

Краткое описание модели AARI–IOCM

Динамико-термодинамическая модель совместной циркуляции вод и льдов Северного Ледовитого океана **AARI–IOCM** (Arctic and Antarctic Research Institute – Ice and Ocean Circulation Model) является результатом объединения трех моделей: модели циркуляции вод, модели дрейфа льда и термодинамической модели морского ледяного покрова. Коротко опишем основные особенности каждой модели.

1. Модель циркуляции вод

Уравнения движения воды запишем в приближении Буссинеска и гидростатическом приближении:

движения

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} - fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} A_z \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} A_L \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} A_L \frac{\partial u}{\partial y}; \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + fv = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} A_z \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} A_L \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} A_L \frac{\partial v}{\partial y} \quad (1.2)$$

;

гидростатики

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \rho g; \quad (1.3)$$

неразрывности для несжимаемой жидкости

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0; \quad (1.4)$$

переноса тепла и соли

$$\frac{\partial (T,S)}{\partial t} + u \frac{\partial (T,S)}{\partial x} + v \frac{\partial (T,S)}{\partial y} + w \frac{\partial (T,S)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \eta \frac{\partial (T,S)}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \mu \frac{\partial (T,S)}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \mu \frac{\partial (T,S)}{\partial y}; \quad (1.5)$$

состояния

$$\rho = f(T, S), \quad (1.6)$$

где u, v, w – компоненты вектора скорости течения по осям x, y, z , соответственно; f – параметр Кориолиса; P – давление; ρ – плотность воды; T, S – температура и соленость морской воды; A_z, A_L – коэффициенты вертикального и горизонтального турбулентного обмена количеством движения; η, μ – коэффициенты турбулентной диффузии по вертикальной и горизонтальной осям.

Приведенные уравнения записаны применительно к северному полушарию в правосторонней системе декартовых координат (ось z направлена вниз от невозмущенной поверхности).

Примем следующие граничные условия по вертикальной координате.

На поверхности моря $z = \xi(x, y, t)$:

$$\rho_0 A_z \frac{\partial u}{\partial z} = -\tau_x; \quad \rho_0 A_z \frac{\partial v}{\partial z} = -\tau_y; \quad (1.7)$$

$$w = -\left(\frac{\partial \xi}{\partial t} + u \frac{\partial \xi}{\partial x} + v \frac{\partial \xi}{\partial y}\right); \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial(T, S)}{\partial z} = Q_{T, S}, \quad (1.9)$$

где $\tau_{x,y}$ – компоненты вектора тангенциального напряжения трения; ξ – отклонение поверхности моря от невозмущенного состояния; $Q_{T,S}$ – поток тепла и солей.

На дне $z = H(x, y)$ примем условия равенства нулю вектора скорости:

$$u = v = w = 0; \quad (1.10)$$

и отсутствие вертикального потока тепла и солей

$$\frac{\partial(T, S)}{\partial z} = 0. \quad (1.11)$$

Система уравнений (1.1)–(1.11) замкнута с точностью до определения внутренних (A_z , A_L , η , μ) и внешних ($\tau_{x,y}$, $Q_{T,S,c}$) параметров задачи и может быть реализована с использованием вычислительных схем, разработанных для решения задачи о нестационарной циркуляции вод в примитивных уравнениях. Однако реализация такой задачи при высоком пространственном разрешении требует в соответствии с критерием Куранта–Фридрихса–Леви малых временных шагов ($\Delta t \approx 15$ с, при $\Delta x = \Delta y = 13,8$ км) и, следовательно, нереально большого для доступных нам компьютеров типа IBM PC, времени вычислений.

Для сокращения времени вычислительного процесса проинтегрируем уравнения (1.1), (1.2) от поверхности до дна, пренебрегая адвективными членами:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = -g \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{g}{\rho_0 H} \int_0^H (H-z) \frac{\partial \rho}{\partial x} dz + f \bar{v} + \frac{\tau_x - \tau_x^{Bot}}{\rho_0 H} + \frac{\partial}{\partial x} A_L \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} A_L \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}, \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = -g \frac{\partial \xi}{\partial y} - \frac{g}{\rho_0 H} \int_0^H (H-z) \frac{\partial \rho}{\partial y} dz - f \bar{u} + \frac{\tau_y - \tau_y^{Bot}}{\rho_0 H} + \frac{\partial}{\partial x} A_L \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} A_L \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}, \quad (1.13)$$

где $\bar{u} = \frac{1}{H} \int_0^H u dz$, $\bar{v} = \frac{1}{H} \int_0^H v dz$ функции только переменных x, y , описывающие баротропную составляющую поля течений в океане.

Уравнение неразрывности после интегрирования имеет вид:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -\left(\frac{\partial uH}{\partial x} + \frac{\partial vH}{\partial y}\right). \quad (1.14)$$

Уравнения (1.12–1.14) представляют классическую задачу по определению средней скорости течений и уровня моря в рамках теории "мелкой воды". Подобный прием используется в большинстве разработанных к настоящему времени моделей циркуляции океана [например, *Killworth, et al., 1991, Song, Haidvogel, 1994*], поскольку позволяет значительно сократить время вычислений. Достигается это тем, что с малым временным шагом, ограниченным критерием Куранта–Фридрихса–Леви, интегрируется только двумерная задача.

Коэффициент вертикального турбулентного обмена определяется из стационарного уравнения энергии турбулентности в соответствии с работой [*Kochergin, 1987*]. Коэффициент горизонтального турбулентного обмена определяется по формуле Смагоринского, хорошо зарекомендовавшей себя в практике подобных расчетов [*Oey et al., 1985*].

В качестве уравнения состояния (1.6) используется формула ЮНЕСКО [*Fofonoff, Millard, 1983*].

2. Модель дрейфа льда

Ледяной покров в модели описывается следующими величинами: h – средняя толщина ровного льда, изменяющаяся за счет термического стаивания и нарастания; h_h – толщина торосов (в данной формулировке – величина фиксированная); N_1 – относительная площадь ячейки, занятая льдом толщиной h ; N_2 – относительная площадь, занятая торосами; N_0 – относительная площадь чистой воды; h_s – высота снежного покрова на ровном льду.

Предполагается, что N_0 не может быть меньше 0,5%. Таким образом, следуя работе [*Parkinson, Washington, 1979*], параметризуется наличие участков чистой воды, образовавшихся вследствие стохастических процессов деформации ледяного покрова. Выбор величины N_{0_min} , являющейся свободным параметром модели, основан на экспериментальных данных, обзор которых приведен в работе [*Макитас, 1984*].

Уравнение эволюции ледяного покрова запишем в виде:

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \text{div}(m\bar{u}_i) + f = 0, \quad (2.1)$$

$$f = N_1 \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_T + h \left(\frac{\partial N}{\partial t} \right)_T + h_h \left(\frac{\partial N_h}{\partial t} \right)_T + N_2 \left(\frac{\partial h_h}{\partial t} \right)_T. \quad (2.2)$$

где масса льда $m = (N_1 h + N_2 h_h) \rho_i + N_1 h_s \rho_s$; f – функция источника или стока, описывающая термодинамический рост или таяние ровного льда, боковое таяние ровного льда и торосов, таяние торосов на верхней и нижней границе.

В моделях динамики морского льда его дрейф льда обычно описывается уравнениями баланса импульса. При этом морской ледяной покров рассматривается как двухмерный континуум. Запишем это уравнение, следуя работе [Hibler, 1979], в виде:

$$m \frac{\partial \bar{u}^i}{\partial t} = -m f \bar{k} \times \bar{u} + \tau_a + \tau_w - m g \nabla_H \xi + \bar{F}, \quad (2.3)$$

где $\bar{u}^i = u_i + v_j$ – вектор скорости дрейфа, $m = (N_1 h + N_2 h_h) \rho_i + N_1 h_s \rho_s$ – масса льда в ячейке, f – параметр Кориолиса, g – ускорение свободного падения, ξ – уровень моря, τ_a – тангенциальное напряжение ветра, τ_w – напряжение трения на нижней поверхности льда, \bar{F} – сила внутреннего взаимодействия льда, и $\bar{i}, \bar{j}, \bar{k}$ – единичные векторы в x, y, z направлениях, соответственно.

Силу внутреннего взаимодействия в ледяном покрове льда запишем в виде:

$$\bar{F} = \nabla \bullet \sigma \quad (2.4)$$

где σ – тензор напряжений (σ_{ij}), пространственно – временная изменчивость которого описывается в предположении упруго–вязко–пластической реологии ледяного покрова, предложенной в работе [Hunke and Dukowicz, 1997]:

$$\frac{1}{E} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial t} + \frac{1}{2\eta} \sigma_{ij} + \frac{\eta - \zeta}{4\eta\zeta} \sigma_{kk} \delta_{ij} + \frac{P}{4\zeta} \delta_{ij} = \varepsilon_{ij} \quad (2.5)$$

В уравнении (2.5) ε_{ij} – скорость деформации, определяемая как $\varepsilon_{ij} = 1/2[(du^i/dx_j) + (du^j/dx_i)]$, P – напряжение во льду, являющееся функцией сплоченности и толщины льда, E – аналог модуля упругости Юнга, η и ζ – массовая и сдвиговая вязкости, связанные соотношением:

$$\eta = \zeta / e^2, \quad (2.6)$$

где e – константа и

$$\zeta = 0,5P[(\varepsilon_{11}^2 + \varepsilon_{22}^2)(1 + e^{-2}) + 4e^{-2}\varepsilon_{12}^2 + 2\varepsilon_{11}\varepsilon_{22}(1 - e^{-2})]^{-1/2} \quad (2.7)$$

Следует отметить, что величина параметра E не может быть постоянной, поскольку в модели возникали бы динамические эффекты даже в условиях свободного дрейфа, когда реология льда не должна играть никакой роли. Исследуя условия устойчивости и сходимости системы уравнений динамики льда, Hunke and Dukowicz, [1997] предложили следующий вид для этого параметра

$$E = \frac{2E_0\rho_i N h}{\Delta t^2} \min(\Delta x^2, \Delta y^2). \quad (2.8)$$

Введенная в реологическое соотношение такая параметризация E допускает развитие упругих волн в ледяном покрове, которые приводят к быстрой подстройке поля скоростей к быстроменяющемуся форсингу. При расчетах мы принимаем $E_0=0,25$, $e = 2$ и $P = P_0 h e^{-C(1-N)}$, где P_0 и C являются эмпирическими константами со значениями $27,5 \text{ кНм}^{-2}$ and 20 [Zhang, Hibler, 1997].

3. Термодинамическая модель морского ледяного покрова.

За основу термодинамического блока модели была принята квазистационарная нульмерная модель морского льда, разработанная Б.В.Ивановым и А.П.Макштасом [1990]. Основными уравнениями модели являются уравнения теплового баланса для верхней и нижней поверхности льда:

$$H + LE + R + F = EH, \quad (3.1)$$

$$EH = \Phi_0 + \Phi_k, \quad (3.2)$$

где H и LE – вертикальные турбулентные потоки явного и скрытого тепла, R и F – длинноволновый и коротковолновый радиационный балансы, Φ_0 – поток тепла от океана к нижней поверхности льда, Φ_k – поток тепла, формирующийся вследствие выделения или поглощения тепла при таянии и нарастании льда на нижней поверхности, EH – поток тепла через снежно ледяной покров.

Как показано в работах [Макштас, 1984, Доронин, 1969, Semtner, 1976], в случае квазистационарности процессов на границах снежно-ледяного покрова и условии постоянства теплофизических свойств льда и снега, распределения температуры в льде и снеге близки к линейным. В этом случае поток тепла через снежно-ледяной покров можно рассчитать по формуле:

$$EH = k_i \frac{T_f - T_s}{h_i + (k_i / k_s h_s)}, \quad (3.3)$$

где k_s, k_i – коэффициенты теплопроводности снега и льда, h_s – толщина снега, h_i – толщина льда, T_f – температура замерзания воды, T_s – температура верхней поверхности снежно-ледяного покрова.

Вертикальный турбулентный поток явного тепла рассчитывается по формуле:

$$H = c_p \rho k u_* T_*, \quad (3.4)$$

где ρ – плотность воздуха, c_p – удельная теплоемкость, $u_* = \sqrt{\tau/\rho}$ – динамическая скорость, T_* – масштаб изменения температуры, k – постоянная Кармана.

Для определения u_* и T_* используется параметризация приземного слоя атмосферы, предложенная [Зилитинкевич, Чаликов, 1968]. Согласно данной параметризации при известном параметре шероховатости z_0 и предположении, что температура воздуха на этом уровне равна температуре поверхности $T(z_0)=T_s$, искомые величины находятся из замкнутой системы уравнений:

$$u(z_2) - u(z_0) = \frac{u_*}{\kappa} \left[f_u \left(\frac{z_2}{L} \right) - f_u \left(\frac{z_0}{L} \right) \right], \quad (3.5)$$

$$T(z_1) - T_s = T_* \left[f_\Theta \left(\frac{z_1}{L} \right) - f_\Theta \left(\frac{z_0}{L} \right) \right], \quad (3.6)$$

$$L = \frac{u_*^2}{\kappa^2 B T_*} (1 + m / Bo), \quad (3.7)$$

где z_2, z_1 – уровни измерения скорости ветра (10 м) и температуры воздуха (2 м), $z_0=0.01$ см – параметр шероховатости, L – масштаб длины Монины – Обухова, f – функции устойчивости, \bar{T} – средняя температура в слое, T_s – температура поверхности, $B=g/\bar{T}$ – параметр плавучести, g – ускорение свободного падения, $m = -0.61c_p \bar{T} / L_v$ – безразмерный коэффициент, зависящий только от средней температуры воздуха в слое, L_v – удельная теплота парообразования, Bo – число Боуэна, рассчитываемое в предположении об идентичности процессов турбулентного переноса тепла и влаги по формуле:

$$Bo = \frac{H}{LE} = \frac{C_p (T_{z_1} - T_0)}{L_v (q_{z_1} - q_0)}, \quad (3.8)$$

где q_{z_1}, q_0 – удельная влажность на уровне измерений z_1 и у поверхности воды или льда.

Явный вид функций устойчивости f_u, f_Θ , входящих в уравнения (3.5) и (3.6), зависит от стратификации приземного слоя атмосферы, описываемой безразмерным параметром $\xi = z_1 / L$. Вид функций устойчивости приведен в таблице 1.

Таблица 1.

Вид функций устойчивости в зависимости от стратификации приземного слоя атмосферы

Стратификация	Вид функции	Источник	
Устойчивая	$1 < \xi$	$6 \ln \xi$	[Брассерт, 1985]
	$0.4 < \xi < 1$	$\ln \xi + 5 \xi$	[Брассерт, 1985]
	$0 < \xi < 0.4$	$\ln \xi + 10 \xi$	[Зилитинкевич, Чаликов, 1968]
Нейтральная	$-0.07 < \xi < 0$	$\ln \xi $	[Зилитинкевич, Чаликов, 1968]

Неустойчивая	$\xi < -0.07$	$0.25 + 1.2\xi^{-1/3}$	[Зилитинкевич, 1970]
--------------	---------------	------------------------	----------------------

Система уравнений (3.5) – (3.7) является замкнутой для величин u_* , T_* и L и решается методом последовательных приближений. Рассчитав u_* и T_* для соответствующей стратификации приповерхностного слоя воздуха, можно по формуле (3.4) определить вертикальный турбулентный поток явного тепла (H) и далее по формуле (3.8) - вертикальный турбулентный поток скрытого тепла (LE).

Для определения длинноволнового радиационного баланса поверхности используется формула, предложенная [Konig-Langlo, Augstein, 1994]:

$$R = 4\varepsilon\sigma T_s T_a^3 - \varepsilon\sigma T_a^4 (3,765 + 0,22N^3), \quad (3.9)$$

где σ – постоянная Стефана-Больцмана, N – балл общей облачности, ε – излучательная способность поверхности.

Приходящая коротковолновая солнечная радиация для безоблачного неба рассчитывается по формуле [Zillman, 1972]:

$$F_0 = \frac{S \cos^2 z_\odot}{(\cos z_\odot + 2,7)e \cdot 10^{-5} + 1,085 \cos z_\odot + 0,1}, \quad (3.10)$$

где S – солнечная постоянная, z_\odot – солнечный зенитный угол.

Для учета облачности используется параметризация, предложенная в работе [Маршунова, Черниговский, 1971], в соответствии с которой коротковолновый радиационный баланс поверхности равен:

$$F = F_0 (1 - cN)(1 - \alpha)(1 - i_0), \quad (3.11)$$

где F_0 – приходящая солнечная радиация, N – балл общей облачности, c – эмпирический коэффициент, меняющийся для полярных районов от месяца к месяцу, α – альbedo подстилающей поверхности, i_0 – коэффициент, определяющий какая часть коротковолновой радиации не участвует непосредственно в теплообмене с атмосферой, а проникает вглубь льда и поглощается в его толще (в модели i_0 принят равным 0.3).

В модели приняты следующие значения α : $\alpha = 0,81$ для нетающего снега ($T_s < 273,15^\circ K$); $\alpha = 0,7$ для тающего снега ($T_s \geq 273,15^\circ K$); $\alpha = 0,63$ для бесснежного ледяного покрова; $\alpha = 0,1$ для чистой воды.

Поток тепла от океана к нижней поверхности льда рассчитывается по формуле:

$$\Phi_o = c_p \rho_w C_{ib} (T_w - T_f), \quad (3.12)$$

где C_{ib} – коэффициент турбулентного обмена,

Для расчета стаивания или нарастания льда или таяния снега сверху используется температура снежно–ледяной поверхности, которая находится итерационной процедурой. При этом рассчитывается разбаланс потоков на поверхности при данной температуре поверхности:

$$H+LE+R+F-EH=\Delta, \quad (3.13)$$

Процедура итерации прекращается и температура поверхности T_s считается найденной, когда разбаланс потоков меньше $1 \text{ Вт/м}^2\text{с}$ или же от итерации к итерации этот разбаланс меняется меньше, чем на $0,5 \text{ Вт/м}^2\text{с}$, и при этом шаг изменения температуры поверхности не более $0,01^\circ \text{ К}$. Если в процессе итераций разбаланс потоков на поверхности увеличивается и при этом сохраняет знак, то знак изменения температуры поверхности в итерационной процедуре изменяется на противоположный, а шаг изменений уменьшается в десять раз. Если найденная температура верхней поверхности снежно–ледяного покрова превышает $273,15^\circ \text{ К}$, то она принимается равной температуре таяния, а разбаланс потоков тепла определяет интенсивность таяния снега (льда) на верхней границе ледяного покрова.

Основываясь на данном алгоритме, в модели реализованы шесть режимов изменения толщины льда и снега за счет стаивания и нарастания на верхней и нижней границах, связанных с состоянием снежно–ледяного покрова и особенностями процессов теплообмена [Макитас, Назаренко, Шутилин, 1988]. При этом таяние или нарастание льда снизу для всех режимов рассчитывается по формуле, следующей из уравнения баланса нижней поверхности ледяного покрова (3.2):

$$\Delta h_i = \frac{EH - \Phi_0}{L_i \rho_i} \Delta t. \quad (3.15),$$

где L_i , ρ_i – теплота плавления и плотность льда, Δt – шаг интегрирования.

Режим льда со снегом при отсутствии таяния. Этот режим реализуется при условиях $h_s \geq 0,01 \text{ м}$ и температура поверхности меньше температуры таяния снега ($273,15^\circ \text{ К}$). В этом случае альbedo снега принимается $0,81$, $i_0=0$, $\epsilon=0,986$ (излучательная способность снега).

Режим таяния снега. Данный режим реализуется, когда температура поверхности, рассчитанная в ходе итерационной процедуры, выше температуры таяния снега. При этом за альbedo поверхности принимается альbedo тающего снега ($\alpha_{ST}=0,7$). Температура поверхности принимается равной температуре таяния и рассчитывается разбаланс потоков тепла на поверхности по формуле и величина стаивания:

$$H+LE+R+F-EH=Q, \quad (3.16)$$

$$\Delta h_c = \frac{Q\Delta t}{L_c \rho_c}. \quad (3.17),$$

где L_c, ρ_c – теплота плавления и плотность снега.

Режим льда без снега при отсутствии таяния реализуется при условиях $h_s < 0,01$ м и температура поверхности льда ниже температуры замерзания. В этом режиме излучательная способность поверхности равна излучательной способности льда (0.97), $\alpha = \alpha_i$ – альbedo льда, $i_0 = 0.3$. В этом режиме проникающая в лед коротковолновая радиация, следуя работе [Semtner, 1984], запасается во льду, вызывая внутреннее таяние на включениях (солевые прослойки). Запасенное тепло в осенний период поддерживает температуру верхней поверхности льда равной температуре замерзания до тех пор, пока запасенная энергия полностью не иссякнет. При этом поглощенная во льду на каждом временном шаге солнечная радиация:

$$\Delta Q_1 = F_0 i_0 (1 - \alpha_i) \Delta t \quad (3.18)$$

запасается в ледяном покрове до тех пор, пока ее величина не превысит одной трети количества тепла, необходимого для таяния всего льда

$$Q_1 = \sum \Delta Q_1 \leq 0.3 L_i \rho_i h_i . \quad (3.19)$$

В противном случае избыток тепла идет на таяние льда сверху. При этом уравнения (3.16) и (3.18) записываются в виде:

$$H + LE + R + F - \frac{Q_1 - 0.3 L_i \rho_i h_i}{\Delta t} = EH , \quad (3.20)$$

$$\Delta Q_1 = F_0 i_0 (1 - \alpha_i) \Delta t - (Q_1 - 0.3 L_i \rho_i h_i) . \quad (3.21)$$

Режим таяния льда без снега. Реализуется при $h_s < 0,01$ м и рассчитанной температуре поверхности льда выше температуры таяния ($273,05^\circ$ К). В этом случае температура поверхности полагается равной температуре таяния, по формуле (3.16) рассчитывается разбаланс потоков тепла. Величина стаивания определяется как:

$$\Delta h_i = \frac{Q \Delta t}{L_i \rho_i} . \quad (3.22)$$

В этом режиме значения эмпирических коэффициентов те же, что и в предыдущем

Режим поддержания. Реализуется, когда после режима таяния льда без снега вследствие изменения внешних условий температура поверхности льда впервые становится ниже $273,05^\circ$ К. В этом режиме все параметры аналогичны режиму таяния льда без снега. При этом тепло, запасенное во льду, расходуется на поддержание температуры его верхней поверхности равной $273,05^\circ$ К, и на таяние выпадающего снега. Количество тепла, необходимое для поддержания температуры поверхности находится по формуле:

$$\Delta Q_2 = (H + LE + R - EH + v \rho_{\bar{n}} L_{\bar{n}}) \Delta t , \quad (3.23)$$

где v – скорость выпадения твердых осадков.

Суммарное изменение тепла, запасенного во льду, определяется выражением:

$$\Delta Q = F_0 i_0 (1 - \alpha_1) \Delta t - \Delta Q_2. \quad (3.24)$$

Режим чистой воды. В случае, когда лед отсутствует, происходит прогрев или охлаждение перемешанного слоя воды, определяемые по формуле:

$$(\Phi_0 - H - LE - R - F - \nu \rho_c L_c) \Delta t = \rho_w c_w h_w \Delta T_w, \quad (3.25)$$

где ρ_w , c_w – плотность и теплоемкость морской воды, h_w – толщина верхнего слоя в модели океана.

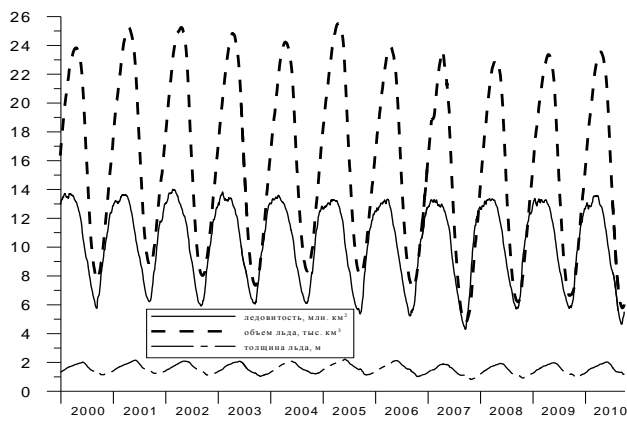
В случае охлаждения оно продолжается до тех пор, пока температура воды не опустится до температуры замерзания морской воды, после чего начинает образовываться лед, а температура подледного слоя T_w фиксируется на уровне температуры замерзания.

4. Результаты расчетов

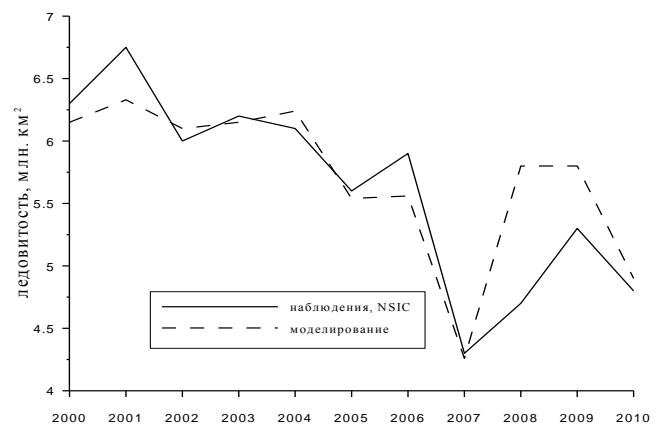
Модель адаптирована к акватории Северного Ледовитого океана и в настоящий момент имеет пространственное разрешение 13,8 км. Размер сеточной области 440 на 395 точек. По вертикали разрешение переменное, расчет производится на 33 горизонтах. Для описания донной топографии и конфигурации береговой черты использован архив GEBCO.

В первом эксперименте была сделана попытка воспроизвести современные изменения ледовитости Северного Ледовитого океана. Для расчетов в качестве внешнего форсинга были использованы: четырех – срочные значения атмосферного давления на уровне моря и температуры воздуха на высоте 2 м из *NCEP/NCAR* на сетке 2,5° на 2,5°; среднемесячные климатические данные об облачности, влажности воздуха, осадках и расходах 17 основных рек, впадающих в СЛО. В качестве начальных условий были заданы температура и соленость воды из *World Ocean Atlas (WOA05)* для летнего периода. Расчеты начинались с 1 сентября 2000 г. и три года форсинг не менялся для выхода модели на квазистационарное состояние. После этого расчеты продолжались при реальном форсинге из *NCEP/NCAR* до 30 сентября 2010 г.

Как видно из рисунка П2-1, модель вполне адекватно воспроизвела основные известные особенности внутригодовой и межгодовой изменчивости характеристик ледяного покрова СЛО. Для верификации модели на рисунке П2-2 приведено сравнение рассчитанной по модели ледовитости СЛО на момент ее исторического минимума в сентябре 2007 г. с данными спутниковых наблюдений, полученными в *National Snow & Ice Center*.



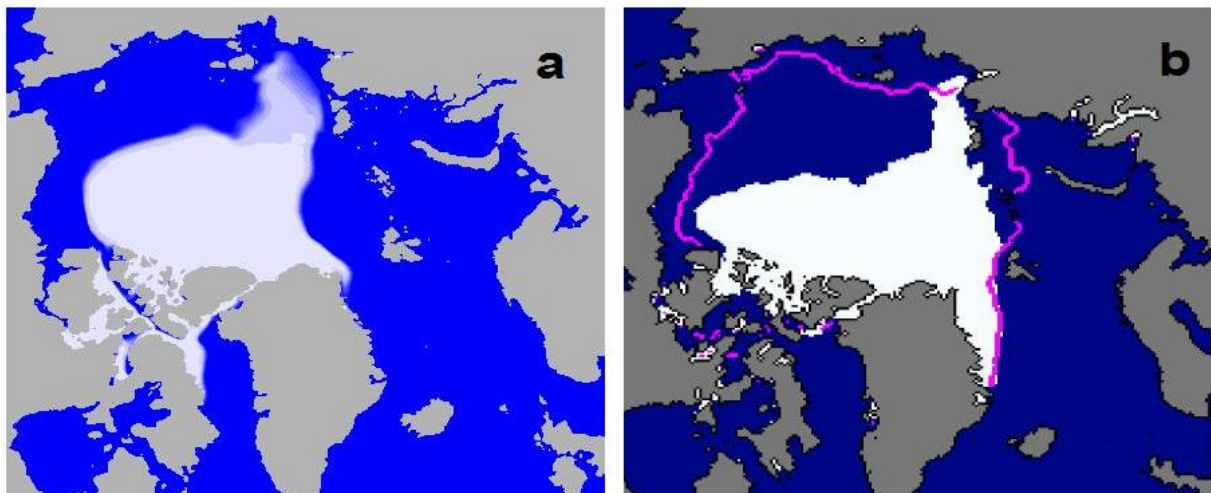
а



б

Рисунок П2-1. Модельные оценки межгодовой изменчивости общей площади, объема льда и его средней толщины в СЛО (а) и сравнение рассчитанной площади ледяного покрова в период максимального стаивания с данными спутниковых наблюдений (б).

Рисунок П2-2. Рассчитанное (а) и наблюдаемое (б) распределения ледяного покрова СЛО в



сентябре 2007 г.

Достаточно достоверно модель воспроизводит и распространение атлантической водной массы на акватории СЛО. Для подтверждения данного тезиса на рисунке П2-3 приведены рассчитанные распределения температуры воды на горизонте 275 м во всем модельном бассейне и на разрезе от Аляски до Земли Франца Иосифа. Как видно из рисунка, положение струи атлантических вод и ее меандрирование в соответствии с рельефом дна соответствуют нашим представлениям. При этом следует отметить, что значения температуры воды в ядре потока начиная с входа в желоб Святой Анны несколько ниже наблюдаемых, что, вероятно, обусловлено недостатками параметризаций диффузионного обмена и излишней вязкостью используемых расчетных схем.

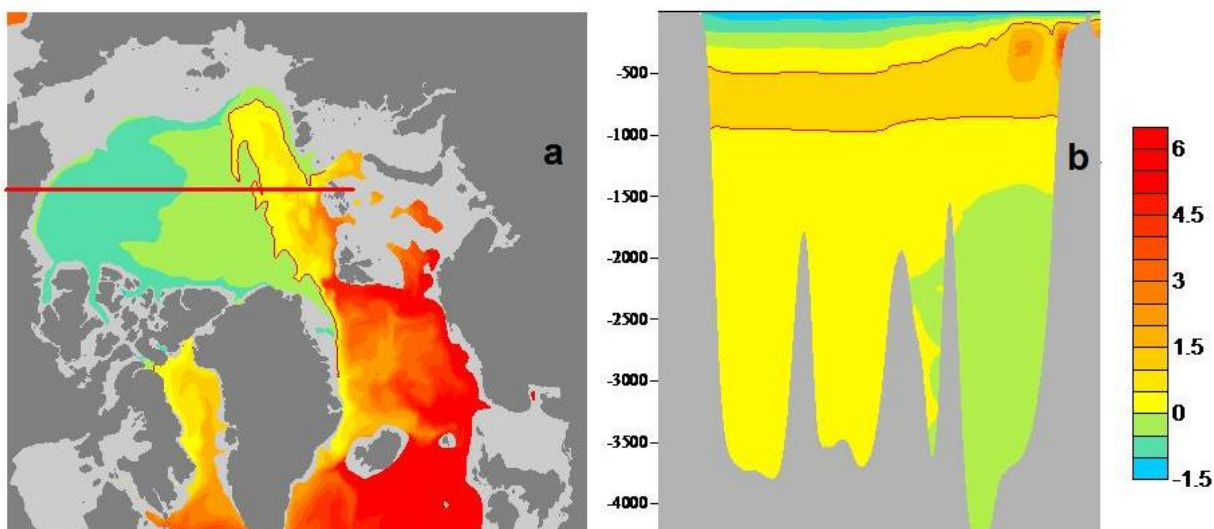


Рисунок П2-3. Распределение рассчитанной температуры воды на горизонте 275 м (а) и разрезе вдоль черной линии в СЛО в марте 2006 г.

В следующей серии экспериментов исследовались процессы формирования полыней в море Лаптевых, и оценивалось их влияние на ледопродуктивность региона. При этом, в отличие от первого эксперимента, в данной серии на период с 15 ноября по 15 июня каждого года задавалось среднее климатическое положение припая. На рисунке П2-4 представлено сопоставление рассчитанной по модели сплоченности ледяного покрова с данными обзорной ледовой карты, построенной в ААНИИ по спутниковым данным. Как видно из рисунка, модель достаточно удовлетворительно воспроизвела распределение заприпайных полыней моря Лаптевых.

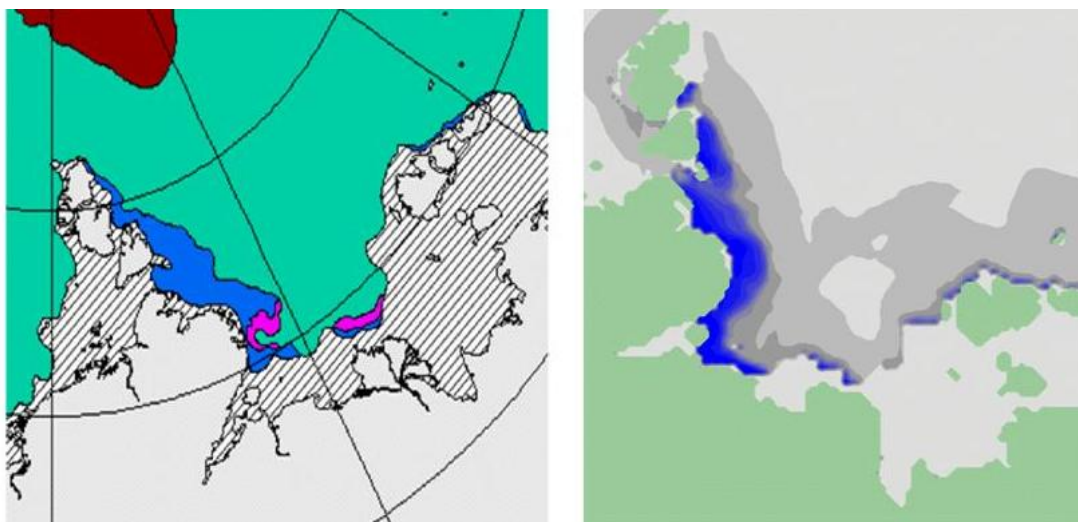


Рисунок П2-4. Распределение ледяного покрова по данным обзорной ледовой карты за 27–29 апреля 2009 г. (слева) и рассчитанная по модели на тот же срок сплоченность льда в море Лаптевых (справа).

Изменение площади полыней и скорость образования льда в них за холодные периоды 2006 – 2010 гг. представлены на рисунке П2-5. Проведенный численный эксперимент позволяет оценить вклад полыней в бюджете льда окраинных море и Северного Ледовитого океана в целом.

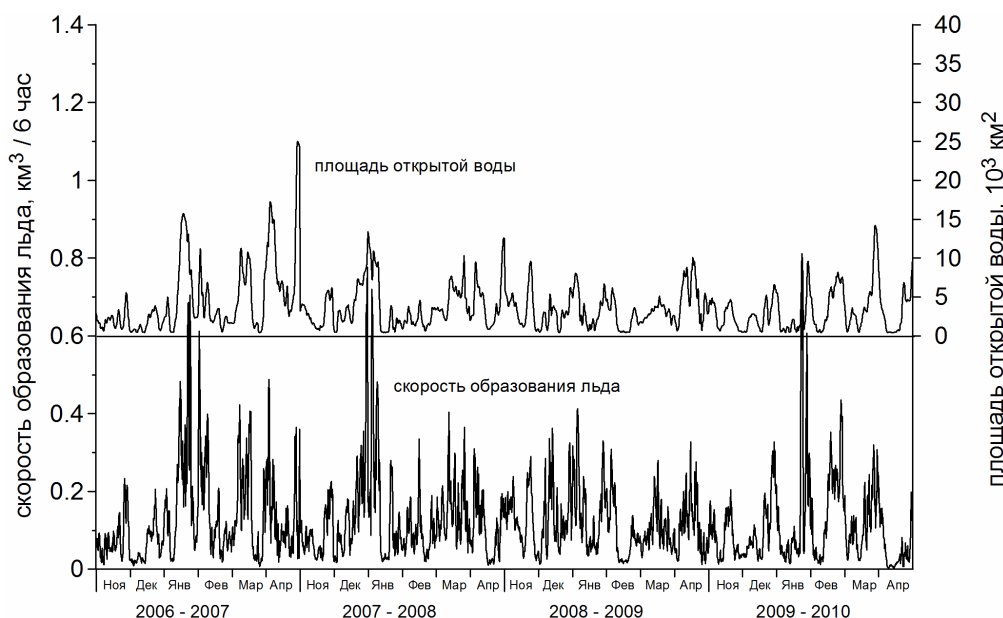


Рисунок П2-5. Модельные оценки межгодовой изменчивости площади заприпайных полыней моря Лаптевых и их ледопродуктивности в 2006 – 2010 годах.

Как следует из выше изложенного, разработанная модель может воспроизводить процессы не только климатического, но и синоптического масштаба. На основании динамического блока модели создана технология краткосрочного прогноза уровня для акваторий арктических морей, получившая одобрение Центральной Методической комиссии Росгидромета. В настоящее время проходят ее оперативные испытания. Получена рекомендация ЦМКП и на разработку на основании созданной модели технологии расчета и краткосрочного прогноза характеристик ледяного покрова в Северном Ледовитом океане и его морях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Брассерт У.Х. Испарение в атмосферу. Теория, история, приложения. Л.:Гидрометеиздат, 1985. 350 с.

Доронин Ю.П. Тепловое взаимодействие атмосферы и гидросферы в Арктике. Л.: Гидрометеиздат, 1969. 298 с.

- Зилитинкевич С.С., Чаликов Д.В.* Определение универсальных профилей скорости и температуры в приземном слое атмосферы // Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1968. Т.4. С. 294–302.
- Зилитинкевич С.С.* Динамика пограничного слоя атмосферы. Л.: Гидрометеиздат. 1970. 290 с.
- Иванов Б.В., Макинас А.П.* Квазистационарная нульмерная модель арктических льдов // Тр. ААНИИ. 1990. Вып. 420. С. 18–31.
- Макинас А. П.* Тепловой баланс арктических льдов в зимний период. Л.: Гидрометеиздат. 1984. 67 с.
- Макинас А.П.* Параметризация процессов теплообмена между океаном и атмосферой через льды различной толщины // Тр. ААНИИ. 1984. Вып. 406. С. 27–36.
- Макинас А.П., Назаренко Л.С., Шутилин С.В.* Модель морского ледяного покрова Арктического бассейна // В сб. Математические модели в исследовании динамики океана. Под ред. В.И.Кузина. Новосибирск. 1988. С. 96–116.
- Маршунова М.С., Черниговский Н.Т.* Радиационный режим зарубежной Арктики. Л.: Гидрометеиздат. 1971. 180 с.
- Fofonoff P., R.C.Millard, Jr.* Algorithms for computation of fundamental properties of seawater // Unesco Tech. Pap. 1983, № 44. 53 pp.
- Hibler W.D.* A Dynamic/Thermodynamic Sea Ice Model // J. Phys. Oceanogr. 1979. № 9. P. 815–846.
- Hunke E.C., J.K. Dukowicz.* An Elastic–Viscous–Plastic Model for Sea Ice Dynamics // J. Phys. Oceanogr., 1997. № 27. P. 1849–1867.
- Killworth P.D., Stainforth D., Weeb D.J., Paterson S.M.* The Development of a Free–Surface Bryan–Cox–Semtner Ocean Model // J. Phys. Ocean., 1991, № 21. № 9. P.1333–1348.
- Kochergin, V. P.* Three–dimensional prognostic models // Three–Dimensional Coastal Ocean Models / N. S. Heaps, Ed. Coastal Estuarine Science Series. Amer. Geophys. Union. 1987. № 4. P. 201–208.
- Konig-Langlo G., E.Augstein.* Parameterization of the downward long-wave radiation at the Earth’s surface in polar regions // Meteorol. Z. 1994. № 3. P. 343–347.
- Oey L.–Y., G.L.Mellor, R.I.Hires.* A three–dimensional simulation of the Hudson–Raritan Estuary. Part I: Description of the model and model simulation // J.Phys.Oceanogr. 1985. Vol. 15. №. 12. P. 1676–1692.
- Parkinson C.L., Washington W.M.* A large scale numerical model of sea ice // J.Geophys.Res. 1979 Vol. 84. P. 311–337.

- Semtner A.J.* A model for the thermodynamic growth of sea ice in numerical investigations of climate // *J.Phys.Oceanogr.*1976. Vol. 6. P. 379–389.
- Semtner A.J.* On modelling the seasonal thermodynamic cycle of sea ice in studies of climatic change // *Climatic change.* 1984. Vol. 6. P. 27–37.
- Song Y., D.Haidvogel.* A semi-implicit ocean circulation model using a generalized topography–following coordinate system // *J. Comp. Physics.* 1994. Vol. 115. P. 228-244.
- Zhang, J., W.D. Hibler III.* On an efficient numerical method for modeling sea ice dynamics // *J. Geophys. Res.* 1997. Vol. 102. C4. P. 8691–8702.
- Zillman I.W.* A study of some aspects of the radiation and heat budgets of the southern hemisphere oceans // *Meteorol.Study.* 1972. Vol. 26. P. 562–565.