

ОБ УРАВНЕНИЯХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО БАЛАНСА В РЕГИОНАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ДИНАМИКИ МОРЯ

Деметрашвили Д. И.

Институт геофизики им. Михаила Нодиа, ТГУ

Особенности изменчивости региональной циркуляции и термохалинных полей в самой восточной части Черного моря рассмотрены в работах [1-4] на основе региональной, прогностической численной модели динамики Черного моря Института геофизики им. М. З. Нодиа Тбилисского государственного университета им. Ив. Джавахишвили. Региональная модель является основным ядром региональной системы морского прогноза, а в свою очередь, региональная система является составной частью системы диагноза и прогноза Черного моря в бассейновом масштабе [5, 6]. Исследования, проведенные в [1-4], показывают, что циркуляция в грузинском секторе Черного моря и его окружающей акватории характеризуется существенной сезонной и межгодовой изменчивостью и интенсивным вихреобразованием, где непрерывно формируются и эволюционируют мезомасштабные и субмезомасштабные вихри с циклоническим и антициклоническим вращением. Такие вихри вносят существенный вклад в распределение термохалинных полей и разных примесей, поступающих в морскую акваторию разным путем.

С целью более глубокого изучения и лучшего понимания физического механизма изменчивости динамических процессов в одной из самой динамически активной акватории Черного моря – в восточной части морского бассейна, представляет значительный научный интерес проанализировать энергетические превращения в гидротермодинамической системе Черного моря и, на основе энергетического анализа исследовать роль различных факторов в формировании особенностей сезонной и межгодовой перестроек региональной циркуляции в грузинском секторе Черного моря и прилегающей акватории, которая отделена от открытой части морского бассейна условной жидкой границей, проходящей примерно вдоль меридиана $39,08^{\circ}$ в. д.

Целью данной статьи является получение уравнений энергетического баланса в региональной численной модели динамики Черного моря, на основе которых нам предоставится возможность изучать энергетику региональных гидрофизических процессов, протекающих в восточной акватории Черного моря. Кроме того, эти уравнения позволят контролировать точность численного решения в процессе интегрирования уравнений модели, что является очень важной для прогностической модели. Базовой для получения энергетических уравнений служит система уравнений региональной модели динамики моря, записанная в декартовой системе координат.

Гидротермодинамические процессы в морском бассейне Ω с боковой поверхностью σ и глубиной $H(x,y)$ описываем следующей системой уравнений гидротермодинамики океана (оси x , y , z направлены соответственно на восток, север и вертикально вниз от поверхности моря, которая считается плоской), записанной в терминах отклонений термодинамических полей от стандартных значений [4, 5]

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial x} + l v + D_u^{xy} + D_u^z, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p'}{\partial y} - l u + D_v^{xy} + D_v^z, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + u \frac{\partial T'}{\partial x} + v \frac{\partial T'}{\partial y} + w \frac{\partial T'}{\partial z} + \gamma_T w = -\frac{1}{c \rho_0} \frac{\partial I}{\partial z} + D_T^{xy} + D_T^z, \quad (3)$$

$$\frac{\partial S'}{\partial t} + u \frac{\partial S'}{\partial x} + v \frac{\partial S'}{\partial y} + w \frac{\partial S'}{\partial z} + \gamma_S w = D_S^{xy} + D_S^z, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial z} = g \rho', \quad (6)$$

$$\rho' = \alpha_T T' + \alpha_S S', \quad (7)$$

$$p = \bar{p} + p', \quad \rho = \bar{\rho} + \rho', \quad T = \bar{T} + T', \quad S = \bar{S} + S', \quad \gamma_T = \frac{\partial \bar{T}}{\partial z}, \quad \gamma_S = \frac{\partial \bar{S}}{\partial z}.$$

Здесь приняты следующие обозначения:

u, v, w – компоненты вектора скорости вдоль осей x, y, z , соответственно; p', ρ', T', S' – отклонения давления, плотности, температуры и солености от средних значений по глубине $\bar{p}(z), \bar{\rho}(z), \bar{T}(z), \bar{S}(z)$; l, g, c, ρ_0 – параметр Кориолиса, ускорение силы тяжести, удельная теплоемкость морской воды и средняя по толще моря плотность морской воды, соответственно; I – поток суммарной солнечной радиации, считая экспоненциально затухающей функцией с глубиной

$$I = I_0 e^{-\alpha z},$$

где I_0 – падающий на поверхность моря $z = 0$ поток суммарной солнечной радиации, определенный формулой Альбрехта [7], α – коэффициент поглощения радиации морской водой. Последние два слагаемых в правой части уравнений (1) – (4) представляют собой члены горизонтальной и вертикальной вязкости и диффузии тепла и солей, соответственно, которые имеют вид

$$D_u^{xy} = \frac{\partial}{\partial x} \mu \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial u}{\partial y}, \quad D_u^z = \frac{\partial}{\partial z} \nu \frac{\partial u}{\partial z}, \quad D_v^{xy} = \frac{\partial}{\partial x} \mu \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial v}{\partial y}, \quad D_v^z = \frac{\partial}{\partial z} \nu \frac{\partial v}{\partial z},$$

$$D_T^{xy} = \frac{\partial}{\partial x} \mu_1 \frac{\partial T'}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \mu_1 \frac{\partial T'}{\partial y}, \quad D_T^z = \frac{\partial}{\partial z} \nu_1 \frac{\partial T'}{\partial z}, \quad D_S^{xy} = \frac{\partial}{\partial x} \mu_1 \frac{\partial S'}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \mu_1 \frac{\partial S'}{\partial y}, \quad D_S^z = \frac{\partial}{\partial z} \nu_1 \frac{\partial S'}{\partial z},$$

где μ и ν – коэффициенты горизонтальной и вертикальной турбулентной вязкости, а μ_1 и ν_1 – коэффициенты горизонтальной и вертикальной турбулентной диффузии для тепла и солей.

Уравнение (7) представляет собой линеаризованную форму уравнения состояния морской воды $\rho = f(T, S)$ с точностью до малых второго порядка, где

$$\alpha_T = \frac{\partial f}{\partial \bar{T}}, \quad \alpha_S = \frac{\partial f}{\partial \bar{S}}.$$

В качестве краевых и начальных условий принимаются следующие. По вертикали будем иметь:

на поверхности моря $z = 0$

$$v \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\tau_{zx}}{\rho_0}, \quad v \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\tau_{zy}}{\rho_0}, \quad w = 0, \quad (8)$$

$$v_1 \frac{\partial T}{\partial z} = Q^T, \quad v_1 \frac{\partial S}{\partial z} = Q^S,$$

на дне моря $z = H(x, y)$

$$u = v = w = 0, \quad \frac{\partial T'}{\partial z} = -\gamma_T, \quad \frac{\partial S'}{\partial z} = -\gamma_S. \quad (9)$$

В (8) τ_{zx} и τ_{zy} - компоненты вектора тангенциального напряжения трения ветра на поверхности $z = 0$ вдоль осей x и y , соответственно; Q^T и Q^S пропорциональны потокам тепла и соли на границе море-атмосфера.

Боковые границы рассматриваемой области состоят из твердой и жидкой частей. На твердой части принимаются

$$u = v = 0, \quad \frac{\partial T'}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial S'}{\partial n} = 0, \quad (10)$$

где n - нормаль к боковой поверхности.

На жидкой границе рассматриваемой области примем

$$u = \tilde{u}, \quad v = \tilde{v}, \quad T = \tilde{T}, \quad S = \tilde{S}, \quad (11)$$

где \tilde{u} , \tilde{v} , \tilde{T} , \tilde{S} - заданные значения компонентов вектора скорости течения, температуры и солености на жидкой поверхности. За жидкую границу принимаем условную граничную поверхность, которая ограничивает с запада рассматриваемую региональную область от остальной части Черного моря, а также устья рек западной Грузии, расход которых учитывается в модели.

В начальный момент $t = 0$

$$u = u^0, \quad v = v^0, \quad T = T^0, \quad S = S^0. \quad (12)$$

Отметим, что теорема единственности задачи (1) - (12) для всего морского бассейна в случае $g\alpha_T/\gamma_T > 0$, $g\alpha_S/\gamma_S > 0$ доказана в [8].

Умножая первые два равенства в (8) на $\rho_0 u$, и $\rho_0 v$, соответственно, и складывая их, получим

$$v \frac{\partial K'}{\partial z} = -(u\tau_{zx} + v\tau_{zy}), \quad (13)$$

где $K' = 0.5\rho_0(u^2 + v^2)$ - кинетическая энергия единичного объема жидкости. Уравнение (13) выражает тот факт, что поступление кинетической энергии от атмосферы к морю обусловлено работой напряжения трения ветра на морской поверхности.

Аналогично, умножим последние два равенства в (8) на $(g\alpha_T/\gamma_T)T'$ и $(g\alpha_S/\gamma_S)S'$, соответственно, и сложим. Получим

$$v_1 \frac{\partial \Pi'}{\partial z} = \frac{g\alpha_T}{\gamma_T} T' Q^T + \frac{g\alpha_S}{\gamma_S} S' Q^S, \quad (14)$$

где

$$\Pi' = \frac{1}{2} \left(\frac{g\alpha_T}{\gamma_T} T'^2 + \frac{g\alpha_S}{\gamma_S} S'^2 \right)$$

есть доступная потенциальная энергия единичного объема жидкости. При получении (14), считалось, что $\partial T/\partial z \approx \partial T'/\partial z$, $\partial S/\partial z \approx \partial S'/\partial z$ у поверхности моря. Уравнение (14) выражает термомохалинное воздействие атмосферы, генерирующее поток Π' на границе море-атмосфера.

При компьютерной реализации модели, реальная боковая поверхность σ , ограничивающая область решения Ω , аппроксимируется совокупностью плоских поверхностей, параллельных координатным плоскостям xOz и yOz : с востока – поверхностями σ_x , перпендикулярными оси x ; с юга и севера поверхностями σ_{y1} и σ_{y2} , соответственно, перпендикулярными оси y . Жидкая граница L_x , ограничивающая область решения с запада от открытой части моря, является плоскостью, перпендикулярной оси x .

С целью иллюстрации, на рис.1 показана рассчитанная по модели (1) - (12) поверхностная циркуляция для 19 сентября 2019 в восточной акватории Черного моря с использованием реальных входных данных. Как видно из рисунка, в этот день региональная циркуляция носила вихревой характер с образованием антициклонического вихря с характерным размером примерно 100-120 км (Батумский вихрь) и нескольких циклонических вихрей с гораздо меньшими размерами.

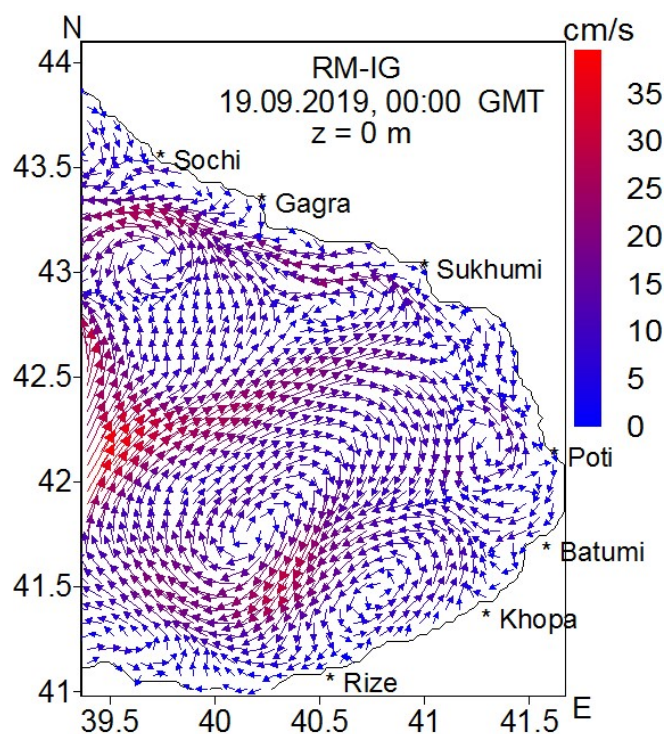


Рис.1. Рассчитанная мезомасштабная циркуляция в восточной акватории Черного моря к моменту 00:00 GMT, 19 сентября 2019.

Получим интегральные энергетические соотношения на основе системы уравнений (1) - (7). С этой целью умножим уравнения (1) - (4) на $\rho_0 u$, $\rho_0 v$, $(g\alpha_T/\gamma_T)T'$, $(g\alpha_S/\gamma_S)S'$, соответственно, воспользуемся уравнением неразрывности и сложим (3) и (4). Получим

$$\frac{\partial K'_u}{\partial t} + \frac{\partial uK'_u}{\partial x} + \frac{\partial vK'_u}{\partial y} + \frac{\partial wK'_u}{\partial z} = -u \frac{\partial p'}{\partial x} + \rho_0 u v + \rho_0 u D_u^{xy} + \rho_0 u D_u^z, \quad (15)$$

$$\frac{\partial K'_v}{\partial t} + \frac{\partial uK'_v}{\partial x} + \frac{\partial vK'_v}{\partial y} + \frac{\partial wK'_v}{\partial z} = -v \frac{\partial p'}{\partial y} - \rho_0 u v + \rho_0 v D_v^{xy} + \rho_0 v D_v^z, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Pi'}{\partial t} + \frac{\partial u \Pi'}{\partial x} + \frac{\partial v \Pi'}{\partial y} + \frac{\partial w \Pi'}{\partial z} + g(\alpha_T T' + \alpha_S S') w = - \frac{g \alpha_T T'}{\gamma_T c \rho_0} \frac{\partial I}{\partial z} + \\ + \frac{g \alpha_T}{\gamma_T} T' (D_T^{xy} + D_T^z) + \frac{g \alpha_S}{\gamma_S} S' (D_S^{xy} + D_S^z), \end{aligned} \quad (17)$$

где

$$K'_u = \frac{\rho_0 u^2}{2}, \quad K'_v = \frac{\rho_0 v^2}{2}$$

представляют собой кинетическую энергию движения единичного объема жидкости вдоль осей x и y , соответственно.

Складывая уравнения (15) и (16), получим уравнение для полной кинетической энергии $K' = 0.5 \rho_0 (u^2 + v^2)$ единичного объема движущегося элемента жидкости

$$\begin{aligned} \frac{\partial K'}{\partial t} + \frac{\partial u K'}{\partial x} + \frac{\partial v K'}{\partial y} + \frac{\partial w K'}{\partial z} = - \left(\frac{\partial u p'}{\partial x} + \frac{\partial v p'}{\partial y} + \frac{\partial w p'}{\partial z} \right) + w g (\alpha_T T' + \alpha_S S') + \\ + \rho_0 u (D_u^{xy} + D_u^z) + \rho_0 v (D_v^{xy} + D_v^z). \end{aligned} \quad (18)$$

Уравнение (18) получено с учетом следующего преобразования

$$- \left(u \frac{\partial p'}{\partial x} + v \frac{\partial p'}{\partial y} \right) = - \left(\frac{\partial u p'}{\partial x} + \frac{\partial v p'}{\partial y} + p' \frac{\partial w}{\partial z} \right) = - \left(\frac{\partial u p'}{\partial x} + \frac{\partial v p'}{\partial y} + \frac{\partial w p'}{\partial z} \right) + w g (\alpha_T T' + \alpha_S S').$$

После явного написания последних двух слагаемых в правой части уравнений (17) и (18), описывающих эффекты турбулентной диффузии и вязкости, и осуществления некоторых преобразований, эти уравнения можно переписать следующим образом

$$\begin{aligned} \frac{\partial K'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(u K' - \mu \frac{\partial K'}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v K' - \mu \frac{\partial K'}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(w K' - \nu \frac{\partial K'}{\partial z} \right) = \\ = - \left(\frac{\partial u p'}{\partial x} + \frac{\partial v p'}{\partial y} + \frac{\partial w p'}{\partial z} \right) + w g (\alpha_T T' + \alpha_S S') - \rho_0 \mu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] - \\ - \rho_0 \nu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right], \end{aligned} \quad (18a)$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial \Pi'}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(u \Pi' - \mu_1 \frac{\partial \Pi'}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(v \Pi' - \mu_1 \frac{\partial \Pi'}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(w \Pi' - \nu_1 \frac{\partial \Pi'}{\partial z} \right) = \\
& = -w g (\alpha_T T' + \alpha_S S') - \frac{g \alpha_T T'}{\gamma_T c \rho_0} \frac{\partial I}{\partial z} - \frac{g \alpha_T}{\gamma_T} \left\{ \mu_1 \left[\left(\frac{\partial T'}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T'}{\partial y} \right)^2 \right] + \nu_1 \left(\frac{\partial T'}{\partial z} \right)^2 \right\} - \\
& - \frac{g \alpha_S}{\gamma_S} \left\{ \mu_1 \left[\left(\frac{\partial S'}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial S'}{\partial y} \right)^2 \right] + \nu_1 \left(\frac{\partial S'}{\partial z} \right)^2 \right\}. \tag{17a}
\end{aligned}$$

Получим интегральные уравнения энергетического баланса для кинетической энергии движения K

$$K = \frac{1}{2} \iiint_{\Omega} \rho_0 (u^2 + v^2) dx dy dz$$

и доступной потенциальной энергии Π

$$\Pi = \frac{1}{2} \iiint_{\Omega} \left(\frac{g \alpha_T}{\gamma_T} T'^2 + \frac{g \alpha_S}{\gamma_S} S'^2 \right) dx dy dz$$

для региональной акватории Ω морского бассейна. С этой целью проинтегрируем уравнения (18a) и (17a) по всей области моделирования с учетом краевых условий (8) - (11) и уравнений (13) и (14). Тогда, получим следующие энергетические соотношения

$$\frac{\partial K}{\partial t} = \{K, LB\} + \{K, AW\} + \{K, \Pi\} + \{K, D\}, \tag{19}$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} = \{\Pi, LB\} + \{\Pi, AT\} - \{K, \Pi\} + \{\Pi, R\} + \{\Pi, D\}, \tag{20}$$

где

$$\{K, LB\} = - \int_{\sigma_{y1}}^{\sigma_{y2}} \int_0^H \left(u K' - \mu \frac{\partial K'}{\partial x} \right) \Big|_{L_x}^{\sigma_x} dy dz,$$

$$\{K, AW\} = - \int_{L_x}^{\sigma_x} \int_{\sigma_{y1}}^{\sigma_{y2}} \left(w K' - \nu \frac{\partial K'}{\partial z} \right) \Big|_0^H dx dy = - \int_{L_x}^{\sigma_x} \int_{\sigma_{y1}}^{\sigma_{y2}} \nu \frac{\partial K'}{\partial z} \Big|_{z=0} dx dy = \int_{L_x}^{\sigma_x} \int_{\sigma_{y1}}^{\sigma_{y2}} (\tau_{zx} u + \tau_{zy} v) dx dy,$$

$$\{K, \Pi\} = \iiint_{\Omega} w g (\alpha_T T' + \alpha_S S') dx dy dz = \iiint_{\Omega} w \frac{\partial p'}{\partial z} dx dy dz,$$

$$\{K, D\} = - \rho_0 \iiint_{\Omega} \left\{ \mu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right\} + \nu \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] dx dy dz,$$

$$\{\Pi, LB\} = - \int_{\sigma_{y1}}^{\sigma_{y2}} \int_0^H \left(u \Pi' - \mu_1 \frac{\partial \Pi'}{\partial x} \right) \Big|_{L_x}^{\sigma_x} dy dz, \quad \{\Pi, R\} = - \frac{g \alpha_T \alpha I_0}{\gamma_T c \rho_0} \iiint_{\Omega} T' e^{-\alpha z} dx dy dz,$$

$$\begin{aligned} \{P, R\} &= -\frac{g\alpha_T \alpha I_0}{\gamma_T c \rho_0} \iiint_{\Omega} T' e^{-\alpha z} dx dy dz, \\ \{P, AT\} &= -\int_{L_x}^{\sigma_x} \int_{\sigma_{y1}}^{\sigma_{y2}} \left(w P' - v_1 \frac{\partial P'}{\partial z} \right) \Big|_0^H = -\int_{L_x}^{\sigma_x} \int_{\sigma_{y1}}^{\sigma_{y2}} \left(v_1 \frac{\partial P'}{\partial z} \right)_{z=0} dx dy = \\ &= -\int_{L_x}^{\sigma_x} \int_{\sigma_{y1}}^{\sigma_{y2}} \left(\frac{g\alpha_T}{\gamma_T} T' Q^T + \frac{g\alpha_S}{\gamma_S} S' Q^S \right) dx dy, \\ \{P, D\} &= -\frac{g\alpha_T}{\gamma_T} \iiint_{\Omega} \left\{ \mu_1 \left[\left(\frac{\partial T'}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T'}{\partial y} \right)^2 \right] + v_1 \left(\frac{\partial T'}{\partial z} \right)^2 \right\} dx dy dz - \\ &= -\frac{g\alpha_S}{\gamma_S} \iiint_{\Omega} \left\{ \mu_1 \left[\left(\frac{\partial S'}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial S'}{\partial y} \right)^2 \right] + v_1 \left(\frac{\partial S'}{\partial z} \right)^2 \right\} dx dy dz. \end{aligned}$$

Уравнения (19) – (20) описывают энергетические преобразования в гидрофизических процессах, протекающих в региональной области морского бассейна. Слагаемые, стоящие в правой части этих уравнений, представляют собой скорости изменения кинетической и доступной потенциальной энергий за счет действия различных физических факторов. Их можно интерпретировать следующим образом: $\{K, LB\}$, $\{P, LB\}$ описывают взаимодействие выделенной региональной акватории с открытой частью морского бассейна путем обмена энергиями K и P через жидкую западную границу, а также энергетическое влияние рек на гидрофизический процесс. Эти члены состоят из двух слагаемых, первое из них описывает упорядоченный перенос энергий K и P течением, а второе обусловлено процессами турбулентной вязкости и диффузии на жидких границах. $\{K, P\}$ описывает обмен между кинетической и доступной потенциальной энергиями за счет работы силы плавучести за единицу времени, которая может быть положительной или отрицательной в зависимости от конкретного гидрофизического процесса. $\{K, AW\}$ описывает энергетическое воздействие атмосферного ветра на развитие гидрофизических процессов и представляет собой работу совершаемой силой трения ветра за единицу времени на поверхности моря. $\{P, R\}$ выражает прирост доступной потенциальной энергии из-за поглощения солнечной радиации морской водой. $\{K, D\}$ и $\{P, D\}$ описывают диссипацию и диффузию K и P , соответственно, обусловленными турбулентностью морского течения. $\{P, AT\}$ выражает вклад в баланс доступной потенциальной энергии термохалинного воздействия атмосферы, определяемого теплообменом и обменом пресной воды на границе раздела море-атмосфера. Следует отметить, что из-за малости первого слагаемого в правой части уравнения (18а), оно не учитывалось при получении (19).

Складывая уравнения (19) и (20), получим уравнение энергетического баланса для полной энергии $E = K + P$

$$\frac{\partial E}{\partial t} = \{E, LB\} + \{E, A\} + \{E, R\} + \{E, D\}, \quad (21)$$

где

$$\begin{aligned} \{E, LB\} &= \{K, LB\} + \{P, LB\}, \quad \{E, A\} = \{K, AW\} + \{P, AT\} \\ \{E, R\} &= \{P, R\}, \quad \{E, D\} = \{K, D\} + \{P, D\} \end{aligned}$$

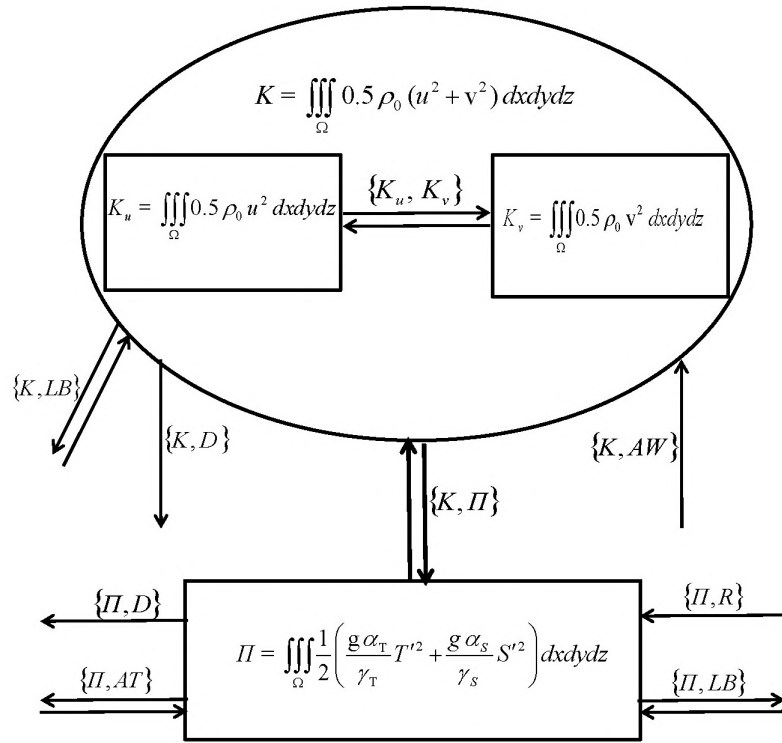


Рис.2. Общая схема энергетических преобразований.

Из (21) видно, что изменение полной энергии в выделенной области обусловлено: 1) потоком полной энергии через боковые жидкие границы ($\{E, LB\}$); 2) атмосферным ветровым и термохалинным воздействием ($\{E, A\}$); 3) поглощением солнечной радиации морской водой ($\{E, R\}$); 4) диссипативными и диффузионными процессами, обусловленными турбулентностью течения ($\{E, D\}$). В случае отсутствия этих факторов, полная энергия сохраняется

$$\frac{1}{2} \iiint_{\Omega} \left[\rho_0 (u^2 + v^2) + \left(\frac{g \alpha_T}{\gamma_T} T'^2 + \frac{g \alpha_S}{\gamma_S} S'^2 \right) \right] dx dy dz = const.$$

Для наглядности на рис. 2 изображена общая энергетическая диаграмма, построенная на основе полученных энергетических уравнений (19) - (20). Двойными стрелками обозначены те составляющие энергетического баланса, которые могут играть роль стоков и источников в различные моменты времени развития региональных динамических процессов, а одной стрелкой – которые могут играть роль только источника или стока в течение всего развития процесса.

Из рис.2 видно, что энергетическим источником энергии к кинетической энергии K является атмосферный ветер; из-за положительной работы силы трения ветра, гидродинамическая система моря постоянно пополняется энергией. Эффект силы Кориолиса сводится к перераспределению кинетической энергии между меридиональным и широтным движениями, что хорошо видно из уравнений (15) и (16), если их проинтегрировать по всему

объему. Кинетическая энергия морского движения может перейти в доступную потенциальную энергию и обратно из-за работы силы плавучести. Термохалинное воздействие атмосферы может привести поступлению энергии к доступной потенциальной энергии и наоборот, море может отдать энергию атмосфере. Лучистая энергия солнца всегда вызывает пополнение доступной потенциальной энергии. Диссипативные и диффузионные процессы всегда приводят к уменьшению K и P .

В заключение отметим, что полученные в настоящей статье уравнения энергетических преобразований будут использованы нами для энергетического анализа гидротермодинамических процессов, протекающих в грузинском секторе Черного моря и прилегающей акватории, которому будет посвящена отдельная статья.

Литერატურა

1. Кордзадзе А. А., Деметрашвили Д. И., Сурмава А. А., Кухалашвили В. Г. Некоторые особенности динамического режима восточной части Черного моря по результатам моделирования и прогноза гидрофизических полей за 2010-2013 гг. Труды Института геофизики им. М. Нодиа. т. LXIV, 2013, с. 117-130.
2. Kordzadze A. A., Demetrashvili D. I., Surmava A. A. Dynamical processes developed in the easternmost part of the Black Sea in warm period for 2010-2013. J. Georgian Geophys. Soc., v. 16b, 2013.
3. Кордзадзе А. А., Деметрашвили Д. И. Краткосрочный прогноз гидрофизических полей в восточной части Черного моря. Изв. РАН, Физика атмосферы и океана, т. 49, № 6, 2013, с. 733-745.
4. Кордзадзе А., Деметрашвили Д. Океанография Черного моря в прошлом и на современном этапе. Издательство Тбилисского государственного университета им. Ив. Джавахишвили. 1987, 187 с (на груз.).
5. Kordzadze A. A., Demetrashvili D. I. Operational forecast of hydrophysical fields in the Georgian Black Sea coastal zone within the ECOOP. Ocean Science, 7, 2011, pp. 793-803. www.ocean-sci.net/7/793/2011/, doi: 10.5194/os-7-793-2011.
6. Kubryakov A. I., Korotaev G. K., Dorofeev V. L., Ratner Y. B., Palazov A., Valchev N., Malciu V., Matescu R., Oguz T. Black Sea coastal forecasting system. Ocean Science, 8, 2012, pp. 183-196.
7. Будыко М. И. Тепловой баланс земной поверхности. Ленинград, Гидрометеиздат, 1956, 254 с.
8. Кордзадзе А. А. Математические вопросы решения задач динамики океана. Новосибирск, 1982, 147 с.

ენერგეტიკული ბალანსის განტოლებათა შესახებ ზღვის დინამიკის რეგიონულ მოდელში

დ. დემეტრაშვილი

რეზიუმე

სტატიაში ოკეანის ჰიდროთერმოდინამიკის განტოლებათა სისტემის საფუძველზე სასაზღვრო პირობების გამოყენებით მიღებულია ინტეგრალური ენერგეტიკული თანაფარდობები, რომლებიც შესაძლებელია გამოყენებულ იქნას ენერგეტიკულ გარდაქმნების შესასწავლად რეგიონულ ჰიდროფიზიკურ პროცესებში.

Об уравнениях энергетического баланса в региональной модели динамики моря

Д. И. Деметрашвили

Реферат

В данной статье получены интегральные энергетические соотношения на основе системы уравнений гидротермодинамики океана с использованием граничных условий. Полученные соотношения могут быть использованы для изучения энергетических превращений в региональных гидрофизических процессах.

On the Energy Balance Equations in the Regional Model of the Sea Dynamics

D. Demetrashvili

Abstract

In this paper, integral energy relations are obtained on the basis of a system of ocean hydrothermodynamic equations using boundary conditions. The obtained relations can be used to study energy transformations in regional hydrophysical processes.