

О ВРЕМЕННОЙ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТИ ДЛИННОВОЛНОВЫХ КОЛЕБАНИЙ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЙ НА ШЕЛЬФЕ ЧЕРНОГО МОРЯ

Н.Г. Хоролнич*, В.Н. Белокопытов**,
В.Н. Хоролнич***

*Морское отделение Украинского
научно-исследовательского гидро-
метеорологического института
г. Севастополь, ул. Советская, 61
Email: mb_uhmi@stel.sebastopol.ua

**Морской гидрофизический институт
НАН Украины

г. Севастополь, ул. Капитанская, 2

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

Для исследования временной перемежаемости длинноволновой структуры течений на шельфе Черного моря результаты спектрального анализа данных измерений скорости течений сравниваются с результатами, полученными с помощью полуспектральной линейной модели для квазиреверсивных изменений наклона уровня по нормали к берегу.

Основным недостатком существующей на сегодня спектрально-корреляционной теории, применяемой при вероятностном анализе морских течений, является отсутствие спектральной гидродинамической модели, что не позволяет выразить его результаты в терминах геофизической гидродинамики. Создание такой модели позволит исследовать морские течения с точки зрения многофакторности, разномасштабности, полицикличности, турбулентности, гармонического (или волнового) характера и других форм их проявления [1]. Кроме того, анализ применяемых в настоящее время вероятностных подходов показывает, что несовершенство используемой при этом формализации физики поведения вектора скорости течений в значительной степени затрудняет как их дальнейшее улучшение, так и создание спектральной гидродинамической модели.

Цель данного исследования – показать, что с помощью полуспектральной линейной теории морских течений в принципе возможно исследование особенностей их генезиса и структуры на шельфе с учетом вышеперечисленных проблем. Для шельфа и

материкового склона Черного моря доказано, что на субинерционных, инерционной и суперинерционных частотах особенности генезиса и структуры течений ниже поверхностного слоя трения (по Экману) в основном определяются длинноволновыми возмущениями уровня при квазиреверсивном характере изменений его наклона по нормали к шельфу. Принципиальным является то, что при этом данный характер поведения уровня не конкретизируется, а определяется с помощью сравнительно простого универсального критерия.

В силу специфики выполнения океанографических работ основная масса качественно новых данных по течениям получена с помощью самописцев течений, установленных на автономных буйковых станциях (АБС), что не могло не сказаться на особенностях их обработки и анализа. При этом течения с помощью спектрально-корреляционной теории исследуются как двумерный векторный процесс, поскольку их вертикальная составляющая, как правило, на несколько порядков меньше горизонтальной.

Несмотря на сравнительно огромный исторический массив данных по течениям, приходится, к сожалению, констатировать, что с точки зрения использования его для исследования их пространственно-временной структуры в свете последних достижений в области геофизической гидродинамики он является, вообще говоря, малоприменимым [2 – 6]. Это объясняется рядом причин: 1) практически полным отсутствием полигонных наблюдений с необходимым на сегодня пространственно-временным разрешением; 2) ограниченным количеством временных реализаций значительной продолжительности; 3) сосредоточением наблюдений в основном на шельфе и материковом склоне; 4) проведением наблюдений на АБС, установленных на шельфе и материковом склоне в основном на разрезах по нормали к берегу, что делает практически невозможным их использование для исследования здесь длинноволновой структуры течений; 5) низким качеством записи и недостаточным количеством необходимых сопутствующих элементов.

Принимая во внимание значительную дороговизну проведения наблюдений за течениями как в прошлом, так и в будущем, приходится констатировать, что сегодня

вопрос максимального использования имеющихся данных является особенно актуальным. Однако с учетом вышесказанного можно заключить, что их достаточно лишь для выполнения массового спектрального анализа временных реализаций вектора скорости течений только в отдельных точках моря, главным образом на шельфе и материковом склоне. Таким образом, в настоящее время исторический массив данных представляет интерес для успешной верификации только временной спектральной модели вектора скорости течений для шельфа и материкового склона.

Поэтому использованный в данной работе ранее разработанный подход [7, 8], теоретической основой которого является полуспектральная линейная модель, позволит, на наш взгляд, качественно по-новому интерпретировать накопленные за несколько десятилетий данные измерений морских течений, главным образом на шельфе и материковом склоне, где одна из основных ролей в их генерации, по современным воззрениям [9], принадлежит длинноволновым возмущениям уровня.

Проблема формализации поведения вектора скорости течений возникает при определении его наиболее общих физических закономерностей, например, при спектральном анализе или его моделировании в частотной области. Как известно [1], наиболее полное представление о поведении вектора скорости течений, свободное от субъективизма, можно получить лишь при безаприорном предположении о какой-либо

его физической закономерности (которой, впрочем, в нем может и не быть при наличии турбулентности). При этом в качестве математической модели данного вектора принимается векторная нестационарная неоднородная случайная функция (евклидов вектор), которая анализируется по правилам (аксиомам) линейной алгебры.

Д. Калманом (ссылка в [1]), в частности, был предложен ряд представлений элементов спектральной матрицы в инвариантной форме, в частности, линейный инвариант и детерминант матрицы, который в случае симметричной матрицы соответствует квадратичному инварианту симметричной части спектрального тензора. При этом кинематическая (физическая) интерпретация этих величин основана на их параметризации в виде суммы прямолинейного и эллиптического движений, но это представление не единственно [1]. Сложность анализа результатов, полученных даже с помощью такой простой модели поведения вектора скорости течений, заключается в том, что, вообще говоря, результирующий эллипс в действительности является суперпозицией неопределенного количества эллипсов, например, в случае ее формирования за счет соответствующего количества длинноволновых возмущений.

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 [1]:

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

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

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

Для модели поведения вектора скорости течений в методе вращательных компонентов [10] принято следующее его представление:

$$\mathbf{W}(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} W_n \exp(i\omega_n t), \quad (3)$$

где W_n – комплексные коэффициенты Фурье вектора скорости $\mathbf{W}(t)$ по времени t , а ω_n – частота.

Возможность такого однозначного представления вектора скорости течений в виде (3) в настоящее время не доказана ни теоретически, ни экспериментально (так как точность получения оценок ее спектральных характеристик по данным наблюдений не позволяет сделать это) [1].

Однако, на наш взгляд, однозначность такого представления вектора скорости течений сравнительно легко опровергается в случае явно выраженного циклического (гармонического или волнового) характера его изменчивости при нарушении соотношения между собственными числами, с одной стороны, и индикатором вращения его спектрального тензора, с другой, установленное по экспериментальным данным [7].

При выполнении условия (1) для коэффициента сжатия K эллипса вращения и индикатора вращения \mathbf{D} скорости течений выполняются следующие соотношения [7, 8]:

$$K = (\lambda_2/\lambda_1)^{1/2}, \quad (4)$$

$$\mathbf{D}(\omega) = 2i\Theta K \lambda_1 = 2i\Theta(\lambda_1 \lambda_2)^{1/2} = 2i\Theta(I_2)^{1/2}, \quad (5)$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 \\ 0 & \lambda_2 \end{pmatrix} + \Theta(\lambda_1 \lambda_2)^{1/2} i \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \lambda_1 & \Theta(\lambda_1 \lambda_2)^{1/2} i \\ -\Theta(\lambda_1 \lambda_2)^{1/2} i & \lambda_2 \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Нетрудно заметить, что детерминант матрицы спектрального тензора \mathbf{S} в виде (8) равен нулю. Учитывая, что $I_1 \geq |\mathbf{D}|$, матри-

$$\mathbf{K}_T = \begin{pmatrix} (1 + K^2)^{-1} & 0 \\ 0 & K^2(1 + K^2)^{-1} \end{pmatrix} + \frac{\Theta K i}{1 + K^2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Следовательно, спектральный тензор \mathbf{K}_T скорости течений (9) является тензорным аналогом другого критерия подобия \mathbf{K}_e , полученного в [7, 8] для ее модели (3), поскольку содержит в себе, по сути, такие же его (эллипса) характеристики, что и \mathbf{K}_e .

Критерий подобия \mathbf{K}_e можно представить как суперпозицию скалярного ΘK и векторного $\mathbf{E} = \cos \alpha_e + i \sin \alpha_e$ полей [7, 8]:

$$\mathbf{K}_e \Rightarrow \mathbf{K}_e(\Theta K, \mathbf{E}), \quad (10)$$

где α_e – угол ориентации большой оси эллипса вращения вектора скорости течений в выбранном базисе.

Как в векторно-алгебраическом методе, так и в методе вращательных компонентов вероятностные характеристики могут быть представлены в виде комбинаций авто- и взаимных спектральных плотностей проекций вектора скорости течений на декартовы оси. Однако их сопоставление, строго говоря, правомерно только в том случае, если

где $\Theta = \text{sign}(D)$ – знак направленности (поляризации) вращения вектора скорости течений ($\Theta > 0$ для градиентной скорости течений в Северном полушарии), I_2 – квадратичный инвариант симметричной части тензора \mathbf{S} , который совпадает с детерминантом симметричной матрицы в (1):

$$I_2 = S_{uu}S_{vv} - C_{uv}^2. \quad (6)$$

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

$$\mathbf{D}(\omega) = -2iQ_{uv} = 2i\Theta(S_{uu}S_{vv} - C_{uv}^2)^{1/2}. \quad (7)$$

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

цу тензора \mathbf{S} в виде (8) для дальнейшего анализа следует пронормировать (делением ее элементов) на I_1 :

при этом для нее используется одна и та же физическая модель (3), поскольку только в этом случае ориентация большой оси симметричной части спектрального тензора вектора скорости течений, его собственные числа совпадают с такими характеристиками соответствующего ему эллипса вращения, как его ориентация и спектральные плотности ее проекций на его оси. Что касается индикатора вращения \mathbf{D} , то оказалось, что его аналог – квадратурный спектр Q_{uv} – представляется в виде действительной, а не мнимой функции [1].

Спектральный тензор вектора скорости течений, полученный по данным наблюдений в терминах векторно-алгебраического метода, хотя и является наиболее полной и исчерпывающей его характеристикой [1], тем не менее, как это следует из отсутствия априорного предположения о какой-либо физике поведения исследуемого вектора, не может вскрыть, вообще говоря, наиболее общие физические закономерности его по-

ведения, что существенно ограничивает применение данного метода в физической океанографии [7].

Авторы векторно-алгебраического метода [1] только показали, что при его использовании не искажается физика поведения вектора скорости течений, поскольку относительно ее не делается никаких априорных предположений. Однако вопрос о нахождении той или иной физической закономерности его поведения они оставили открытым, если не принимать во внимание формальную аппроксимацию некоторых инвариантов. В частности, они не заметили, что эти закономерности в первую очередь следует искать в фундаментальных отношениях между ними.

Отметим, что на практике, учитывая сравнительно невысокую точность расчета оценок характеристик спектрального тензора, их обнаружение является несколько затруднительным. Как было уже показано [7, 8], наиболее просто они определяются в случае гармонического (или волнового) поведения вектора скорости течений. На сегодня, насколько нам известно, других фундаментальных свойств инвариантов его спектрального тензора пока не установлено, что в значительной степени затрудняет интерпретацию его наиболее общих физических закономерностей, без чего, в частности, невозможно построение соответствующей спектральной гидродинамической модели.

Справедливости ради следует заметить, что эти авторы [1], хотя и косвенно, все же указали на возможность интерпретации поведения вектора скорости течений с той или иной физической точки зрения, приведя в качестве примеров несколько, по сути, полуспектральных гидродинамических моделей, соответствующим различным классам движений вод в океане. Следует особо подчеркнуть, что, строго говоря, наиболее общая физическая (математическая) модель вектора скорости течений не должна противоречить соответствующему ему эмпирическому спектральному тензору, полученному, напомним, на основании безаприорного предположения о физике данного вектора.

Таким образом, в настоящее время можно говорить правомерно лишь о создании спектральной (временной) модели для случая гармонического (волнового) поведе-

ния вектора скорости течений, так как только в этом случае возможна ее верификация по данным наблюдений.

По современным воззрениям [1] морские течения, вообще говоря, представляют собой сложную совокупность имеющих весьма широкий диапазон изменчивости своих пространственно-временных размеров волновых и вихреобразных перемещений вод на фоне медленно меняющегося движения. Эту сложную картину дополняют меандрирующие стрекни систем течений. Изучение этих образований несколько облегчается в случае, когда возможно их разделение, или в том случае, если в основе каждого из этих движений один и тот же механизм. В силу значительной пространственно-временной перемежаемости наблюдений наиболее полной характеристикой скорости течений в отдельной точке моря являются, вообще говоря, ее корреляционный и спектральный тензоры. Их характеристики зависят, с одной стороны, от конкретных морфометрических характеристик района расположения данной точки, а с другой – от влияния воздействующих факторов.

Так как основные сведения о закономерностях генезиса и структуры течений содержатся в этих тензорах, то при построении спектральной модели влияние факторов и морфометрии в первую очередь необходимо выразить в наиболее общем виде, по возможности абстрагируясь при этом не только от некоторых характеристик, например, морфометрии берега и рельефа дна, и конкретных значений основных факторов, но и от целого ряда других факторов, особенно в том случае, если среди них есть и неизвестные факторы.

Если при этом для какого-нибудь механизма формирования течений удастся установить теоретический критерий подобия решений, т. е. подобия соответствующих ему спектральных тензоров, то в случае его соответствия аналогичному критерию, полученному для наблюдаемой скорости течений, данный механизм можно считать основным, а в некоторых физических ситуациях практически и единственным.

Как уже было показано [7, 8], такой подход в принципе осуществим в некоторых очень важных с точки зрения как теории, так и практики случаях, например, на шельфе и материковом склоне.

Изменчивость течений, как известно, в своей основе имеет как внешние, так и внутренние факторы. Постоянные внешние факторы – это в основном астрономические: вращение Земли вокруг своей оси (суточные циклы, полусуточный приливный цикл, инерционный цикл); вращение Луны вокруг Земли (более долгопериодные приливные движения) и др. Поэтому их глобальное воздействие имеет, по сути, детерминированный характер. Другие внешние факторы изменчивости имеют случайный характер. Это – воздействие ветра на водную поверхность, процессы локального термодинамического обмена через поверхность моря. Именно вследствие этих процессов изменчивость имеет в основном случайный характер [2].

Что касается внутренних факторов изменчивости гидрофизических полей, то их воздействие в принципе может быть сравнимо с воздействием внешних факторов (например, доступная потенциальная и кинетическая энергия трехмерной крупномасштабной структуры вод, высвобождающаяся в результате процессов баротропной и бароклинной неустойчивости в энергию движений меньших пространственно-временных масштабов) [2].

Сложная и непрерывная взаимосвязь результатов воздействия внутренних факторов в сочетании с аналогичным воздействием внешних факторов дают основание считать исследуемый процесс случайным. С другой стороны, формально полученные большие характерные значения числа Рейнольдса позволяют полагать движения в море любого, вообще говоря, пространственно-временного масштаба турбулентными. Однако установленные законы локально-изотропной турбулентности в реальных условиях выполняются только на отдельных интервалах пространственно-временных масштабов, главным образом в мелкомасштабной области [2].

При исследовании изменчивости с большими пространственно-временными масштабами необходимо учитывать вращение Земли и его неравномерности (β – эффект), стратификацию, рельеф дна и наличие берега, что приводит к резкой анизотропии движений в море, проявление которой может иметь и длинноволновый характер. Появление в результате этого целого ряда мощных зон энергоснабжения в

спектрах изменчивости гидрофизических полей создает значительные трудности при разделении волновых процессов и турбулентности. Особенно это касается самой высокочастотной части спектра, соответствующей мелкомасштабной турбулентности. Взятые в отдельности при неизменных внешних факторах, имеющих квазиволновой характер, внутренние факторы в принципе способны вызывать детерминированные виды изменчивости гидрофизических полей, имеющие аналогичный характер [2].

Таким образом, учет даже одной многофакторности при исследовании морских течений представляет собой труднейшую проблему. Так, при моделировании течений уже сам выбор основных (известных) факторов несколько ограничен, а их конкретизация содержит некоторый момент неопределенности и субъективизма, поскольку для этого требуется решение не менее сложных задач. К тому же часть этих факторов не учитывается, а об учете неизвестных факторов говорить не приходится. Насколько нам известно, проблема учета последних факторов в геофизической гидродинамике при анализе течений ранее вообще не рассматривалась [7, 8].

Не нарушая общности рассуждений, с целью их упрощения будем полагать, что при построении линейной спектральной модели для течений в однородном море проблема многофакторности определяется, главным образом, граничными условиями на поверхности и, возможно, на жидких границах. Их учет сильно затруднен тем, что, с одной стороны, один фактор может быть ответственным за несколько механизмов генерации течений, а с другой – несколько факторов могут быть ответственными за один и тот же такой механизм. Так как, вообще говоря, при одном и том же механизме генерации течений проблема выбора и конкретизации одного фактора практически не отличается от схожей проблемы, возникающей в случае воздействия нескольких факторов, то вполне очевидно, что при их учете предпочтительнее использовать вариант, когда последовательно анализируется каждый из этих механизмов в отдельности.

Другими словами, учет многофакторности на предварительном этапе намного проще осуществляется при последовательном рассмотрении каждого из выявленных

механизмов генерации течений в отдельности вместе с его факторами, так как при этом решение проблемы конкретизации факторов, а также учета остальных факторов, включая и неизвестные, вообще говоря, намного проще, чем в случае с одним фактором (который к тому же может быть неизвестным), относящимся к нескольким таким механизмам.

Для учета многофакторности при моделировании градиентных течений в спектральной форме нами был предложен оригинальный подход [7, 8], позволяющий, в принципе, и в других ситуациях преодолеть некоторые затруднения, связанные с выбором и конкретизацией основных, а также с некоторой неопределенностью учета остальных известных и даже неизвестных факторов, причем количество последних, вообще говоря, может быть неограниченным. Вполне очевидно, что это представляет особый интерес в первую очередь в том случае, если рассматривается, прежде всего, такой механизм генерации течений, который является для них определяющим, без чего невозможно успешное сопоставление полученных таким образом результатов с данными наблюдений.

Хотя при учете только такого механизма количество действующих факторов несколько уменьшается, тем не менее, это не сказывается на упрощении данной проблемы. В рамках линейной теории морских течений она, в принципе, может быть корректно решена только в том случае, когда имеет место подобие решений, соответствующих каждому из относящихся к данному механизму генерации течений как известных (учитываемых и не учитываемых), так и не учитываемых неизвестных факторов.

Таким образом, решение данной проблемы несколько сужается: необходимо найти такое фундаментальное свойство поведения морских течений без конкретизации его в исследуемой области, чтобы выполнялось подобие вышеуказанных решений. С другой стороны, такое ограничение на их поведение не должно отразиться на главных особенностях их проявления.

Если на предварительном этапе удастся доказать, что наблюдаемая в данной точке моря скорость течений является предполагаемой, т.е. имеет место соответствие эмпирического и теоретического спектральных

критериев подобия, то затем, зная вклад в нее учитываемых факторов, можно оценить и вклад не учитываемых известных и даже неизвестных факторов. Вполне возможна ситуация, когда поведение скорости течений в основном определяется именно неизвестными факторами.

Большая изменчивость морских течений на шельфе обусловлена наложением и весьма сложным взаимодействием гео- и астрофизических факторов и определяется, главным образом, совместным влиянием стратификации, рельефа дна и наличием берегов. Образующийся в результате этого целый спектр горизонтальных движений (как дискретный, так и непрерывный) имеет в основном длинноволновый характер [2, 4, 5, 9]. Длинноволновые движения, вообще говоря, характеризуются сравнительно незначительными колебаниями уровня и поэтому обнаруживаются скорее в поле скорости течений. Эти движения во многих случаях могут быть не просто важным элементом течений (не только сравнимы с ними), но и полностью представлять их (как, например, шельфовые волны).

Если абстрагироваться от чисто дрейфовых течений, которые наблюдаются только в поверхностном слое трения, то течения на баротропном шельфе являются, по сути, градиентными, механизм генерации которых сравнительно простой: эти течения обусловлены наклоном уровня. Они занимают всю толщу воды, причем в основном слое от поверхности моря до верхней границы придонного слоя трения они практически геострофические и не меняются с глубиной, а в придонном слое трения – градиентные.

Главная трудность при исследовании этих течений состоит в том, что они, во-первых, определяются не по измеренным, а по рассчитанным наклонам уровня, так как существующие на сегодня методы их определения не обеспечивают необходимую для этого точность, а во-вторых, могут быть и не ветрового происхождения.

Благодаря волноводным свойствам шельфа, градиентные течения могут усиливаться, так как он “запоминает” значительное количество энергии, упорядочивает, усиливает и передает ее на значительные расстояния в виде длинноволновых движений. В результате роль этих течений здесь значительно возрастает. Поэтому они могут

быть доминирующими и в поверхностном слое течения.

Этот вид движений, по-видимому, в значительной степени определяет пространственно-временные масштабы течений в их наиболее энергозначимой части спектра, поскольку основным механизмом их возбуждения является воздействие переменной вдольбереговой компоненты тангенциального напряжения ветра. Вдоль участков берега, имеющих сложную конфигурацию, под ее воздействием могут возникать течения, имеющие противоположное направление. В результате в местах резких изменений береговой линии генерируются шельфовые волны. Кроме того, распространение волны Кельвина над изменяющимся вдоль берега рельефом дна также может приводить к возбуждению этих волн [4].

Следует также отметить влияние на динамику вод шельфа топографических планетарных волн Россби, Пуанкаре, а также красных волн. Суперпозиции этих волн в большинстве случаев проявляется в виде сейшевых колебаний. Кроме того, в результате бароклинной неустойчивости в системе Основного черноморского течения возможна передача значительного количества движения в шельфовую зону, что является источником генерации здесь шельфовых и красных волн [2].

На реальном шельфе в силу как специфики проявления длинноволновых движений (более длинные волны имеют большую энергию), так и того обстоятельства, что менее длинные волны в значительной степени рассеивают свою энергию вследствие, прежде всего, влияния нерегулярного характера береговой линии и рельефа дна, создаются, вообще говоря, условия для квазиреверсивного характера изменений наклона по нормали к берегу. В настоящее время на основе теории шельфовых волн [4, 9] в принципе возможно определить области, соответствующие квазиреверсивным изменениям наклона уровня по нормали к берегу.

В работах [7, 8] было установлено, что если изменение наклона уровня имеет преимущественно реверсивный характер, то соотношения между основными инвариантами спектральных тензоров градиентной скорости ветровых течений (их подобие) не зависят от наклона уровня и наклона дна и определяются только глубиной места, вер-

тикальной координатой, вязкостью, параметром Кориолиса и частотой.

Следовательно, данный критерий можно использовать для решения важных с теоретической точки зрения задач для шельфа: во-первых, для определения градиентной природы скорости течений и их длинноволновой структуры, характеризующейся на шельфе, по сути, квазиреверсивными колебаниями наклона уровня по нормали к берегу, во-вторых, для установления возможности использования линейной теории морских течений для однородного моря применительно к данному случаю и, наконец, в-третьих, для тестирования различных вычислительных схем, используемых при моделировании течений в спектральной форме.

Следует особо подчеркнуть, что для нахождения данного критерия достаточно проанализировать свойства только временных спектров предполагаемой градиентной скорости течений, т.е. определения длины соответствующей ей волны при этом не требуется. Эта скорость течений в случае соответствия эмпирического критерия подобия его теоретическому аналогу (см. выше) представляет собой, по сути, суперпозицию длинных волн, причем такую, для которой выполняется условие квазиреверсивности для уровня, так как в линейной постановке аналогичное условие справедливо для каждой из этих волн в отдельности. Заметим, что при этом никаких ограничений на их количество не накладывается.

Что касается длины этих волн, то она, если иметь в виду принятую в физической океанографии дискретность измерений скорости течений (обычно несколько десятков минут) и ее характерное значение ~ 10 см/с, может в принципе изменяться от первых нескольких сотен метров до нескольких десятков и даже сотен километров (в зависимости от размеров бассейна, а также морфометрии его дна и берегов).

В данной работе анализировались скорости течений в приобсфорском районе, на западном (болгарском) шельфе, в северо-западной части, у Крымского побережья, в прикерченском районе и у Кавказского побережья Черного моря.

Физический смысл анализируемых характеристик спектрального тензора скорости течений и методика их расчета довольно

подробно изложены в [1, 6, 7], поэтому останавливаться на них не будем.

Предварительная обработка анализируемого временного ряда скорости течений заключалась в проверке его на грубые выбросы, высокочастотной фильтрации и оценке низкочастотного тренда. Как это обычно принято в океанографии, используется левая система координат, причем ось Ox направлена на север, а ось Oy – на восток.

Низкочастотная фильтрация (удаление гармоник, период которых превышал заданное значение T_s) временных рядов скорости течений осуществлялась с помощью косинус-фильтра. Величина сдвига τ_{\max} задавалась по формуле:

$$\tau_{\max} = m\Delta t = 0,5T_s, \quad (11)$$

где m – целочисленный параметр, соответствующий примерно $0,10 \div 0,15T$ (здесь $T = N - T_s / \Delta t - 4$, N – количество отпечатков в реализации), Δt – дискретность наблюдений,

При определении достоверности оценок спектра S использовалось приближение их распределения χ^2_ν – распределением с числом степеней свободы $\nu = 2T\Delta t / \tau_{\max}M$ [11], где M – числовой коэффициент.

Для используемой при вычислении спектров в качестве весовой функции Хемминга – Тьюки $M = 0,8$ [1].

Неравенство для определения двусторонних $\alpha / 2$ - и $1 - \alpha / 2$ - доверительных границ с помощью значений $\nu / \chi^2_{\nu, \alpha/2}$ и $\nu / \chi^2_{\nu, 1-\alpha/2}$ соответственно при выбранной доверительной вероятности $P = 1 - \alpha$ имеет следующий вид [11]:

$$\frac{\nu S}{\chi^2_{\nu, \alpha/2}} \leq S^* \leq \frac{\nu S}{\chi^2_{\nu, 1-\alpha/2}}, \quad (12)$$

где S^* – истинное значение спектра.

На приведенном в качестве примера рисунке, кроме основных инвариантов эмпирического спектрального тензора скорости течений – линейного инварианта $I_1(a)$, действительной части D индикатора вращения $\mathbf{D} = iD(b)$, большой $\lambda_1(\theta)$ и малой $\lambda_2(\varrho)$ осей его симметричной части и азимута α_c (большая стрелка) большой оси $\lambda_1(\theta)$, рас-

считанных по неперекрывающимся 10 – суточным участкам записи с помощью векторно-алгебраического метода [1] по данным уникальных по продолжительности наблюдений (дискретность $\Delta t = 1ч$) на горизонте 25 м (глубина 70 м), выполненных в 1978 г. на стабилизированном бье ИОАН СССР (Института океанологии АН СССР) с помощью самописцев течений типа БПВ (буквопечатающая вертушка), приведен также целый ряд других характеристик. Это необходимо для установления степени соответствия ранее разработанного для данного тензора эмпирического тензорного критерия подобия его теоретическому аналогу, который содержит сведения о соотношениях между основными инвариантами, знаке индикатора вращения, а также угле ориентации большой оси симметричной части теоретического спектрального тензора относительно берега, полученного в рамках полуспектральной линейной модели для градиентной скорости течений в предположении, что она обусловлена только квазиреверсивным характером колебаний наклона уровня по нормали к берегу. Данный теоретический критерий удалось определить в силу однозначной зависимости его характеристик от коэффициента сжатия K_c , знака поляризации (положительного в северном полушарии) и угла ориентации α_c (относительно берега) соответствующих ему эллипсов вращения результирующего вектора градиентной скорости течений (суперпозиции двух разнонаправленно вращающихся ее составляющих на комплексной плоскости).

Как это следует из анализа выражений (4) и (5), на практике представляет интерес нахождение для спектрального тензора скорости течений двух независимых оценок, характеризующих степень соответствия исследуемого процесса гармоническому (или волновому) процессу:

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

Поэтому для этого необходимо использовать, по крайней мере, такие дополнительные параметры и критерии, характеризующие погрешности предлагаемого здесь подхода как

1) коэффициент подобия (сжатия) K_c эллипса вращения вектора скорости течений для предполагаемого гармонического (или

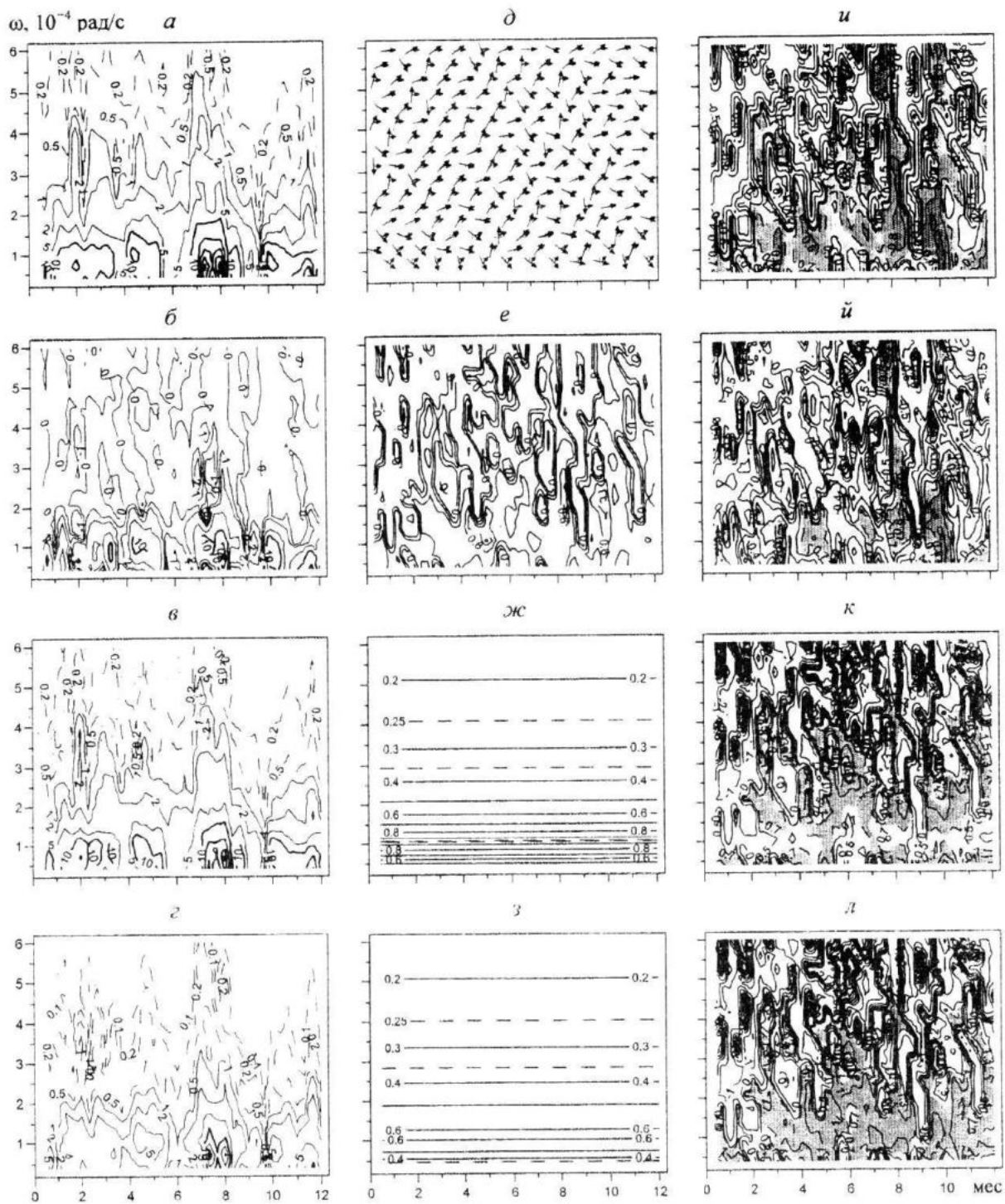


Рисунок - Временная перемежаемость спектрального тензора скорости течений у Кавказского побережья Черного моря в 1978 г. по данным наблюдений на стабилизированном буре ИОАН СССР у п. Геленджик (горизонт 25 м, глубина 70 м, $\varphi = 44^{\circ} 33' \text{ с. ш.}$, $\lambda = 37^{\circ} 56' \text{ в. д.}$).

Примечание: а) линейный инвариант I_1 , б) индикатор вращения D , в), г) собственные числа $\lambda_{1,2}$ (в $10^4 \text{ см}^2/(\text{рад}\cdot\text{с})$), д) азимут α , большой оси λ_1 (большая стрелка), углы ориентации относительно берега α_e (широкая стрелка) и α_e^* (короткая стрелка) большой оси λ_1 симметричной части теоретического спектрального тензорного критерия подобия для градиентной скорости течений при $R = 0$ и $R = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ соответственно, е) K_c , ж) $K_0 (R = 0)$, з) $K_R (R = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1})$, и) $K_w = K_c/K_e$, и) $K_v = K_d/K_e$, к) $E_0 = K_c/K_0$, л) $E_R = K_c/K_R$; $\Delta t = 1 \text{ ч}$, $T_s = 51 \text{ ч}$, $\nu = 15$, $\nu/\chi_{v, 0.1+0.9}^2 = 0,67 \pm 1,75$

волнового) процесса (с учетом поляризации вращения):

$$K_c = \text{sign}(D)(K_e + K_d)/2; \quad (14)$$

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

$$K_w = K_c/K_e, K_v = K_d/K_c; \quad (15)$$

3) коэффициенты подобия для тензорного критерия подобия теоретического спектрального тензора градиентной скорости течений, обусловленной квазиревверсивным характером колебаний наклона уровня по нормали к берегу, K_0 и K_R соответственно для коэффициента горизонтального трения $R = 0$ и $R = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ [7].

4) 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 $R = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ соответственно:

$$E_0 = K_c/K_0, E_R = K_c/K_R; \quad (16)$$

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

Выводы. В результате анализа установлено, что особенности генезиса и структуры течений ниже поверхностного слоя трения (по Экману) в исследуемых районах шельфа и материкового склона Черного моря определяются в основном длинноволновыми возмущениями уровня при квазиревверсивном характере его колебаний по нормали к берегу. Особенно впечатляют результаты для района Кавказского побережья, для которого течения генерируются практически за счет данного эффекта. Подтверждением этого могут служить также оценки ориентации условного берега и длин волн,

находящихся в довольно хорошем согласии с морфометрией берега и рельефом дна. Предложены критерии для определения точности данного подхода.

Л и т е р а т у р а

1. А.П. Бельшев, Ю.П. Клеванцов, В.А. Рожков. Вероятностный анализ морских течений.– Л.: Гидрометеоздат, 1983. – 263 с.
2. А.С. Блатов, Н.П.Булгаков, В.А. Иванов и др. Изменчивость гидрофизических полей Черного моря.– Л.: Гидрометеоздат, 1984. – 240 с.
3. Исследование и моделирование гидрофизических процессов в Черном море / Под редакцией С.П. Левикова.– М.: Гидрометеоздат, 1989. – 141 с.
4. В.А. Иванов, А.Е. Янковский. Длинноволновые движения в Черном море.– Киев: Наук. думка, 1992. – 110 с.
5. А.С. Блатов, В.А. Иванов. Гидрология и гидродинамика шельфовой зоны Черного моря.– Киев: Наук. думка, 1992. – 241 с.
6. Гидрометеорология и гидрохимия морей СССР.– Т.4.– Вып. 1. Черное море. Гидрометеорологические условия / Под ред. А.И. Симонова, Э.Н. Альтмана.– С.-Пб.: Гидрометеоздат, 1991. – 428 с.
7. Н.Г. Хоролич, В.Н. Хоролич. О подобии спектральных тензоров скорости течений на шельфе Черного моря // Экологич. безопасность прибрежн. и шельф. зон и комплексн. использование ресурсов шельфа: Сб. научн. тр.– Севастополь: ЭКОСИ – Гидрофизика, 2007.– Вып. 15. – С. 260–279.
8. Н.Г. Хоролич, В.В. Фомин, В.Н. Хоролич. О подобии спектральных тензоров градиентной скорости ветровых течений на шельфе // Морской гидрофизический журнал.– 2008.– № 5. – С. 67–80.
9. Ле Блон П., Майсек Л. Волны в океане: Пер. с англ.– М.: Мир, 1981. – Ч. 1. – 480 с. – Ч. 2. – 365 с.
10. Gonella J.A. A rotary-component method for analyzing meteorological and oceanographic vector time series // Deep-Sea Res., 1972.– 19, №12. – P. 833–846.
11. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов: Пер. с англ.– М.: Мир, 1971. – 408 с.