_1 \lambda_2)^{1/2} i \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & \Theta(\lambda_1 \lambda_2)^{1/2} i \\ -\Theta(\lambda_1 \lambda_2)^{1/2} i & \lambda_2 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Из выражений (2) – (5) следует, в частности, что с их помощью можно оценить на практике погрешность определения основных инвариантов спектрального тензора скорости течений и ориентации главной оси его симметричной части. Впрочем, это замечание касается и спектральных характеристик данного вектора, полученных с помощью метода вращательных компонентов [12].

Учитывая, что $I_1 \geq |\mathbf{D}|$ [13], матрицу спектрального тензора \mathbf{S} в виде (5) удобно пронормировать на I_1 [7]:

$$\mathbf{K}_T = \begin{pmatrix} (1 + K^2)^{-1}, & 0 \\ 0, & K^2(1 + K^2)^{-1} \end{pmatrix} + \frac{\Theta Ki}{1 + K^2} \begin{pmatrix} 0, & 1 \\ -1, & 0 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Следовательно, спектральный тензор \mathbf{K}_T скорости течений (6) является, по сути, тензорным аналогом вышеприведенного критерия подобия \mathbf{K}_e , поскольку содержит в себе те же характеристики соответствующего ему поляризованного эллипса и имеет такую же ориентацию, что и критерия подобия \mathbf{K}_e . Из подобия поляризованных эллипсов вращения результирующего вектора скорости течений, имеющих одинаковую ориентацию (т.е. имеющих один и тот же критерий подобия \mathbf{K}_e), следует подобие и соответствующих им спектральных тензоров.

Таким образом, как и следовало ожидать, с помощью анализируемых здесь методов, основой которых является интегральное преобразование Фурье, 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 физической причины такого характера (кинематики) их поведения, что, однако, возможно осуществить только в рамках гидродинамической теории.

На практике длинноволновая структура скорости течений и ее градиентное происхождение с помощью данного подхода, в принципе, сравнительно легко могут быть доказаны для баротропного моря по данным их измерений только в отдельной точке (т.е. на отдельном горизонте) в рамках полуспектральной линейной теории морских течений, если при этом поведение наклона уровня близко к реверсивному [6 – 11]. В этом случае независимо от величины его наклона и наклона дна для спектрального тензора скорости течений имеет место соответствие эмпирического тензорного критерия подобия его теоретическому значению.

Как известно, при исследовании морских течений проблема конкретизации значений воздействующих на них факторов на сегодня является практически неразрешимой уже хотя бы потому, что кроме известных факторов (конкретизация значений которых, вообще говоря, проблематична) могут быть и неизвестные факторы. Причем механизмы проявления как первых, так и вторых факторов могут быть, вообще говоря, как известными, так и неизвестными. Поэтому в силу специфики измерения морских течений, а также повышенных требований, предъявляемых в настоящее время к качеству сведений о воздействующих на них факторах, к сожалению, следует признать, что единственным источником информации о течениях, как это следует из анализа исторической базы данных наблюдений за течениями, являются, пожалуй, только их временные реализации в отдельных точках (т.е. на отдельных горизонтах).

Отсюда следует, что единственным источником сведений о предполагаемых механизмах их проявления могут служить не столько сами инварианты спектрального тензора вектора скорости течений, сколько соответствующий ему тензорный критерий подобия \mathbf{K}_T или его аналог – критерий подобия \mathbf{K}_e .

В данной анализируемой ситуации правомерно предположить, что спектральный тензор скорости течений представляет собой линейную суперпози-

цию неопределенного (и поэтому, вообще говоря, неограниченного) количества подобных спектральных тензоров, являющихся результатов воздействия на них известных и неизвестных факторов, имеющих в своей основе один и тот же механизм генерации течений. Вполне очевидно, что данная проблема должна решаться в рамках полуспектральной линейной теории морских течений для класса течений, особенности которых определялись бы не столько воздействующими факторами, а соответствующими им общими механизмами, что позволило бы найти фундаментальное решение для спектрального тензорного критерия подобия K_T в терминах геофизической гидродинамики.

Следует особо отметить, что каждый из воздействующих факторов в отдельности генерирует колебания скорости течений, пространственно-временные масштабы которых, вообще говоря, неизвестны.

На основании вышеизложенного можно заключить, что при исследовании скорости течений по данным наблюдений на предварительном этапе необходимо абстрагироваться от выяснения влияния на нее того или иного воздействующего фактора и анализировать ее с точки зрения проявления какого-нибудь ее фундаментального свойства (или другой динамической характеристики).

Для этого простейшего случая данная гидродинамическая задача, как показали наши предыдущие исследования [7 – 11], в принципе, может быть решена, если, например, в рамках линейной теории морских течений удастся найти теоретическое значение спектрального тензорного критерия подобия K_T , соответствующее в первую очередь длинноволновому диапазону их изменчивости (как наиболее энергоснабжаемому).

Таким образом, данный теоретический критерий является универсальным, поскольку позволяет на практике в случае его соответствия эмпирическому аналогу достоверно учесть как все воздействующие факторы (количество которых, как уже было указано выше, в принципе, может быть неограниченным), так и соответствующие им механизмы влияния на течения.

В рамках ранее разработанной полуспектральной линейной теории морских течений было установлено [7], что если временные изменения наклона уровня имеют преимущественно реверсивный характер (например, вследствие вдольберегового прохождения длинноволновых его возмущений на шельфе), то имеет место подобие спектральных тензоров соответствующей им градиентной скорости течений, которое не зависит от наклона уровня и наклона дна и определяется только глубиной места, вертикальной координатой, вязкостью, параметром Кориолиса и частотой.

Следуя работам [7 – 11], коротко рассмотрим задачу о поведении градиентной скорости течений в однородном море произвольной глубины при реверсивном характере поведения наклона уровня.

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 направ-

лены 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 наклоном уровня.

Так как в задаче рассматриваются произвольные непрерывные процессы с нулевыми средними значениями, то выражение для скорости течений W (а также для наклона уровня G) можно представить в виде рядов Фурье по временной координате t :

$$W = \sum_{n=-\infty}^{\infty} W_n \exp(i\omega_n t), \quad n \neq 0, \quad (7)$$

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

Комплексные коэффициенты Фурье для наклона уровня G_{\pm} при этом имеют следующий вид:

$$2G_{\pm} = \pm \frac{\partial \zeta_b}{\partial y} + i \frac{\partial \zeta_a}{\partial y}, \quad (8)$$

где ζ_a , ζ_b – коэффициенты Фурье по временной координате t для уровня ζ (индексы a и b означают косинус- и синус-разложение по t).

Решение для W_{\pm} известно (см., например, [6 – 8]):

$$W_{\pm} = (B_{\pm} - iq\Lambda_{\pm})G_{\pm}, \quad (9)$$

где B_{\pm} , Λ_{\pm} – коэффициенты прямого и отклоненного градиентного дрейфа, зависящие только от глубины места H , вертикальной координаты z , кинематического коэффициента вертикального турбулентного обмена A , коэффициента горизонтального трения R , ускорения силы тяжести g , параметра Кориолиса f и угловой частоты ω_{\pm} .

Из анализа выражения (9) 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 результирующей градиентной скорости течений будет иметь следующий вид:

$$\alpha = (\pi - \Delta_+ - q\Delta_-)/2, \quad (10)$$

где Δ_{\pm} – угол между составляющей градиентной скорости течений и соответствующей ей составляющей наклона уровня G_{\pm} (в соответствии с (9) $\Delta_{\pm} > 0$).

Из анализа выражения для градиентной скорости течений (12) следует, что соответствующий ее результирующей составляющей критерий подобия K_e не зависит от величины наклона уровня и наклона дна, поскольку для них коэффициенты сжатия

$$K = |A_* - B_*| / (A_* + B_*), \quad K \in [0, 1], \quad (11)$$

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

Таким образом, если в баротропном море временные изменения наклона уровня имеют реверсивный характер, то для соответствующей ему градиентной скорости течений, вообще говоря, имеет место подобие ее эллипсов вращения, 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 , угловой частотой ω_{\pm} , а также параметром $\Theta = \text{sign}(A_* - B_*)$, определяющим знак поляризации данного эллипса и ориентацией этих коэффициентов на комплексной плоскости.

На практике представляет интерес определение в первую очередь точности оценки коэффициента подобия K_c эллипса вращения измеренной скорости течений, которую, как это следует из анализа выражений (3) и (4), можно найти с помощью двух независимых оценок K_e и K_d теоретического значения коэффициента сжатия K данного эллипса [9]:

$$K_c = \text{sign}(D)(K_e + K_d)/2, \quad (12)$$

$$\text{где} \quad K_e = (\lambda_2/\lambda_1)^{1/2}, \quad K_d = |D|/2\lambda_1. \quad (13)$$

Кроме того, для проверки точности предлагаемого здесь подхода использовались также следующие дополнительные параметры и критерии:

$$\text{а) } K_w = K_c/K_e, \quad K_v = K_d/K_c; \quad (14)$$

$$\text{б) } E_0 = K_c/K_0, \quad E_R = K_c/K_R, \quad (15)$$

где E_0 , E_R – критерии соответствия эмпирического коэффициента подобия K_c его теоретическим значениям K_0 и K_R для предполагаемой градиентной скорости течений при $R = 0$ и $R = 5 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ соответственно;

в) углы ориентации (азимуты) α_e и α_e^* эллипса вращения (т.е. большой оси λ_1 симметричной части теоретического спектрального тензорного критерия подобия) для предполагаемой градиентной скорости течений при значениях коэффициента горизонтального трения $R = 0$ и $R = 5 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ соответственно.

В настоящей работе исследовались скорости течений на прикерченском шельфе Черного моря, измеренные с помощью приборов типа БПВ (буквопечатающая вертушка) на меридиональном разрезе, состоящем из трех АБС (период 16 – 24 мая 1979 г., горизонт 5 м).

В период 15 – 22 мая 1979 г. погода определялась заполняющимся циклоном над северо-восточной частью Черного моря. Если в начале преобладали северные ветры 5 м/с, а позднее – слабые ветры переменных направлений, которые значительно усилились к 23 мая, то 23-24 мая уже господствовали штормовые северные ветры до 20 м/с, обусловленные глубокой депрессией атмосферного давления над Черным морем и антициклоном над центральной частью Восточной Европы.

Таким образом, измерения течений на данных АБС имеют большую

ценность, поскольку получены при ветрах разных направлений и интенсивности, в том числе и при наиболее характерных для исследуемого района северо-восточных ветрах.

Предварительная обработка временных рядов скорости течений заключалась в проверке их на грубые выбросы, высокочастотной (пятиточечной) фильтрации (раздельно для модуля и направления вектора скорости течений) и оценке низкочастотного тренда [13]. Низкочастотная фильтрация (с периодом 24 ч) временных рядов скорости течений (дискретность 15 мин) осуществлялась с помощью косинус-фильтра. При этом значение инерционного периода T_i было принято одинаковым и равным 16,83 ч, что фактически совпало с его теоретическими значениями $T_{i\varphi}$ для анализируемых АБС.

Корреляционные и спектральные тензоры вектора скорости течений (табл., рис.1 – 3) рассчитывались с помощью векторно-алгебраического метода, основные положения которого и методика по его применению наиболее полно представлены в [13]. Однако следует заметить, что при расчете и последующем анализе спектральных тензоров скорости течений были учтены вышеприведенные замечания относительно отдельных неточностей и субъективных моментов, содержащихся в [7 – 11].

В таблице представлены некоторые характеристики корреляционных (для $\tau = 0$) и спектральных (для инерционной частоты $\omega_i = 1,0368 \cdot 10^{-4}$ рад/с) тензоров измеренной скорости течений: линейные инварианты $I_k(\tau)$ и $I_1(\omega)$, индикаторы вращения $D_k(\tau)$ и $D(\omega)$, модули больших ($L_1(\tau)$ и $\lambda_1(\omega)$) и малых ($L_2(\tau)$ и $\lambda_2(\omega)$) осей, а также ориентация больших осей данных тензоров $\alpha_k(\tau)$ и $\alpha_s(\omega)$ соответственно (заметим, что $D_k(\tau) \equiv 0$ при $\tau = 0$).

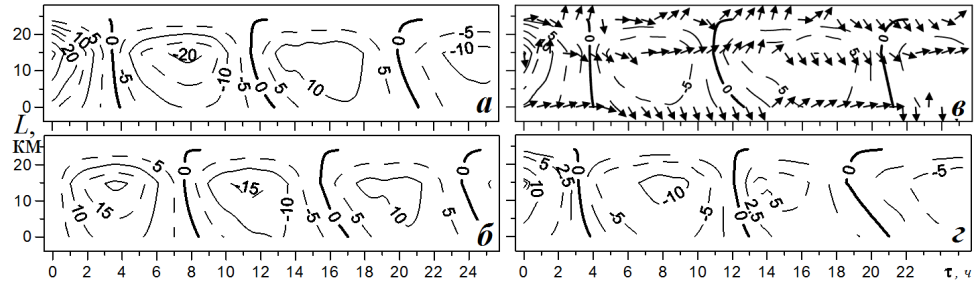
На рис.2 кроме основных характеристик спектрального тензора вектора скорости течений приведены также вышеприведенные дополнительные параметры и критерии.

Корреляционная тензор-функция (или просто тензор) характеризует взаимосвязь направленных изменений скорости течений при сдвиге во времени τ , дает количественную меру интенсивности этих изменений и их ориентацию в заданной системе координат (см. рис.1). Наиболее наглядно это выражается с помощью различных инвариантов ее симметричной и кососимметричной частей (см. аналогию с (1)).

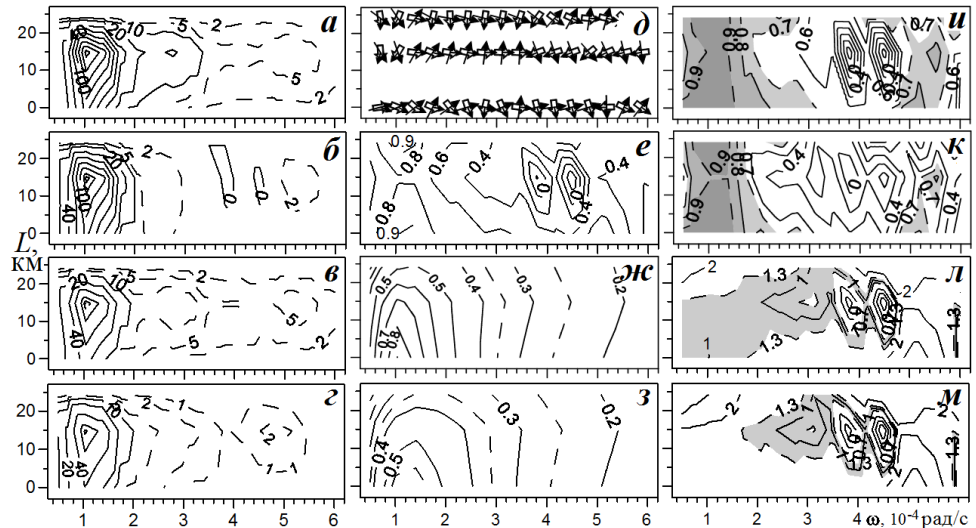
Инварианты $L_{1,2}(\tau)$ являются экстремальными значениями корреляционных функций проекций скорости течений на ортогональные оси координат.

Т а б л и ц а . Корреляционные (в $\text{см}^2/\text{с}^2$, сдвиг $\tau = 0$) и спектральные (в $10^4 \text{ см}^2/(\text{рад}/\text{с})$, $T_i = 16,83$ ч) характеристики вектора скорости течений на прикерченском шельфе Черного моря 16-24 мая 1979 г. (горизонт 5 м).

№ АБС	корреляционный тензор				спектральный тензор					$T_{i\varphi}$, ч
	I_k	L_1	L_2	$\alpha_k, ^\circ$	I_1	D	λ_1	λ_2	$\alpha_s, ^\circ$	
27	33,0	17,1	15,9	78,9	9,87	9,06	4,99	4,88	147	16,89
341	430	262	169	173	168	135	95,6	71,9	162	16,92
339	170	92,9	77,2	66,6	88,1	85,6	48,3	39,8	66,2	16,96



Р и с . 1. Характеристики корреляционного тензора скорости течений на горизонте 5 м на прикерченском шельфе Черного моря 16 – 24 мая 1979 г.: линейный инвариант $I_k(\tau)$ (а), индикатор вращения $D_k(\tau)$ (б), собственные числа $L_{1,2}(\tau)$ (в $10 \text{ см}^2/\text{с}^2$) (в) и азимут α_k большой оси $L_1(\tau)$ (г) симметричной части корреляционного тензора (изображен стрелкой на (г)); АБС-339 (0 км), АБС-341(15 км), АБС-27 (24 км).



Р и с . 2. Характеристики спектрального тензора вектора скорости течений на горизонте 5 м на прикерченском шельфе Черного моря 16 – 24 мая 1979 г.: линейный инвариант I_1 (а), индикатор вращения D (б), собственные числа $\lambda_{1,2}$ (в $10^4 \text{ см}^2/(\text{рад}\cdot\text{с})$) (в, г), – азимут α_s большой оси λ_1 эмпирического спектрального тензора (большая стрелка); ориентация условного берега для модельной градиентной скорости течений при $R = 0$ ($5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$) (широкая (короткая) стрелка) (д), K_c (е), K_0 ($R = 0$) (ж), K_R ($R = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$) (з), $K_w = K_c/K_\varepsilon$ (и), $K_v = K_d/K_c$ (к), $E_0 = K_c/K_0$ (л), $E_R = K_c/K_R$ (м), АБС-339 ($L = 0$ км), АБС-341 ($L = 15$ км), АБС-27 ($L = 24$ км).

Им можно поставить в соответствие большую и малую оси центральной кривой второго порядка, соответствующей симметричной части данного тензора. Эти инварианты определены относительно его собственного базиса, ориентация (азимут) которого $\alpha_k(\tau)$ в виде графика (стрелок) представлена на рис.1, в.

Как следует из рис.1, графики (коррелограммы) $L_{1,2}(\tau)$ для АБС-27 и АБС-339 на всем участке значений сдвига τ практически не различаются как по декременту затухания, так и цикличности колебаний. Однако их значения намного меньше значений (почти на порядок на начальном участке сдвига τ)

аналогичных характеристик для АБС-341. Характер цикличности этих корелограмм и их периодичность для трех анализируемых АБС свидетельствует о влиянии на течения инерционных колебаний. Обращает на себя внимание тот факт, что на значительном участке сдвига τ когерентности графиков $\alpha_k(\tau)$ с флюктуациями коррелограмм $L_{1,2}(\tau)$ для этих АБС несколько различаются.

Кроме того, отметим, что ориентация $\alpha_k(\tau)$, в силу того, что инварианты $L_{1,2}(\tau)$ могут одновременно принимать и отрицательные значения, с физической точки зрения должна указывать на ориентацию большой, а не малой оси (как это следует из принятого нами здесь несколько формального подхода) кривой второго порядка (эллипса), соответствующей данной физической ситуации. Эти и другие обстоятельства в значительной степени усложняют анализ корреляционной структуры скорости течений с помощью инвариантов $L_{1,2}(\tau)$ и делают целесообразным проведение его по коррелограммам $I_k(\tau)$ и $D_k(\tau)$ [2].

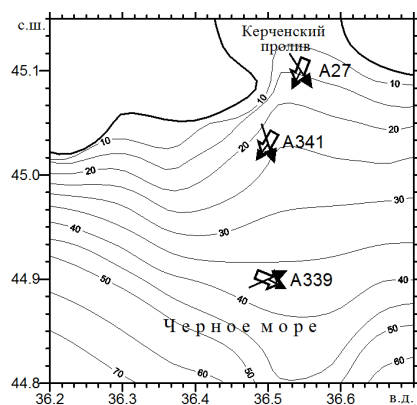
Такие инварианты спектрального тензора $S(\omega)$, как линейный, или первый инвариант $I_1(\omega)$ и индикатор вращения $D(\omega)$ характеризуют распределение модуля интенсивности и ортогональных составляющих изменений скорости течений в частотной области соответственно, причем $|D(\omega)| \leq I_1(\omega)$. При этом $|D(\omega)|$ описывает модуль этих изменений, знак $D(\omega)$ – направление вращения. Если $D(\omega) = 0$, то это, вообще говоря, свидетельствует о том, что модули интенсивности вращательных изменений скорости течений обоих знаков одинаковы.

Для анализируемых временных реализаций скорости течений кинематический коэффициент вертикального турбулентного обмена $A = 0,01 \text{ м}^2/\text{с}$. Установлено, что учет горизонтального трения (коэффициент $R = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$) позволяет получить лучшее соответствие между эмпирическим и теоретическим значениями критерия подобия спектрального тензора исследуемого вектора скорости течений, чем в случае его отсутствия (т.е. при $R = 0$).

В реальных условиях, т.е. в случае нерегулярного характера береговой линии и рельефа дна на шельфе несколько проблематичным является определение ориентации условного (теоретического) берега (рис.2, 3), необходимой в свою очередь для определения ориентации эллипса вращения модельной градиентной скорости течений, т.е. большой оси $\lambda_1(\omega)$ симметричной части ее спектрального тензора (см. (13)).

Решение данной проблемы значительно упрощается, если принять во внимание то обстоятельство, что азимут α_s большой

Р и с . 3 . Ориентация (азимут) α_s большой оси λ_1 эмпирического спектрального тензора вектора скорости течений и условного берега для эллипса вращения градиентной скорости течений на горизонте 5 м на (АБС: А339, А341, А27) на прикерченском шельфе Черного моря 16 – 24 мая 1979 г. Условные обозначения см. на рис.2.



оси $\lambda_1(\omega)$ эмпирического спектрального тензора скорости течений должен предположительно совпадать с азимутом аналогичной оси соответствующего ему теоретического спектрального тензора для градиентной скорости течений при соответствии их критериев подобия.

Из анализа рис.2 и 3 следует, что инерционные колебания вектора скорости течений на исследуемом разрезе генерировались в основном длинноволновыми возмущениями, пространственный масштаб которых, по-видимому, несколько первых сотен километров. Обращает на себя внимание тот факт, что при этом соответствующие данным возмущениям скорости течений квазиреверсивные колебания наклона уровня осуществлялись по нормали к генеральному направлению изобат в исследуемом районе.

Таким образом, в рамках полуспектральной линейной теории морских течений с помощью усовершенствованного векторно-алгебраического метода установлено, что особенности генезиса и структуры течений на прикерченском шельфе Черного моря могут, в принципе, определяться в основном длинноволновыми возмущениями уровня (при квазиреверсивном характере его колебаний по нормали к генеральному направлению изобат, т.е., вообще говоря, по нормали к берегу), очевидно, резонансного происхождения вследствие проявления здесь захвата энергии в длинноволновом ее диапазоне. Особенно впечатляют результаты, полученные для инерционных колебаний течений.

Выводы. С помощью предложенного в данном исследовании подхода существующий на сегодня в физической океанографии значительный объем исторической базы данных наблюдений за течениями, несмотря на их пространственно-временную перемежаемость, в принципе может быть использован для ее “реанимации” с целью установления длинноволновой структуры скорости течений и ее градиентного происхождения на баротропном шельфе даже в случае отсутствия каких-либо сведений о воздействующих факторах. Это позволит, на наш взгляд, осуществить уже сегодня заметное продвижение в их исследовании, прежде всего, на шельфе (например, для картирования их длинноволновой структуры, оптимизации наблюдений, включая организацию их мониторинга на стационарных платформах и т.д.).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гидрометеорология и гидрохимия морей СССР. Т.IV. Черное море. Вып.1.*– СПб: Гидрометеоздат, 1991.– 429 с.
2. *Гидрометеорология и гидрохимия морей СССР. Т.V. Азовское море. Вып.1.*– СПб: Гидрометеоздат, 1991.– 236 с.
3. *Моделирование динамики вод в Керченском проливе и предпроливных зонах /* Под ред. Иванова В.А.– Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2009.– 206 с.
4. *Ле Блон П., Майсек Л. Волны в океане: Пер. с англ.*– М.: Мир, 1981.– Ч.1.– 480 с.– Ч.2.– 365 с.
5. *Фельзенбаум А.И. К теории периодических течений // Проблемы теории океанич. течений.*– Киев: Наукова думка, 1966.– 4.– С.5-23.
6. *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.

7. *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.
8. *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.*– Севастополь, 2009.– С.256-265.
9. *Хоролич Н.Г., Хоролич В.Н.* Об уникальном проявлении инерционных колебаний скорости течений у Крымского побережья Черного моря // *Экологическая безопасность прибрежных и шельфовых зон и комплексное использование ресурсов шельфа.*– Севастополь: ЭКОСИ-Гидрофизика, 2010.– вып.23.– С.127-145.
10. *Horolich N.G., Horolich V.N.* Method of Detecting the Long-Wavelength Structure of Shelf Currents according to Observations on a Separate Horizon // *3rd Bi-annual BS Scientific Conference and UP-GRADE BS-SCENE Project Joint Conference (Odessa, Ukraine, 1-4 November 2011).*– Odessa, 2011.– P.86-87.
11. *Horolich N.G., Horolich V.N.* Method of Detecting the Long-Wavelength Structure of Shelf Currents according to Observations on a Separate Horizon. <http://81.8.63.74/Downloads/3BSCConf/Posters/HorolichNG.pdf>.
12. *Gonella J.A.* A rotary-component method for analyzing meteorological and oceanographic vector time series // *Deep-Sea Res.*– 1972.– № 12.– P.833-846.
13. *Бельшев А.П., Клеванцов Ю.П., Рожков В.А.* Вероятностный анализ морских течений.– Л.: Гидрометеиздат, 1983.– 263 с.

Матеріал поступив в редакцію 15.01.2012 г.

АНОТАЦІЯ. Досліджується довгохвильова структура швидкості течій на прикержчеському шельфі Чорного моря за даними вимірів, виконаними 16 – 24 травня 1979 р. на трьох АБС на горизонті 5 м. Встановлено, що її коливання на інерційній частоті задовольняють отриманому раніше в рамках напівспектральної теорії морських течій спектральному тензорному критерію подібності для градієнтної швидкості течій при переважно реверсивній поведінці нахилу рівня, яка дійсно може бути обумовлена довгохвильовими коливаннями рівня. При цьому не вимагається визначення конкретних значень нахилу рівня і нахилу дна, а також чинників, що впливають на течії. Показано, що при прояві даного ефекту в умовах нерегулярного характеру берегової лінії і рельєфу дна в принципі можливо оцінити деякі параметри відповідного йому хвильового вектора. Викладені фізичні основи використовуваної напівспектральної теорії морських течій і векторно-алгебраїчного методу розрахунку спектрального тензора швидкості течій.

ABSTRACT. The long-wave structure of currents velocity on the Kerch Shelf of the Black Sea is investigated based on measurements performed 16 – 24 May 1979 at three current meter mooring buoys on the horizon of 5 m. It is well-proven that its oscillations on inertia frequency satisfy the spectral tensor criterion of similarity for gradient velocity of currents at the mainly reversible behavior of inclination of level, to get within the framework of semi-spectral theory of sea currents. Long-wave oscillations of level can stipulate such behavior of inclination of level. Determination of concrete values of inclination of level and inclination of bottom, and also of factors generating currents are not required in this case. It is well-proven that in the case of development of this effect for irregular character of coastline and relief of bottom it is in principle possible to estimate some proper parameters for its wave-vector. Physical bases of in-use semi-spectral theory of sea currents and vector-algebraic method of calculation of spectral tensor of vector of velocity of currents are given.